



Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ АВТОМАТИЗАЦИИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г., Головешкин В.А.

ОСНОВНЫЕ АСПЕКТЫ ПРОБЛЕМЫ АСТЕРОИДНО-КОМЕТНОЙ ОПАСНОСТИ

Москва
2024

УДК 523.6
ББК 22.654
О 75

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г., Головешкин В.А. / Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности. – М.: РАН, 2024. – с. 522

В монографии рассмотрен широкий круг задач, относящихся к аналитическим и численным исследованиям с применением методов физики метеоров и механики сплошных сред в относительно новом междисциплинарном направлении – проблеме астероидно-кометной опасности, в том числе и к построению математических моделей, связанных с этой проблематикой. Обсуждены вопросы оценки уровня угрозы и возможных катастрофических последствий падения небесных тел на Землю, способов защиты от этого вида космической опасности или хотя бы уменьшения ущерба от нее. В монографии в разумной пропорции содержатся постановки и решения задач, уже ставшими классическими, новые исследования последних лет, а также результаты, выдержавшие проверку временем и несколько дополненные и модернизированные в свете современных достижений в этом научном направлении.

Монография предназначена для научных работников, преподавателей, аспирантов и студентов соответствующего профиля, а также для достаточно подготовленных читателей, интересующихся этой важной для человечества проблемой.

ISBN 978-5-907645-45-5

© В.А. Андрущенко,
Н.Г. Сызранова,
В.А. Головешкин, 2024

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	6
ВВЕДЕНИЕ	7
Глава 1. МАЛЫЕ ТЕЛА СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ КАК ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК АСТЕРОИДНО-КОМЕТНОЙ ОПАСНОСТИ (АКО)	10
1.1. Основные понятия и терминология. О роли космической пыли в проблеме АКО	10
1.2. Малые тела Солнечной системы – астероиды	14
1.3. Малые тела Солнечной системы – кометы	19
1.4. Места скопления малых тел Солнечной системы. Популяции опасных космических объектов (ОКО)	25
1.5. Динамическая стохастичность малых тел Солнечной системы. Нелинейные резонансы. Соотношения порядка и хаоса	28
1.6. Метеориты и метеорное вещество – осколки астероидов и останки кометных ядер, выпавших на земную поверхность	32
Глава 2. ОБНАРУЖЕНИЕ, МОНИТОРИНГ И КАТАЛОГИЗАЦИЯ ОКО, СЛЕЖЕНИЕ ЗА НИМИ И КОСМИЧЕСКИЕ МИССИИ	43
2.1. Проблема обнаружения ОКО и их каталогизация	43
2.2. Исследование астероидов и комет с помощью космических аппаратов и зондов	55
2.3. Состояние вопроса о создании системы мониторинга АКО в России	65
2.4. Методы информационно-аналитической оценки и прогноз АКО	70
2.5. Оценка срока существования цивилизации в условиях реальности проявления АКО	80
2.6. Риски АКО	84
Глава 3. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ	103
3.1. Постановка задачи. Основные уравнения	105
3.2. Теплообмен между космическим телом и окружающей средой	107

3.3. О механизмах разрушения метеороидов в атмосфере	113
3.4. Изменение кинетической энергии небесного тела вдоль траектории	135
3.5. Моделирование взрыва или взрывоподобного разрушения космических тел в земной атмосфере	137
3.6. Баллистика метеорных тел в атмосфере Земли	164
3.7. Результаты расчетов движения и разрушения конкретных метеорных тел	172
Глава 4. ПАДЕНИЕ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ НА ЗЕМЛЮ, ПРОЯВЛЕНИЯ ТАКИХ ПАДЕНИЙ	193
4.1. Падение крупных метеороидов на сушу как причина образования ударных кратеров и баллистических выбросов	193
4.2. Падение метеороидов в водные акватории Земли	253
4.3. Метеоритные кратеры и астроблемы на поверхности Земли	310
4.4. Выброс вещества в атмосферу и космос при падении крупных космических тел на поверхность Земли	335
Глава 5. СОВРЕМЕННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПАРИРОВАНИЯ УГРОЗЫ СО СТОРОНЫ ОКО	372
5.1. Пассивные методы защиты от ударов и взрывов космических тел	375
5.2. Общие аспекты активного предотвращения АКО. Перечень способов воздействия на ОКО	394
5.3 Математическая модель физических процессов воздействия ядерного взрыва (ЯВ) на астероид, разработанная в ИАП РАН	447
ПОСЛЕСЛОВИЕ	462
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ	463
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	465

«Мы живем на маленькой планете, которая окружена жестокой и опасной Вселенной, но последняя вовсе не устроена для нашего благоденствия... Цивилизация не может продолжаться только потому, что мы этого хотим... И если мы не предпримем экстраординарные глобальные меры по защите Земли, то Homo Sapiens вымрет... Здесь не может быть сомнений: в долгосрочном плане нам рано или поздно уготована судьба динозавров... Мы должны быть счастливы тем, что цивилизация успела зародиться и окрепнуть в промежутке между космическими катастрофами, и покой продолжался много тысяч лет... Давайте радоваться каждому моменту нашей переходящей жизни, чтобы осознать, что надо сделать для нашего выживания на Земле... Мы даже не можем себе представить, как изменится наш мир после импактного события, когда в одно мгновение безмятежные летние дни с ласковым ветерком и птицами, поющими на деревьях, могут внезапно превратиться во всепланетарный хаос... Такова сущность мира, в котором мы живем, и мы вечно балансируем на грани вымирания... Теперь, когда мы знаем об этой угрозе, что предпримет в связи с этими знаниями наш биологический вид?».

Г.Л. Верчур

ПРЕДИСЛОВИЕ

В предлагаемой читателю монографии рассмотрено современное состояние некоторых актуальных аспектов проблемы астероидно-кометной опасности (АКО) и разработки методов защиты от этого вида космической угрозы нашей планеты. Обсуждены с разной степенью подробности (в зависимости от профессиональных интересов авторов) важные вопросы, связанные с кинематикой и физикой малых тел Солнечной системы и угрозой их возможного катастрофического воздействия на Землю. Построены с помощью аналитических и численных методов эффективные математические модели, имитирующие процессы, сопровождающие движение этих тел в ближнем космосе и атмосфере, с возможным выпадением их в виде метеоритов на земную поверхность и ударным и/или взрывным взаимодействием с ней. Проведен ретроспективный анализ случаев столкновения метеороидов/планетезималей с ранней Землей, оставивших свои следы на ее поверхности в виде астроблем и оказавших в ходе взрывов и импактов существенное влияние на эволюцию ее геологической структуры, географических ландшафтов и биоты.

Основные вопросы, изложенные в настоящей монографии, следующие:

- рассмотрение мест скопления малых тел в Солнечной системе, методы прогноза их траекторий в свете вероятности их столкновения с Землей;
- изучение особенностей столкновения с Землей комет;
- выявление потенциально опасных космических объектов (ОКО) для нашей планеты, наблюдение за ними, их мониторинг, составление каталогов обнаруженных околоземных (ОКЗ) небесных тел;
- изучение эффектов и явлений, присущих движению космических объектов, вторгнувшихся в атмосферу Земли;
- исследование процессов ударного столкновения метеороидов с материковой и океанической/морской поверхностями планеты и их последствий;
- обнаружение метеоритных кратеров и астроблем в верхних слоях литосферы с идентификацией их импактного происхождения;
- оценка рисков АКО;
- разработка эффективных методов защиты планеты от угроз со стороны ОКО.

Естественно, что номенклатура вопросов в данном перечне ограничена, но наиболее важные аспекты проблемы АКО в нем представлены.

ВВЕДЕНИЕ

К началу XXI века сформировалось новое междисциплинарное научное направление – проблема астероидно-кометной опасности (АКО), актуальность которой была признана такими известными агентствами, занимающимися исследованиями космоса, как NASA, ESA и Роскосмос, и самой авторитетной международной организацией – ООН, в рамках которой был создан специализированный подкомитет [Информация о проводимых ..., 2005; *Musser*, 2007; *Савельев*, 2010]. Такое повышенное внимание к угрозе Земли со стороны малых тел Солнечной системы было вызвано осознанием сначала научным сообществом, а затем и широкими общественными кругами того факта, что энергетический порог этой природной опасности в отличие от любых других практически не ограничен сверху и, следовательно, может привести к гибели нашей цивилизации и даже положить конец существованию самой планеты. Хотя в последние десятилетия и были созданы наземные и спутниковые технологии обнаружения и слежения за опасными космическими телами (впрочем, не вполне надежные), но средств противодействия телу-импактору размером в несколько километров на данный исторический момент не существует, и человечество практически безоружно перед подобной угрозой. И хотя специалисты-астрономы и утешают нас малой вероятностью апокалипсиса такого рода в ближайшем будущем, но гигантские астроблемы на поверхности Земли – следы прежних импактов [*Macaiumic*, 1980; *Melosh*, 1989; *Вишневский*, 2007] – являются напоминанием о печальной судьбе предыдущих обитателей планеты (как, например, о гибели господствующего 65 млн. лет назад на ней вида живых существ – динозавров, в результате падения десятикилометрового Чикскулубского метеороида у северного побережья полуострова Юкатан (Мексика) [*Alvarez et al.*, 1980; *Pope et al.*, 1993; *Кринг, Дурда*, 2004]. А, кроме того, широко известным, исторически недавним фактом столкновения в июле 1994 г. фрагментов кометы Шумейкеров-Леви 9 с Юпитером, в результате которого области поражения на поверхности этой планеты некоторыми ее осколками превышали по площади всю земную поверхность (!) [*Zahnle, McLew*, 1994; *Фортон и др.*, 1996].

Следует также отметить, что вероятность столкновения Земли с небесными телами меньших габаритов – декаметровых и метровых размеров значительно выше [*Trilling et al.*, 2017; *Дудоров, Еретнова*, 2020]. А такой инцидент может привести не только к огромным жертвам и материальному ущербу сам по себе, но и стать триггером – спусковым крючком для глобального катаклизма. Так, попадание подобного тела в зону разлома земной коры или очага вулканической активности, как показывают оценки, может инициировать катастрофу, в десятки и сотни раз превышающее по энергетике непосредственное воздействие самого небесного тела, попадание в расположение атомных объектов (например, АЭС) привести к радиоактивному заражению огромных террито-

рий, на порядки превышающих последствия Чернобыльской или Фукусимской трагедий, а попадание в плотину крупной ГЭС привести к быстрому затоплению колоссальных пространств, в том числе городов с сотнями тысяч жителей [Андрущенко и др., 2007; Холин и др., 2011; Андрущенко, Шевелев, 2013; Rumpf et al., 2016a, б и 2017; Шустов, 2019].

Задача оценки степени предсказуемости движения малых космических тел, сближающихся с Землей, является одной из самых сложных аспектов проблемы АКО, поскольку только некоторые из них перемещаются по вполне предсказуемым орбитам, большинство же – нет. Это должно приниматься во внимание в расчетах при оценке потенциальной опасности, которую представляют собой популяции последних, движущихся хаотично по произвольным орбитам [Valsecchi, 2007; Шевченко, 2010]. Значительно выросшая за первые два десятилетия XXI века наблюдательная база позволила на основе обработки полученной информации сделать вывод о гораздо более частых случаях входа малых космических тел в атмосферу нашей планеты и/или их прохождения в непосредственной близости от нее, чем это считалось ранее. То есть степень космической угрозы с их стороны оказалась гораздо выше, оцененной в прошлом веке, и этим еще более актуальной оказалась значимость самой проблемы АКО в различных аспектах своего проявления. Это тем более указывает на необходимость ускорения научного исследования всех аспектов проблемы АКО и скорейшего осуществления национальной программы федерального уровня изучения и парирования этого вида космических угроз.

Следует отметить, что на настоящее время по тематике АКО опубликован ряд книг и монографий отечественных [Астероидно-кометная опасность / ред. А.Г. Сокольский, 1996; Угроза с неба..., 1999; Катастрофическое воздействие..., 2005; Астероидно-кометная опасность... / ред. Б.М. Шустов, Л.В. Рыхлова, 2010; Дегтярь, Волков, 2013; Астероидно-кометная опасность... / ред. В.А. Пучков, 2015] и зарубежных [Verschnur, 1996; Atkinson, 1999; Asteroids III, 2002; Firestone et al., 2006; Drube et al., 2015; Brook Syal et al., 2015] авторов. В большинстве из упомянутых научных трудов отражены отдельные аспекты проблемы АКО, близкие по тематике научным интересам их авторов, и только в некоторых из них проблема АКО рассмотрена комплексно. Настоящая монография, представленная на суд читателей, как и большинство из перечисленных выше, не претендует на полноту освещения проблемы АКО. Так, в некоторых главах (главы 1 и 2) материал приведен в сжатом, ознакомительном с рассмотренными в них аспектами проблемы объеме, но при этом в соответствующих местах текста даны ссылки на литературные источники, в которых этот материал изложен значительно более подробно.

В нашей монографии наряду с новыми результатами приведен материал и давно известный, но по глубине мысли, постановке проблем и способу обсуждения результатов часто значительно превосходящий содержание современных работ, преимущество которых перед старыми заключается лишь с точки зрения новизны применяемых методов.

Номера разделов в монографии составлены из порядкового номера главы и самого раздела, нумерация формул, рисунков и таблиц сквозная, самостоятельная для каждой главы.

В заключение хочется выразить глубокую благодарность Л.В. Митрофановой, оказавшей существенную помощь в подборе материала для монографии.

Глава 1

МАЛЫЕ ТЕЛА СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ КАК ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК АСТЕРОИДНО-КОМЕТНОЙ ОПАСНОСТИ (АКО)

1.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ТЕРМИНОЛОГИЯ. О РОЛИ КОСМИЧЕСКОЙ ПЫЛИ В ПРОБЛЕМЕ АКО

Солнечная система кроме самого светила и восьми известных на данное время планет содержит в себе еще и так называемые малые тела. Главное отличие малых тел Солнечной системы от планет состоит в существенно меньших размерах по сравнению с линейными масштабами последних, а также не обязательную принадлежность их орбит (траекторий) плоскости эклиптики системообразующих планет. Именно по этой причине из числа планет был исключен Плутон – девятая, теперь уже экспланета, побывавшая в этом качестве после своего открытия менее века. Малые тела Солнечной системы в зависимости от размера и свойств подразделяются на межпланетную пыль, метеороиды, астероиды и кометы [Куликова и др., 1993; Котляков, 2008] (см. рис. 1.1, на котором приведены условные характерные оценки размеров для различных классов малых тел [Фундаментальные ..., 2014]).



Рис. 1.1

Следует отметить, что в научной литературе имеет место довольно существенная неопределенность в значениях границ между некоторыми классами этих объектов, особенно между метеороидами и астероидами (см., например, [Beech, Stell, 2005; Астероидно-кометная опасность: 2010 и 2015; Фундаментальные ..., 2014]). Таким наиболее наглядным примером противоречивости в классификации может служить выпавшее как метеорит в 2008 г. в Судане небесное тело 2008 TC₃, размер которого при входе в атмосферу составлял всего 3–4 м, но оно по причине яркой светимости было зачислено в класс астероидов [Jenniskens et al., 2009].

Малые тела Солнечной системы могут сближаться с Землей, проникать в ее атмосферу, разваливаться на фрагменты и/или «взрываться» в ней, падать на ее поверхность; реализация такой последовательности событий естественно представляет непосредственную угрозу ее обитателям, инфраструктуре и окружающей среде.

Изучению малых тел Солнечной системы посвящена наука – метеоритика, ставшая ветвью наук о космических телах и возникшая всего 230 лет тому назад с издания известным физиком того времени Э. Хладни в 1794 г. книги, описывающей объекты, упавшие с неба [Chladni, 1794]. До этого все выпавшие с неба тела считались учеными объектами земного происхождения. Такая авторитетнейшая организация как Парижская Академия приняла в 1790 г. даже специальное постановление о необходимости борьбы с суеверными представлениями населения о возможности падения камней с неба, как реакцию на письмо жителей г. Жульен (Гасконь, Франция) о таком событии за подписью трех сотен свидетелей [Кринов, 1955]. Такое постановление, по крайней мере, странно, поскольку еще в первом веке нашей эры известный римский ученый Плиний Старший писал в своей «Естественной истории» о том, что «камни часто падают с неба на Землю и в этом никто не сомневается» [Plinius, 1831], а французские энциклопедисты несомненно были знакомы с его трудами.

Несколько десятилетий назад из метеоритики и некоторых разделов астрономических и геофизических наук сформировалось новое междисциплинарное научное направление, названное проблемой астероидно-кометной опасности (АКО), изучающее угрозу нашей планете и человечеству со стороны малых небесных тел, ее последствия и деятельность, направленную на предотвращение такой угрозы. Эти вопросы и рассматриваются в настоящей монографии.

Прежде чем дать более развернутые определения объектам, относящимся к малым телам Солнечной системы, и другие сведения о них, нам хотелось бы обратить внимание читателей на один, как нам кажется, важный аспект проблемы АКО, не нашедший отражения в книгах и монографиях других авторов. В абсолютном большинстве этих трудов подчеркивается, что смысл понятия АКО заключается только в угрозе столкновения с Землей достаточно крупных тел: астероидов, комет и их больших осколков размером не менее десятков метров, а также их возможных воздушных взрывах над земной поверхностью [Астероидно-кометная опасность..., 1996, 2010 и 2015; Угроза с неба..., 1999; Atkinson, 1999; Катастрофические воздействия..., 2005; Фундаментальные ..., 2014; Rumpf et al., 2017]. О взаимодействии же космической пыли с атмосфе-

рой Земли и ее выпадением на земную поверхность в этих работах или вообще не упоминается, или, как, например, в монографии [Астероидно-кометная опасность..., 2010] или работах [Маров, 2005; Седнев, Блинов, 2020] приводится мнение, что выпадение космической пыли не представляет для Земли какой-либо реальной угрозы и вообще не оказывает сколько-нибудь значительное воздействие на нашу планету. У нас же другой взгляд на процессы взаимодействия пыли космического происхождения с Землей и ее атмосферой, которые, безусловно, можно отнести к одному из аспектов проблемы АКО. Изучив и проанализировав материал ряда статей весьма авторитетных специалистов в этой области, нами был сделан вывод о существенном влиянии поступающей из космоса пыли на эволюцию нашей планеты и ее атмосферы, причем о влиянии многоплановом, приводящем к процессам и эффектам, сильно различающихся по масштабам воздействия и их последствиям. Космическая пыль оказывает влияние на атмосферу планеты и через нее непосредственно на человечество в трех ипостасях (формах проявления):

Во-первых, как показано в работах [Ермаков и др., 2006 и 2007], с ее воздействием можно связать происходившие ранее (и наступившее в настоящем) глобальные изменения климата. Такой прогноз в этих работах был сделан на основе результатов спектрального анализа температурных данных глобальной сети метеорологических станций за период 1880–2006гг. с использованием информации о движении планет, контролирующей поступление пыли из космоса в атмосферу Земли. А настоящее глобальное потепление, как известно, привело к значительному разгулу одного из главных видов стихий на Земле – интенсивных атмосферных вихрей: ураганов-тайфунов и смерчей-торнадо [Андрущенко и др., 2017 и 2018].

Во-вторых, результаты исследований, приведенные в работах [Nicholson et al., 2000; Зецер и др., 2004; Маров, Ипатов, 2005; Маров, 2005], о миграции космических пылевых частиц с целью эффективности доставки ими на Землю органического и даже биогенного вещества. В атмосферу нашей планеты постоянно вторгаются космические тела разных размеров с различными скоростями и углами входа в нее, которые могут нести на себе органический материал. Вопрос сохранения этого материала в процессе движения таких тел в космическом пространстве и в земной атмосфере, являющейся в каком-то смысле фильтром для проникновения на Землю биоматериалов, очень сложен. Крупные небесные тела размером в десятки и сотни метров в ходе гиперзвукового движения тормозятся из-за сопротивления атмосферы, испытывая огромные давления и нагреваясь до чрезвычайно высоких температур, которые приводят к уничтожению биообъектов на их поверхности с высокой степенью вероятности. Более мелкие тела при торможении в атмосфере полностью сгорают в ней. Однако мелкие частицы (космическая пыль) тормозятся на больших высотах и нагреваются более «плавающим» образом. Согласно оценкам, микрочастицы могут находиться в плотных слоях атмосферы от нескольких секунд до нескольких десятков секунд в зависимости от угла входа в нее. На рис. 1.2 приведены расчетные значения температур для микроскопических тел (по сути космической пыли) размером 10 и 100 мкм

при их движении к поверхности Земли с высоты 120 км при углах их входа в атмосферу 20° и 45° к горизонту [Зецер и др., 2004].

Как видно из графиков, например, при угле входа в атмосферу 45° температура 150°C для частиц пылью размерами 10–100 мкм может держаться ~ 16 с, а при угле входа 20° – более 20 с. Температура 100°C достаточно велика и при длительном воздействии на биологические объекты обычно приводит к их гибели, но при кратковременном нагреве они способны выживать при значительно более высоких температурах.

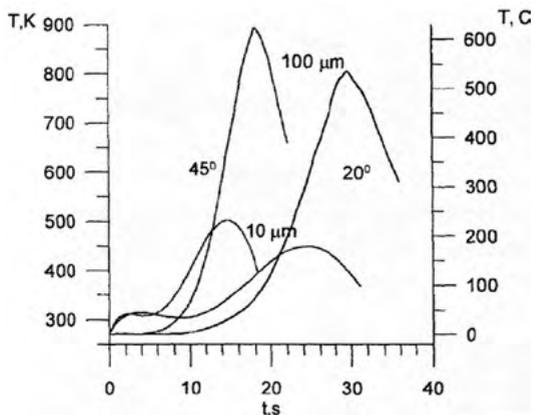


Рис. 1.2

Таким образом, вследствие существенно меньшего нагрева космических пылевых частиц при прохождении ими через атмосферу с эллиптических орбит при малых углах входа в нее биологический материал на них может сохраниться. Эти результаты подтверждаются лабораторными экспериментами по выживаемости бактерий и вирусов при нагреве до 200°C (см., например, [Nicholson et al., 2000; Зецер и др., 2004]) и позволяют рассматривать эту пыль как потенциального разносчика биогенного материала из далеких областей космического пространства. И, таким образом, космическая пыль вполне могла стать источником реальных пандемий XX–XXI веков: «испанского гриппа» в 1918–1920 гг.; «СПИДА» – иммунодефицита в 1980–? гг.; «COVID-19» – коронавируса в 2019–2022 гг., то есть инфекционным проявлением АКО. Естественно, этот вопрос еще подлежит тщательному изучению.

В-третьих, в цикле работ [Плотников, Шуришалов, 1994–1997 и 2000; Шуришалов, Плотников, 1998] численно изучались задачи о взаимодействии с атмосферой Земли протяженного галактического пылевого облака, налетевшего на планету с большой космической скоростью. Полученные результаты многолетнего вычислительного эксперимента показали, что возникшие при этом газодинамические течения характеризовались большим разнообразием эффектов и возможностью катастрофического воздействия на поверхность Земли. А в случае глобальных взаимодействий даже возможностью уноса ее атмосферы, то есть явлением, равнозначным столкновению с суперкилометровым космическим телом, также приводящим к гибели земной цивилизации и вымиранию биоты (явлением, предположительно происшедшем в далеком прошлом с соседней планетой – Марсом).

Приведенные выше сведения являются доказательством того, что космическая пыль входит в число факторов (объектов), представляющих угрозу для Земли, и тем самым является аспектом проблемы АКО. Но, тем не менее, она не играет в ней доминирующую роль, которая конечно же принадлежит гораздо более габаритным объектам – астероидам и кометам.

1.2. МАЛЫЕ ТЕЛА СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ – АСТЕРОИДЫ

Астероиды – это наиболее хорошо изученные объекты среди малых планетообразных тел Солнечной системы, и хотя их размеры существенно меньше линейных масштабов планет, им присущи некоторые свойства планет – они даже могут иметь спутники [Железнов, 2004; Гафнотюк, Горькавый, 2013]. В отличие от планет и их спутников, которые в ходе эволюции под воздействием как внешних, так и внутренних факторов, главным образом эндогенных процессов, таких как вулканизм, существенно трансформировали свое первоначальное вещество, астероиды же его сохранили в большинстве случаев первозданным. Изучение метеоритов показывает, что они сами и их родительские тела – астероиды – это наиболее древние и наименее измененные реликты первичного вещества Солнечной системы. Многие из них представляют собой допланетную стадию развития вещества Солнечной системы, а углубленное понимание этой фазы развития – это главная мотивация продолжения и расширения изучения астероидов и наиболее приоритетная задача [Маров, 2005].

Астероиды, сближающиеся с Землей (АСЗ), – это потенциально опасные объекты, поэтому их исследование необходимо с точки зрения космической безопасности. А, кроме того, не следует забывать, что близкие к нашей планете тела можно рассматривать и как возможные источники внеземных природных ресурсов, поскольку земные уже в достаточной мере истощены.

Чтобы не было путаницы в наименовании астероидов и повторных их переименований, Боуэром в 1925 г. была предложена система их обозначений. Обозначение состоит из года открытия объекта и двух букв латинского алфавита, сопровождаемых индексом. Первая буква соответствует номеру «полумесца», то есть буква А отвечает малой планете, открытой с 1 по 15 января, буква В – открытой с 16 по 31 января и т.д. (здесь в наименовании исключены буквы I и Z) [Астероидно-кометная опасность..., 2010] (см. табл.1.1).

Табл. 1.1. Кодировка предварительных обозначений малых планет в зависимости от времени их открытия

Буква	Интервал	Буква	Интервал	Буква	Интервал
А	Январь, 1–15	J	Май, 1–15	R	Сентябрь, 1–15
В	Январь, 16–31	K	Май, 16–31	S	Сентябрь, 16–30
С	Февраль, 1–15	L	Июнь, 1–15	T	Октябрь, 1–15
D	Февраль, 16–29	M	Июнь, 16–30	U	Октябрь, 16–31
E	Март, 1–15	N	Июль, 1–15	V	Ноябрь, 1–15
F	Март, 16–31	O	Июль, 16–31	W	Ноябрь, 16–30
G	Апрель, 1–15	P	Август, 1–15	X	Декабрь, 1–15
H	Апрель, 16–30	Q	Август, 16–31	Y	Декабрь, 16–31

Вторая буква в обозначении присваивается объекту в порядке поступления сообщения об его открытии в Центр присвоения обозначений малым планетам в данном «полумесяце» (здесь в наименовании исключена буква I). То есть 25 малая планета, открытая во второй половине сентября 2004 г., была обозначена как 2004 SZ. Дальнейшие 25 открытий в данном полумесяце получили обозначения, в которых вторая буква снова пробегает обозначения от A до Z (за исключение буквы I), но теперь ей дополнительно присваивался индекс 1. При числе открытий, превышающих 50, вторая буква в коде снова циклически менялась, но с добавочным индексом 2 и т.д. На данный момент времени, когда число открытий исчисляется тысячами новых объектов в течение «полумесяца», у малых планет возможен даже трехзначный индекс, например, 2002 TC₃₀₂ (часто применяется считающаяся равнозначной запись 2002 TC₃₀₂).

Выделяются два основных фактора, влияющих на форму малых тел Солнечной системы [Слюта, 2014]. Первый фактор – гравитационная нагрузка, второй – длительная столкновительная эволюция этих тел.

Гравитационная нагрузка в астероидах, вызывающая девиаторные напряжения, возникает с момента образования тела. Эта нагрузка определяется массой тела и его неравновесной формой. Данную нагрузку, естественно, тело испытывает в течение очень длительного времени. При продолжительном воздействии гравитационной нагрузки происходит изменение механических свойств пород, образующих малое космическое тело, которое определяется реологическими свойствами материалов. При длительном воздействии нагрузки упругие свойства материала ослабевают и все сильнее проявляются пластические свойства. Явление роста деформации породы при постоянных напряжениях известно как ползучесть или крип [Ржевский, Новик, 1973]. Это явление похоже на пластическое течение, но, если пластическое течение происходит за пределом текучести, то крип проявляется при длительной нагрузке, но при напряжениях меньших предела текучести. Теоретически, при наличии гравитационной нагрузки под действием крипа, начальная неправильная форма тела должна превращаться в шарообразную. Однако, как показано в [Симоненко, 1979], на астероидах поперечником менее 400 км из-за незначительности гравитационной нагрузки явление текучести практически отсутствует. Утрамбованными силой тяжести могут быть недра только самых крупных астероидов. Поэтому гравитационная нагрузка не является определяющей в вопросе о форме малых тел. Если говорить в целом, то угловатость формы космического тела (а она велика у метеоритов) уменьшается с ростом размера тела – угловатость слабее у метеороидов и становится малой у малых планет.

Обычно форму поверхности астероида аппроксимируют трехосным эллипсоидом с полуосями a, b, c ($a \geq b \geq c$).

В большей степени на форму астероида влияет анизотропия его механических свойств. Предполагается, что она появилась еще на стадии образования вещества малых планет в резко анизотропной среде (например, под давлением звездного ветра еще молодого Солнца или сверхновой, либо в неоднородном

гравитационном поле). Уничтожить первичную анизотропию могли только либо полное плавление материала, либо сильные пластические деформации, но подобные явления не наблюдались. Выявлено влияние анизотропии на форму как небольших метеоритов (метеорит Сайх), так и достаточно крупных метеоритов (метеорит Царёв) [Slyuta et al., 2009]. Естественным является предположение, что анизотропия механических свойств оказывает влияние и на форму крупных малых тел Солнечной системы. Поскольку астероиды являются не только родительскими телами для метеоритов, но и сами представляют собой (потенциальные) гигантские метеориты. Крупные метеориты являются по сути малыми астероидами.

Если малое тело обладает анизотропией механических свойств, то со стороны полюса эллипсоида анизотропии размеры кратера, образовавшегося в результате столкновения, будут меньше, чем в других областях. В результате длительной столкновительной эволюции это может привести к совпадению длинной оси эллипсоидов анизотропии и малого тела. Это означает, что ориентировка главных полуосей формы тела относительно главных осей его эллипсоида анизотропии может быть не случайна [Слюта, 2014].

Физико-механические свойства малых тел определяются их составом и структурой. Различаются следующие типы по составу – каменные (силикатные), ледяные и металлические.

По строению малые тела подразделяются на следующие – монолитные, бинарные и рыхлые. Монолитные тела состоят из одного консолидированного куска или блока породы. Бинарные или многокомпонентные состоят из двух, а иногда и более консолидированных кусков, удерживаемых вместе силой притяжения. Модель рыхлого тела – это совокупность частиц или отдельных фрагментов, удерживаемых вместе только силой притяжения. Модель рыхлого тела – это предельный случай многокомпонентной модели. Для малых тел с небольшой массой это означает полное отсутствие прочности. Прочность таких тел определяется только силой притяжения. Однако исследования показывают, что предел прочности кометного вещества вполне различимая величина, которая не зависит от массы и обусловлена когезией, явлением сцепления между частицами материала на молекулярном уровне.

Некоторые астероиды (*Laetitia*, *Eugenia*, *Itokava* и др.) представляют собой не монолитную породу, а совокупность обломков различных размеров. Для рыхлых типов существует слабая корреляция между отношением полуосей и частотой вращения, что объясняется некоторым уплощением и вытянутостью такого тела из-за центробежных сил. В целом же форма рыхлых астероидов далека от формы эллипсоида вращения.

Астероиды также различают по следующим спектральным классам. Тела S-класса – это объекты, имеющие кремневый (каменный) состав. Их же называют каменными. Они составляют 17% от всех известных астероидов. Представителями астероидов этого класса являются, например, Ида (главные оси $59.8 \times 25.4 \times 18.6$ км) и Эрос ($35.1 \times 11.3 \times 7.0$ км). Для астероидов этого

класса для главных полуосей имеет место примерно следующее соотношение: $a : b : c = 1.45 : 1.16 : 1.0$, $b / a = 0.8$, $c / a = 0.69$. Какая-либо четкая зависимость формы от массы отсутствует.

Тела С-класса – это темные углеродистые объекты. Они составляют 75% от всех известных астероидов. Этот класс является основным. Типичными представителями этого класса являются спутники Марса Фобос (главные оси $26.1 \times 22.2 \times 18.6$ км) и Деймос ($15.6 \times 12.0 \times 10.2$ км). Для астероидов этого класса имеет место примерно следующее соотношение для главных полуосей: $a : b : c = 1.25 : 1.06 : 1.0$, $b / a = 0.85$, $c / a = 0.8$. Они имеют менее вытянутую форму по сравнению с астероидами S-класса. Какая-либо четкая зависимость формы от массы также не просматривается. Прочность С-астероидов примерно в три раза меньше прочности S-астероидов.

Тела М-класса - металлические астероиды. Третий по численности, но пока слабо изученный класс. Некоторые из них состоят из никеля и железа с небольшой примесью камней. Предполагается, что они собой представляют остатки металлических ядер более крупных астероидов, которые были разрушены из-за взаимных столкновений на ранних этапах формирования Солнечной системы. Типичными представителями этого класса являются Психея (главные оси $240 \times 185 \times 145$ км) и Антигона ($152 \times 109 \times 95$ км). Для астероидов М-класса выполняется примерно следующее соотношение для главных полуосей: $a : b : c = 1.61 : 1.18 : 1.0$, $b / a = 0.78$, $c / a = 0.66$. Зависимость формы от массы отсутствует. Отметим, что для металлических астероидов по причине их более высокой прочности по сравнению с каменными на их форму в значительно меньшей степени оказывает влияние метеоритная бомбардировка. Исключением является астероид Клеопатра, имеющий форму гантели. Удовлетворительного объяснения такой формы нет.

Малые ледяные тела. Такие тела распространены в системах планет гигантов. Представители – спутник Юпитера Амальтея (главные оси $250 \times 146 \times 128$ км) и спутник Сатурна Мимос ($207.8 \times 196.7 \times 190.6$ км). Среднее соотношение для главных полуосей: $a : b : c = 1.64 : 1.33 : 1.0$, $b / a = 0.81$, $c / a = 0.61$. Зависимость формы от массы также отсутствует.

Из числа уже исследованных астероидов большинство имеет неправильную округленную конфигурацию с поверхностью, покрытую кратерами ударного происхождения [Слюта, 2014]. Как уже упоминалось выше, некоторые астероиды имеют спутники и даже несколько. На рис. 1.3 приведен снимок астероида Ида с такими кратерами и со спутником Дактиль, полученный АМС «Галимо» в 1993г. [Левитан, 2008].

Как и планеты, многие астероиды вращаются вокруг своей оси, причем некоторые (малого размера) достаточно быстро (см. табл. 1.2, на которой приведены данные о быстро вращающихся астероидах размером из диапазона $10 \text{ м} < D < 100 \text{ м}$ с периодами менее 100с. В конце таблицы для сравнения приведены те же параметры для трех известных астероидов, причем для двух последних достаточно крупных [Величко, 1991; Ostro et al., 1999; Левитан, 2008; Лушишко, Телеусова, 2013]).



Рис. 1.3

Табл. 1.2. Данные о некоторых вращающихся астероидах, принадлежащих к семейству АС3

№	Обозначение	Период вращения	Диаметр, м
1	2014 RC	16с	12
2	2010 JL88	25с	13
3	2017 EK	30с	45
4	2016 GE1	34с	14
5	2008 HJ	43с	21
6	2010 TG19	70с	49
7	2000 D08	78с	37
8	1998 KY26	10.7 мин	30
9	1820 Аполлон	~184 мин	~1400
10	1827 Ивар	~256 мин	~6000

Вращение астероидов является одной из важных и сложных космогонических проблем пояса астероидов. Если общий сценарий образования астероидов в рамках аккумуляции в некотором приближении можно считать построенным, то количественной теории, объясняющей наблюдаемое их вращение, не существует. А между тем вращение астероидов является той фундаментальной характеристикой их состояния, которая доступна для инструментальных измерений, что дает возможность проверки предлагаемых гипотез и теорий. Данные о скоростях, направлении вращения астероидов и ориентация их осей вращения в пространстве представляет собой необходимый материал для решения широкого круга задач – о процессе роста тел в протопланетном облаке и их столкновительной эволюции в постаккреционный период, о конфигурации астероидов и их внутреннем строении, о свойствах материала, из которого они

состоят, и пр. [Величко, Лупишко, 1991; Величко, 1991]. Интересно, что распределение для АСЗ по скорости осевого вращения значительно отличается от аналогичного распределения для астероидов Главного пояса наличием избытка объектов как с быстрым, так и медленным вращением. Изучению возможной причины этого различия, связанной с влиянием так называемого YORP-эффекта, который возникает из-за поглощения и переизлучения в тепловом диапазоне солнечной радиации вращающимся телом неправильной формы, посвящена работа [Лупишко, Телеусова, 2013].

1.3. МАЛЫЕ ТЕЛА СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ – КОМЕТЫ

Кометы, как и астероиды, относятся к малым телам Солнечной системы, они служат источником информации о характере возмущенных движений, эволюции и взаимосвязи всех объектов планетной системы. Кометы позволяют исследовать первичное вещество протопланетной туманности, из которого, предположительно, образовались более крупные тела в процессе аккумуляции, то есть их изучение дает подход к решению проблемы генезиса Солнечной системы и ее связи с межпланетной средой. Размеры ядер известных комет, как правило, не превышают 50 км [Бронштэн, 1985], хотя предположительно размеры ядер некоторых из них могут достигать сотен километров (к ним относятся кометы в поле Эджворта-Койпера (см. ниже)). Так, например, диаметр очень яркой кометы Хейла-Боппа (C/Hale-Bopp), которая была в тысячу раз ярче известной кометы Галлея (1P/Halley), был равен ~ 45 км [Гнедин, 1999]. Здесь в скобках латинская буква со слешем обозначает вид орбиты кометы: C/ – непериодическая комета или комета с периодом вращения вокруг Солнца > 200 лет, P/ – короткопериодическая комета с периодом вращения ≤ 200 лет (номер же перед буквой отвечает ее нумерации по каталогу Марсдена [Marsden, Williams, 2003]).

В табл. 1.3, 1.4 приведены наименования, обозначения и данные о некоторых известных нумерованных короткопериодических и долгопериодических кометах, соответственно [Анисимов, Анисимова, 2011].

Табл. 1.3

Русское название	Международное название	Период (лет)	Человек, чье имя носит комета
Галлея	1P/ Halley	75.31	Галлей Э.
Энке	2P/ Encke	3.3	Энке И.
Биэлы	3D/ Biela	6.65	фон Биэла В.
Фая	4P/ Faye	7.54	Фай Э.
Брорзена	5D/ Brorsen	5.46	Брорзен Т.
д'Арре	6P/ d'Arres	6.53	д'Арре Г.

Табл. 1.4

Обозначение	Русское название	Международное название	Человек, чье имя носит комета
C/ 1811 F1	Большая комета	Great comet	Флагерье О.
C/ 1843 D1	Большая мартовская комета	Great March comet	–
C/ 1858 L1	Донати	Donati	Донати Д.Б.
C/ 1880 C1	Большая южная комета	Great southern comet	–
C/ 1965 S1	Икея-Секи	Ikeya-Seki	Икея К., Секи Ц.
C/ 1995 O1	Хейла-Боппа	Hale-Bopp	Хейл А., Бопп Т.
C/ 1996 B2	Хякутакэ	Hyakutake	Хякутакэ Ю.

В табл. 1.5 приведены данные о близких прохождениях комет около Земли (<https://dekatop.com/archives/10599>). Так, комета D/1770 L1 (Lexell) прошла в июле 1770 г. настолько близко от нашей планеты, что ее кома выглядела примерно как четыре видимых Луны.

Табл. 1.5

Название кометы	Год прохождения на минимальном расстоянии от Земли	Расстояние от Земли, млн км.
D/1770 L1 (Lexell, Лексель)	1770	2.265
55P/1366 U1 (Temple-Tuttle, Тутля)	1366	3.435
P/2016 BA14 (PanSTAR RS, Пантарс)	2016	3.5
C/1983 H1 (IRAS-Araki-Alcock, Араки-Алкока)	1983	4.67
Галлея	863	5.01
252P/LINEAR	2016	5.37
C/1743 C1	1805	5.49
Понса-Виннеке	1927	5.91
C/1702 H1	1702	6.55
10 209P/LINEAR	2004	8.325

У кометы при ее обращении вокруг Солнца выделяют следующие структурные составляющие: ядро, кома – газопылевая оболочка вокруг ядра, газовый хвост, обычно направленный в противоположную сторону от Солнца, пылевой хвост [Чурюмов, 2006] (см. рис. 1.4, на котором схематически представлены: а – гипотетическая комета, б – снимок кометы).

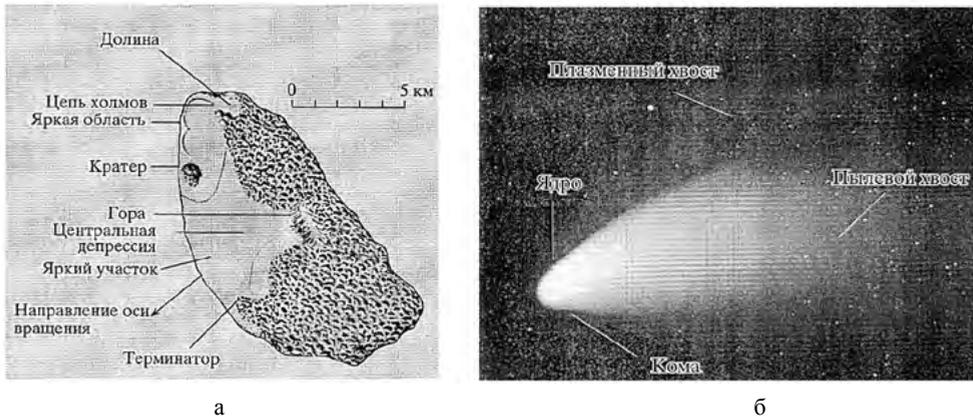


Рис. 1.4

Отличительные особенности комет от остальных классов малых тел Солнечной системы следующие:

1. Кометы движутся по сильно вытянутым эллиптическим (близпараболическим) орбитам, в результате чего часто сближаются и даже сталкиваются с планетами. Так, знаменитая комета Шумейкеров-Леви 9 (D/ Shoemaker-Levy 9, буква D обозначает, что комета разрушилась), а точнее, ее фрагменты столкнулись в 1994 г. с Юпитером [Zahnle, McLow, 1994; Фортон и др., 1996]. Но короткопериодические кометы движутся по эллиптическим орбитам с умеренными эксцентриситетами [Муравьева, 1978; Горшкова, Кузьмичев, 2006].

2. В ядрах комет, в которых сосредоточена почти вся их масса, содержится много легкоплавких веществ, которые при их сближении с Солнцем сублимируют, образуя вокруг ядер туманную оболочку, называемую комой. С поверхности ядер в кому выносятся сонм молекул и большое количество мелкой пыли различного происхождения, которые затем под воздействием солнечного ветра и давлением солнечных лучей распространяются в противоположную от Солнца сторону, формируя обширные хвосты, являющиеся главным атрибутом комет, отличающих их от остальных малых тел. Средние размеры кометной комы ~ 100 тыс. км, а хвосты достигают длин ~ 10 млн км, а некоторые – более 100 млн км. Однако все эти феерические явления одна только видимость, содержание вещества как в коме, так и в хвосте кометы чрезвычайно низко – всего несколько пылинок на сотни кубических метров [Всехсвятский, 1958 и 1967].

3. В ходе сублимации вещества происходит реактивное давление на поверхность ядра кометы, которое изменяет его поступательное и вращательное движения [Чурюмов и др., 2001; Волков, Лукьянов, 2008].

5. Ядра комет чрезвычайно нестабильны. Периодически у многих из комет происходят вспышки яркости и отделение весьма больших фрагментов. А у некоторых из них ядра разрушаются полностью.

В последние десятилетия, благодаря миссиям по исследованию кометы Галлея с помощью космических аппаратов (КА) Вега 1 и 2, «Джотто», «Сунсей», наши знания о кометах и о процессах, в них происходящих, значительно рас-

ширились. Полученные данные в основном подтвердили модель ледяного кометного ядра, предложенную Ф. Уипплом еще в 1950г. [Whipple, 1950].

Для выяснения природы комет понадобились усилия многих поколений исследователей. Только после открытия И. Ньютоном закона всемирного тяготения было выяснено, что движение малых небесных тел, в том числе и комет, происходит по любому коническому сечению, в фокусе которого находится Солнце. И такое их движение не исключает возможности столкновения с Землей.

Как отмечалось в предыдущем разделе, малые тела Солнечной системы подразделяются на два основных класса – силикатные и ледяные. Кометные ядра, которые принадлежат к объектам из пояса Эджворта-Койпера, по составу значительно отличаются от других ледяных тел Солнечной системы, поскольку те состоят в основном из водяного льда [Петров, Стулов, 1975; Слюта, 2009]. Это ведет к различию физико-химических свойств материала. Для комет достаточно обычным процессом является разрушение под воздействием приливных сил. Ярким примером такого разрушения стал распад кометы Шумейкеров-Леви 9 в гравитационном поле Юпитера. Факт приливного разрушения дает повод считать, что ядро кометы состоит из достаточно хрупкого, слабого материала, который по своим свойствам значительно отличается от обычного твердого тела [Слюта, 2009].

Существующие на настоящее время физико-математические модели такого материала можно отнести к двум классам, которые принципиально отличаются друг от друга – это фрактальная модель и модель рыхлого тела.

Согласно фрактальной модели, первичные строительные блоки-кометезимали формировались во внешних областях Солнечной системы [Weidenschilling, 1997] в результате агломерации кластеров субмикронных частиц межзвездной пыли, обогащенных льдом. Сами частицы состоят из силикатного ядра, покрытого слоем тугоплавких соединений с преобладанием углерода и внешней ледяной оболочки. Благодаря когезионным силам сцепления, частицы связаны между собой. При столкновениях кометезимали несколько уплотняются в месте контакта, но в целом остаются пористыми и сохраняют низкую плотность. Частичное разрушение при столкновениях, испарение, разогрев приводит к намерзанию льда и образованию «обломочной зоны» – смеси обломков льда и пылевой матрицы, которая связывает первичные блоки кометного вещества. Таким образом на всех уровнях строения материал кометного ядра является связанным когезионными силами и обладает определенной прочностью. Прочность же зависит от химического и минералогического состава и структурного строения ядра и до определенного уровня не зависит от массы.

Модель же «рыхлого тела» имитируют тела, представляющие собой совокупность частиц или отдельных фрагментов, удерживаемых воедино только силой притяжения. Известно несколько таких моделей, которые очень схожи с точки зрения реологических свойств. В одной ситуации это ничто иное как совокупность частиц межзвездной пыли [Asphaug, Benz, 1994]. Такая модель с чрезвычайно низкой плотностью по сути является сильно разреженным роем частиц [Rettig et al., 1994]. В другой ситуации это совокупность фрагментов

(например, кометезималей) разных размеров, из которых и состоит кометное ядро [Weissman, 1986], и которые также удерживаются воедино только силой притяжения. В модели «рыхлого тела», в отличие от фрактальной модели, отсутствуют какие-либо когезионные силы сцепления между составляющими элементами кометного ядра. Прочность таких тел определяется лишь силой притяжения, и для малых тел с относительно небольшой массой это означает отсутствие прочности [Asphaug, Benz, 1996].

Перейдем к вопросу о характеристиках материала кометных ядер. Согласно современным представлениям, образование кометезималей происходило при невысоких скоростях при температуре не более 20К. Это позволило им сохранить пористую структуру, низкую плотность и высокое содержание летучей компоненты. Согласно модели [Greenberg et al., 1995] соединения Si, Mg, Fe составляют около 26% массы кометного ядра, сложные органические соединения – около 23%, вкрапления мельчайших частиц или больших молекул – около 9%. Примерно 42% приходится на льды разного состава, причем здесь доминирует водяной лед – около 30%. Примерно по 2–3% приходится на CO, CO₂, CH₃OH, CH₄, H₂CO и другие экзотические льды.

Плотность кометных ядер разными исследователями оценивалась различными методами. Оценки лежат в пределах 180–800 кг/м³.

Предел прочности на растяжение кометного вещества – вполне реальная величина. Прочность кометного вещества оценивалась с использованием следующих методов и моделей: модель приливного разрушения, для комет, которые приближаются к Солнцу [Sekanina, 1982a], и для кометы Шумейкеров-Леви 9 [Asphaug, Benz, 1996]; анализа вращения – для кометы Джакобини-Ципперы [Sekanina, 1985]; на основании оценки давления паров – для комет, приближающихся к Солнцу [Sekanina, 1982b]; путем оценки аэродинамического давления – для метеорного потока Драконида; на основании модели молекулярного взаимодействия частиц. Теоретически наиболее обоснованная величина предела прочности лежит в диапазоне 0.081–3.6 кПа.

Разработанная на основе теории упругости реологическая модель самогравитирующего трехосного твердого тела, имеющего предел прочности, была впервые рассмотрена в работах [Слюта, Воронаев, 1992 и 1998; Slyuta, Voropaev, 1997]. Было получено решение, с помощью которого можно анализировать в твердом упругом теле распределение девиаторных напряжений, обусловленных неравновесной конфигурацией и массой тела. Температура малых небесных тел, лишенных эндогенной активности, определяется уровнем инсоляции и поэтому зависит от расположения тела в Солнечной системе [Veeder et al., 1989]. В реологической модели, предложенной в [Слюта, Воронаев, 1992], зависимость физико-механических свойств материала объекта от температуры учитывается величиной порогового значения девиаторных напряжений. По имеющимся экспериментальным и наблюдательным данным изменение температуры влияет на изменение предела текучести вещества, что, в свою очередь, приводит к изменению порогового значения девиаторных напряжений и всех определяющих параметров гравитационной деформации [Slyuta, Voropaev,

1997]. Величина девиаторного напряжения на поверхности малого тела в направлении наименьшей оси (c) определяется соотношением:

$$\sigma_i^c = \frac{1}{5} G \frac{M}{a} \rho_0 \frac{1-2\nu}{1-\nu} \left[1 + \frac{1}{4} \Delta \frac{18\nu^2 - 29\nu + 5}{(7-4\nu)(1-2\nu)} \right], \quad (1.1)$$

где $M = (4\pi/3)\rho_0 a c^2$ – масса тела, ν – коэффициент Пуассона, ρ_0 – плотность, G – гравитационная постоянная, $\Delta = (a^2 - c^2)/a^2$ и полуоси $a > c$ [Слюта, Воропаев, 1992].

Величина девиаторного напряжения на поверхности тела в направлении наибольшей оси a больше, чем в направлении наименьшей c (1.1), и соответственно при вычислении критической массы тела, которая необходима для преодоления предела текучести его материала, и именно она принимается как минимальное пороговое значение [Slyuta, Voropaev, 1997]:

$$\sigma_i^a = \frac{1}{5} G \frac{M}{a} \rho_0 \frac{1-2\nu}{1-\nu} \left[1 + \frac{1}{4} \Delta \frac{24\nu^3 - 5\nu^2 - 20\nu + 15}{5(7+5\nu)(1-2\nu)} \right]. \quad (1.2)$$

Девиаторные напряжения и в центре тела с неравновесной конфигурацией не равны 0 [Slyuta, Voropaev, 1997], а таковы:

$$\sigma_i^0 = \frac{2}{15} G \rho \rho_0^2 a^2 \Delta \frac{96\nu^3 + 26\nu^2 - 35\nu + 15}{5(7+5\nu)(1-\nu)}. \quad (1.3)$$

Девиаторные напряжения в любой точке данного малого тела можно получить с помощью точного решения в виде уравнений специальных функций [Slyuta, Voropaev, 1997]. Для таких комет, как Боррелли, Чурюмова-Герасименко, Вильда 2, Темпеля 1 и Галлея, для которых известны все необходимые характеристики, можно оценить величину девиаторного напряжения, обусловленного параметрами конфигурации и массой их ядер. Значения девиаторного напряжения для этих тел представлены в табл. 1.6 [Слюта, 2009].

Табл. 1.6. Девиаторные напряжения в ядрах известных комет

Комета	Полуоси, (а×с), км	Плотность, кг/м ³	Девиаторные напряжения, ×10 ⁻² кПа
Боррелли	4×1.6	300	2.2
Чурюмова-Герасименко	2.43×1.85	500	2.5
Вильда 2	2.75×1.65	600	3.3
Темпеля 1	3.8×2.45	600	6.0
Галлея	8×4	280	3.4

Из таблицы видно, что значения девиаторного напряжения для всех этих комет малы и на два порядка ниже среднего предела прочности на растяжение кометного материала (2 кПа) [Слюта, 2009].

На основании реологической модели самогравитирующего трехосного твердого тела, сконструированной в работах [Слюта, Воронаев, 1992 и 1998; Slyuta, Voropaev, 1997], были проведены оценки, показавшие, что диаметр кометного ядра, при котором величина девиаторного напряжения будет равна пределу прочности на растяжение кометного материала (2 кПа), находится в диапазоне 50–60 км. А это означает, что практически для всех известных комет прочность определяется их составом и не зависит от массы.

Интересно, что вокруг собственной оси могут вращаться не только астероиды, но и ядра комет. Так, в работе [Чурюмов и др., 2001] в ходе наблюдений с 24 марта по 10 мая 1999 г. за оболочками в околоядерной области кометы Хейла-Боппа (C/1995 01) с помощью телескопа-рефлектора АЗТ-8 ($D = 0.7$ м, $F = 28$ м) на наблюдательной станции Астрономической обсерватории Киевского университета были получены данные и о периоде вращения ее ядра: $11.41 \text{ ч} \pm 0.05 \text{ ч}$. Следует отметить, что в общем случае характер вращательного движения ядра комет может быть достаточно сложным и из-за неправильной его формы, неоднородности распределения его массы и ряда других факторов. Сведения о периоде вращения и других параметрах собственного вращения кометных ядер весьма ограничены. Так, для кометы 1P/Галлея период вращения ядра составляет ~ 68 ч, для кометы 19P/Боррелли – ~ 25 ч, для кометы 67P / Чурюмова-Герасименко – ~ 12.4 ч. Имеющиеся данные говорят о том, что период вращения типичных кометных ядер размером 0.5–10 км находится в диапазоне от нескольких часов до нескольких сотен часов [Волков, Лукьянов, 2008].

Вопрос о происхождении комет до сих пор остается дискуссионным и поэтому нами здесь не обсуждается, желающим же подробно ознакомиться с различными гипотезами по этой тематике рекомендуются следующие источники [Орлов, 1939; Шмидт, 1945; Всехсвятский, 1958 и 1967; Фесенков, 1964; Витковский, 1971; Радзиевский, 1979; Давыдов, 1981; Цицин и др., 1985; Цицин, 1999; Томанов, 1992, 2001 и 2009; Фундаментальные..., 2014; Тутуков и др., 2020].

В заключение этого раздела отметим, что разделение малых тел Солнечной системы на астероиды и кометы так же весьма условно, как и на астероиды и метеороиды (см. раздел 1.4).

1.4. МЕСТА СКОПЛЕНИЯ МАЛЫХ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ. ПОПУЛЯЦИИ ОПАСНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ (ОКО)

В Солнечной системе существуют три основные области скопления – резервуары малых космических тел [Маров, 2005 и 2008; Фундаментальные..., 2014; Солнечная система, 2017] (см. рис. 1.5, на котором изображена схема Солнечной системы. Стрелками на ней показаны перемещения комет из облака Оорта и пояса Койпера, выбросы со спутников планет-гигантов [Маров, 2008]).

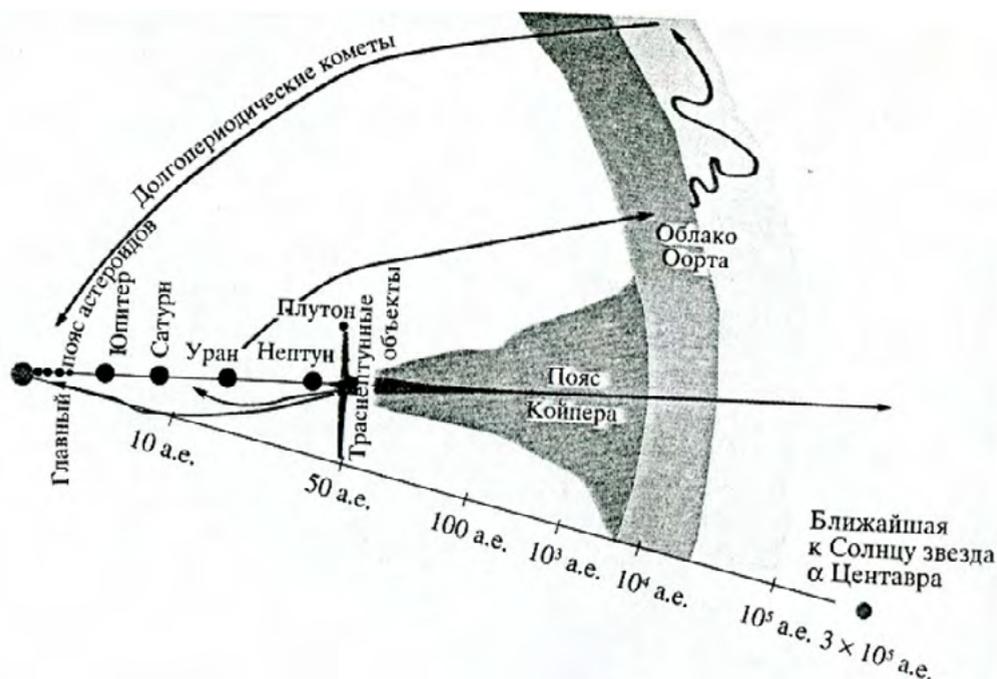


Рис. 1.5

1. Главный пояс астероидов, расположенный в интервале между орбитами Марса и Юпитера на расстояниях $\sim 2\text{--}3.5$ а.е. от Солнца (1 а.е. – астрономическая единица, расстояние от Земли до Солнца), с их общей массой $3\text{--}3.6 \times 10^{21} \text{ кг} \sim 3 \times 10^{-2} M_{\text{З}}$ ($M_{\text{З}}$ – масса Земли). Масса самых крупных астероидов Главного пояса: Цереры, Весты, Паллады и Гигея составляет 51% их общей массы, поэтому абсолютное большинство астероидов имеют ничтожную по астрономическим меркам массу. Тем не менее, в этом поясе находится несколько сотен тысяч астероидов диаметром более 1 км (массы некоторых крупных астероидов определены динамическим методом [Кочетова, 2004; Иванцов, 2007]). Астероиды именно этого пояса являются основным источником семейства астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), то есть таковых с перигелийными расстояниями ≤ 1.3 а.е. [Галушина, Скрипниченко, 2015]. Астероиды, орбиты которых пересекаются с земной орбитой (образующих группу Аполлона), в силу неустойчивости их орбит (см. раздел 1.5) создают потенциальную опасность столкновения с Землей. Но также нельзя исключать опасность со стороны астероидов, орбиты которых лежат внутри (группа Атона) или вне земной орбиты (группа Амура), но близки к последней, так как возмущения со стороны больших планет приводят к изменению их орбит, обновляя количество астероидов семейства АСЗ.

2. Пояс Эджворта-Койпера, расположенный за орбитой Нептуна, в котором сосредоточены транснептуновые объекты. Эта область подобна Главному по-

ясу астероидов, но намного больше его: в 20 раз по протяженности и в 20–200 раз по массе. В ней же расположены так же, как минимум, три карликовые планеты: Хаумеа, Макемаке и Плутон («разжалованный» в 2006 г. из звания девятой планеты Солнечной системы). Относительный вклад крупных тел и метеорных частиц из пояса Эджворта-Койпера в околоземной комплекс должен быть крайне малым [Казанцев, 2010].

3. Облако Оорта, находящееся на границе Солнечной системы (на расстоянии $> 10^3$ а.е.), с неизвестной даже приблизительно общей массой тел.

В настоящее время в Солнечной системе обнаружены сотни тысяч астероидов и тысячи комет, точные цифры приводить не имеет смысла, поскольку, например, на начало 2010г. в электронных базах данных насчитывалось 541 тысяча астероидов [Фундаментальные..., 2014], а на начало 2016 г. – уже около 700 тысяч [Медведев и др., 2016]. Предполагается, что в Солнечной системе может находиться от 1.1 до 1.9 млн объектов, имеющих размеры более 1 км. Большинство известных на данный момент астероидов сосредоточено в Главном поясе.

Вернемся снова к вопросу об условности разделения малых тел на астероиды и кометы [Астероидно-кометная опасность..., 2015]. Основное их отличие состоит в том, что в составе основного тела кометы – ядре – содержатся летучие вещества (льды), именно они при сближении с Солнцем испаряются и формируют вокруг ядра газопылевую оболочку – кому, а в дальнейшем – хвост, то, что отсутствует у астероида. Однако после неоднократных сближений с Солнцем у части комет либо истощается запас летучих веществ, либо за это время происходит зарастание кометного ядра толстой тугоплавкой коркой, и тогда поверхностная активность кометы прекращается – кома и хвост исчезают, и экс-комета становится астероидоподобным объектом [Ибадинов, 1999]. Примером такой выродившейся кометы может служить сближающийся с Землей астероид (14827), также именующийся Гипноз [Whithman et al., 2006]. Велика вероятность того, что рано или поздно все кометы теряют свои летучие вещества или зарастают коркой и трансформируются в тела, неотличимые от астероидов [Шестака, 1995; Ибадинов, 1999]. Так, на данное время считается, что $\sim 6\%$ астероидов семейства АСЗ являются вымершими кометами.

Но, в свою очередь, и объекты, считавшиеся классическими астероидами, вдруг начинают проявлять признаки кометной активности. Так, крупный околоземный астероид (3552) Дон Кихот, в течение 30 лет известный астрономам именно как астероид, недавно трансформировался в полноценную комету с комой и небольшим хвостом [Mottert et al., 2014; Кохирова и др., 2021]. В последние годы так называемые активные астероиды Главного пояса (или кометы Главного пояса?), хотя и имеют орбитальные характеристики астероидов, но, в то же время, проявляют кометоподобную активность, вызванную массовой потерей вещества. Эта потеря может быть вызвана сублимацией, последствиями соударений или быстрым вращением, и т.п. [Jewitt, 2012].

1.5. ДИНАМИЧЕСКАЯ СТОХАСТИЧНОСТЬ МАЛЫХ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ. НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЗОНАНСЫ. СООТНОШЕНИЯ ПОРЯДКА И ХАОСА

Астероиды – самая многочисленная и наиболее динамичная часть обитателей Солнечной системы. Они играли и продолжают играть важную роль в ее эволюции в ходе процессов миграции и многочисленных столкновений с планетами и друг с другом. Как сам процесс возникновения и формирования нашей планетной системы, так и последующую орбитальную эволюцию малых тел и их взаимодействие с планетами следует рассматривать, придерживаясь закономерностей стохастической динамики нелинейных диссипативных открытых систем, которые обмениваются веществом и энергией с окружающей средой и эволюционируют под действием случайных процессов. Для подобных (в общем случае неравновесных) макроскопических систем характерны чрезвычайная сложность и нерегулярность из-за совокупности разнообразных нелинейных взаимодействий, приводящих к экспоненциальной неустойчивости системы и ее хаотичности. Но из-за наличия диссипативных структур в таких неравновесных системах возникают предпосылки для появления внутри нее упорядоченности (самоорганизации), и таким образом формируются определенные соотношения порядка и хаоса [Маров, 2008].

Примером стохастической системы, для описания которой используются статистические методы, может служить рассматриваемая нами орбитальная динамика астероидов и других малых тел в рамках Солнечной системы.

Дадим определение резонансу как центральному понятию нелинейной динамики. В работе [Чириков, 1982] он определяется следующим образом – «под резонансом понимается такая ситуация, когда некоторые частоты невозмущенной системы близки между собой или к частотам внешнего возмущения». Для того чтобы убедиться в наличии резонанса в движении небесных тел, вводится понятие резонансной фазы, называемой резонансным (или критическим) углом или резонансным (или критическим) аргументом – линейная комбинация угловых переменных с целочисленными коэффициентами, выбор которых определяет резонансное соотношение между частотами. При изменении этого угла в ограниченных пределах, то есть, если он либрирует подобно колебаниям маятника, – система находится в резонансе, при его неограниченном увеличении или уменьшении, то есть при вращении, – резонанс отсутствует. Траектория, пограничная между либрацией и вращением, называется сепаратрисой. Примером модели резонанса может служить динамика жесткого маятника, являющаяся в определенном смысле универсальной [Чириков, 1982; Шевченко, 2010].

В небесной механике, включающей в себя и динамику малых тел Солнечной системы, приходится, как правило, иметь дело с нелинейными резонансами, когда частота фазовых колебаний на резонансе зависит от амплитуды (энергии) колебаний, как в примере маятника (в случае линейного резонанса частота от амплитуды не зависит).

Важная роль резонансов в динамике малых космических тел стала ясна со времени открытия в 1867 г. Кирквудом люков («малонаселенных» областей в отличие от областей уплотнения) в поясе астероидов [Ипатов, 2000]. Наиболее выраженные минимумы в распределении астероидов по большим полуосям орбит отвечают резонансам средних движений $2/1$, $3/1$, $4/1$, $5/2$ и $7/3$ с Юпитером [Мюррей, Дермотт, 2010]. Роль хаоса в «очистке» люков от астероидов была выявлена в начале 80-х годов XX века Уиздомом – по крайней мере, для люка $3/1$ (который с люком $2/1$ – самые выраженные): хаотическим орбитам вблизи этой соизмеримости свойственны спорадические скачки эксцентриситета, приводящие к пересечению орбиты астероида с орбитой Марса, и астероид, через некоторый временной интервал выбрасывается из области люка из-за тесного сближения с этой планетой [Шевченко, 2010].

Область хаоса, отвечающая резонансу $3/1$, изображена на рис. 1.6 на представительном множестве начальных значений большой полуоси a и эксцентриситета e орбиты астероида. Границы этой области находятся вычислением значений максимального показателя Ляпунова L (максимальный показатель Ляпунова характеризует скорость разбеганий близких траекторий (в фазовом пространстве и в логарифмическом масштабе расстояний)) для системы трех тел: Солнца-Юпитера-астероида. Начальные данные, соответствующие хаотическим траекториям со скачками эксцентриситета, обозначены на рис. 1.6 черным цветом, а хаотическим траекториям без скачков – серым цветом. Области на рис. 1.6 наглядно демонстрируют значительную протяженность околорезонансной области хаоса.

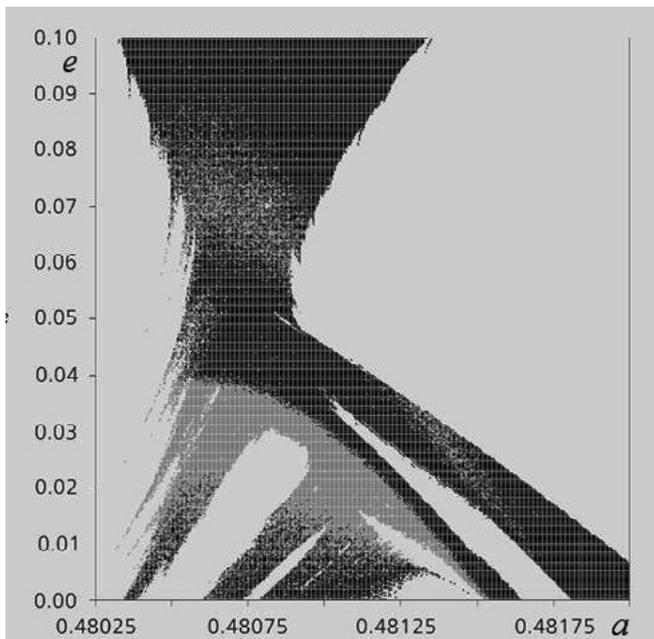


Рис. 1.6

Орбитальные резонансы в движении малых тел подразделяются на резонансы средних движений и вековые. Первые являются соизмеримостями между средними частотами орбитального обращения астероида, вторые – соизмеримостями между скоростями прецессий орбит.

Согласно работе [Milani et al., 2007], в которой приведены данные об орбитах более 100 тысяч астероидов, среди численно-экспериментальных оценок ляпуновского времени астероидов Главного пояса не встречаются значения, меньшие 400 лет. Ляпуновское время – величина, обратная максимальному показателю Ляпунова: $T_L \equiv L^{-1}$, представляющая собой характерное время предсказуемой динамики (о важности данного параметра для небесной механики говорит тот факт, что ни одна точная теория движения любой небесно-механической системы не может быть построена на временах, много больших ее ляпуновского времени).

Астероиды и кометы, сближающиеся с планетами, безусловно, являются одними из самых хаотичных объектов Солнечной системы. В работе [Valsecchi, 2007] было показано, что история хаотической динамики малых тел Солнечной системы началась с работ о динамике кометы Лекселя, выполненных Лекселем в 70-х годах XVIII века и Леверье в 40–50-х годах XIX века. С них и начинается современное понимание динамики малых тел, заключающееся в учете перво-степенной роли резонансов и сближений с планетами. В механико-математических расчетах Леверье впервые появилось понятие существенной зависимости от начальных условий, когда весьма малые модельные вариации в несколько метров в секунду кометы Лекселя в перигелии приводили к качественным изменениям ее орбиты. Эта комета, которая в 1770 г. прошла очень близко от Земли, то есть стала первым наблюдаемым объектом семейства АСЗ, а затем, вероятно, была выброшена за пределы Солнечной системы в результате своего сближения через 9 лет уже с Юпитером. Именно на ее примере стало ясно, что проблема оценки степени предсказуемости движения малых тел семейства АСЗ и других потенциально опасных для Земли объектов имеет не только теоретическое, но и важное практическое значение и является одним из самых сложных аспектов проблемы АКО. Существование весьма многочисленной популяции экстремально хаотичных АСЗ, движущихся по непредсказуемым орбитам, должно учитываться при оценке потенциальной опасности, которую представляют собой подобные объекты. Так, если при ляпуновском времени $T_L = 20$ лет, начальная ошибка в определении положения малого тела составляла 100 км, то эта ошибка за 83 года вырастет до величины радиуса Земли, а за 165 лет – до расстояния, равного радиусу орбиты Луны. Ясно, что оценки опасности со стороны таких объектов могут быть сделаны только для коротких временных интервалов [Whipple, 1995].

Показатели Ляпунова для таких объектов оцениваются посредством анализа отображения Кеплера. Уравнения этого отображения были выведены Б.В. Чириковым и В.В. Вечеславовым в 1986г. по поводу очередного явления кометы Галлея. При построении модели движения предполагалось, что доминирующий возмущающий эффект, исходящий от Юпитера, сосредоточен на относи-

тельно коротком временном интервале при нахождении кометы в окрестности перигелия своей орбиты. Это эффект, определяемый фазой сближения с Юпитером. Вывод формулы движения комет и АСЗ базируется на представлении отображения Кеплера в качестве обобщенного сепаратрисного отображения, при этом роль невозмущенной сепаратрисы играет невозмущенная параболическая орбита. Эта формула определяет нижнюю границу возможных значений T_L . И, насколько известно на настоящее время, ни один из наблюдаемых объектов не нарушил этой границы [Шевченко, 2010].

Идея полной предопределенности движения больших и малых тел Солнечной системы, основополагающая в небесной механике в прошлом, была пересмотрена в 80-х годах XX века; в ходе этой «ревизии» было доказано, что время предсказуемого движения любого тела в Солнечной системе ограничено по порядку величины значением его ляпуновского времени. Для одних тел это время велико и их движение практически регулярно (и предсказуемо), для других же, наоборот, динамический хаос проявляется на малых временах, и их движение нерегулярно (и непредсказуемо). Последние и являются основными объектами, угрожающими нашей планете, и составляют контингент для рассмотрения и изучения в рамках проблемы АКО.

Научным сотрудником парижского Бюро долгот Ж.Ласкаром была разработана методика, позволившая усовершенствовать процесс вычисления орбит планет и других небесных тел Солнечной системы, охватив «прогнозом» период продолжительностью до 15 млн лет [Устойчивы ли орбиты..., 1995]. Одним из выводов этой методики является тот факт, что существует вероятность перехода Меркурия на новую очень вытянутую орбиту. Таким образом Меркурий может опасно приблизиться к Венере, в результате чего появляется возможность их столкновения или «выброса» его за пределы Солнечной системы (!).

Юпитеру же и другим планетам-гигантам присуща стабильность их орбит, а вот внутренним планетам (особенно Меркурию и Марсу) присущ, по-видимому, хаотизм движения. Причиной этого, скорее всего, является то, что малые внутренние планеты не способны своим тяготением столь значительно влиять на «гигантов», как те на них.

Астероиды же подвержены переменам за короткие промежутки времени. Итальянские астрономы А. Милани и П. Фаринелла из пизанского университета отметили, что изучение хаотических изменений в орбитах астероидов позволяет определить время, когда складывались те или иные семейства астероидов [Milani, Farinella, 1994]. На конец XX века было известно более 20 таких семейств, представляющих собой группы объектов, возникших в ходе разрушения астероидов в результате их столкновений. При этом, хотя эти осколки быстро рассеиваются в пространстве, они все же имеют тенденцию сохранять определенные характеристики общей орбиты, отличающие их от других групп. Но все-таки параметры орбиты того или иного осколка иногда изменяются в такой степени, что он навсегда покидает свое семейство. Определение вероятности такого события позволяет оценить возраст всего семейства.

Так, А. Милани и П. Фаринелла [Milani, Farinella, 1994] применили разработанную ими методику для изучения подобного семейства Веритас – особенно плотного скопления осколков, находящегося вблизи орбиты Юпитера. Они попытались установить, как орбитальные характеристики двух членов этого семейства (в том числе и крупнейшего из них – 490 Веритас) могут измениться в течение ближайших миллионов лет. Оказалось, что эти члены примерно через 50 млн лет могут выйти за пределы всего семейства. Кроме того, был установлен возраст этого семейства астероидов, не превышающий 50 млн лет.

В связи с последними астрономическими открытиями первых крупных межзвездных объектов (МЗО), вторгнувшихся в Солнечную систему, но образовавшихся за ее пределами: астероида 1I Oumuamua в 2017 г. и кометы 2I/Borisov (предварительно обозначенной как C/2019 Q4 (Borisov)) в 2019 г., естественно, встал вопрос об их вкладе в проблему АКО.

В работе [Борисов, Шустов, 2021] была оценена пространственная плотность межзвездных тел в окрестности Солнечной системы. Эта величина зависит от массы вещества, выброшенного из Солнечной системы в виде кометезималей и более мелких тел; показателя α – степени в распределении кометезималей по размерам ($dN / dm = m^{-\alpha}$); максимальной и минимальной их массы в этом распределении. Согласно полученной оценке в Солнечной системе, а точнее, внутри сферы радиуса 50 а.е. около нашей звезды, в каждый момент времени может находиться около 50 МЗО размером более 50 м. Эта величина согласуется с некоторым средним показателем, приведенным в работах других авторов [Laughlin, Batygin, 2017; Engelhardt et al., 2017; Gibbs, 2019], хотя в их оценках наблюдается значительный разброс.

Хотя скорости возможного сближения с Землей МЗО могут быть очень высокими, их относительно малое количество (по оценкам, приведенным в [Борисов, Шустов, 2021], общее число таких потенциально опасных объектов размером более 140 м во всей Солнечной системе составляет $\sim 10^4$) позволяет считать их вклад в общий уровень АКО весьма незначительным.

1.6. МЕТЕОРИТЫ И МЕТЕОРНОЕ ВЕЩЕСТВО – ОСКОЛКИ АСТЕРОИДОВ И ОСТАНКИ КОМЕТНЫХ ЯДЕР, ВЫПАВШИХ НА ЗЕМНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

1.6.1. Выпадение метеороидов на поверхность Земли. Вопросы их классификации

Из четырех сотен малых небесных тел дециметровых размеров от 10 до 850 м, ежегодно пролетающих через околоземное пространство и расстояниях менее 0.4 млн км от Земли (между Луной и Землей) [Багров, 2014; Trilling et al, 2017; Ефремова, Шустов, 2017], только несколько или несколько десятков вторгается в ее атмосферу, образуя болиды, представляющие собой опас-

ность, более мелкие тела в ней или полностью сгорают, или разрушаются до пылевого состояния. На рис. 1.7 [Дудоров, Еретнова, 2020] приведены гистограммы распределения числа болидов за период с 1995 по 2017 гг., проникших в атмосферу с энергией, большей 0.07 кт, по годам [Fireball and bolide reports] и среднегодовые числа Вольфа, характеризующие солнечную активность. В среднем за год происходит $N_{\text{ср}} = 31$ таких вторжений, а за весь этот период их зарегистрировано 714. Среди болидов изредка (поскольку количество комет в космическом пространстве, а, следовательно, и среди проникающих в атмосферу на два порядка меньше числа астероидов) встречаются ядра миникомет, которые, естественно, будучи снежно-ледяным образованием, испаряются в атмосфере, мелкие, загрязняющие их пылевые частицы рассеиваются в ней, а вкрапления минералов сгорают [Багров, 2014]. В результате они не оставляют на поверхности Земли никаких следов в виде выпавших метеоритов, но в случае крупных размеров могут «взорваться» в атмосфере [Кручиненко и др., 2011], производя разрушения на земной поверхности посредством ударных волн (например, в виде вывала леса в результате Витимского события [Антипин и др., 2005]).

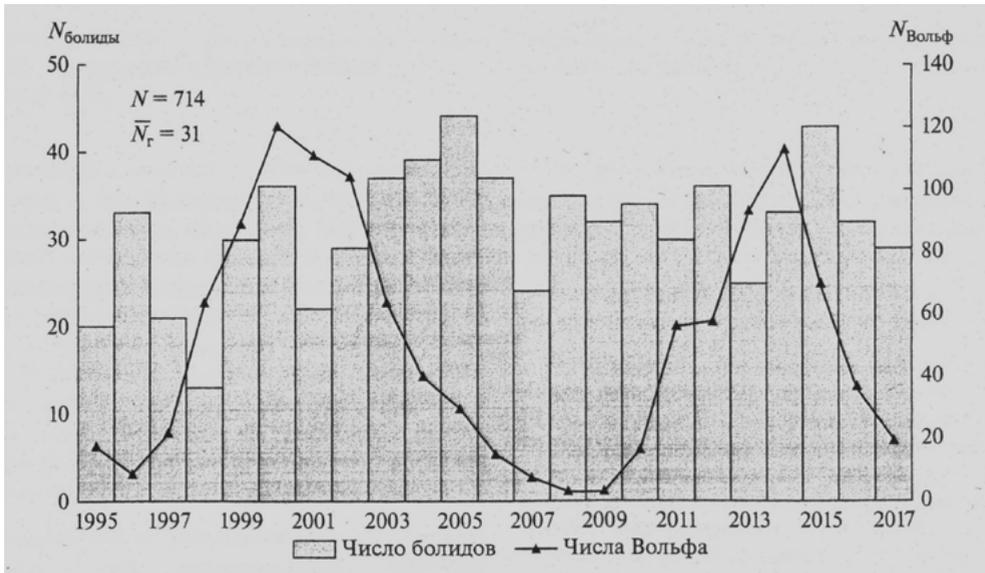


Рис. 1.7

На рис. 1.8 [Дудоров, Еретнова, 2020] приведены гистограмма распределения числа зарегистрированных выпадений метеоритов за период с 1860 по 2017 гг. по годам [The catalogue of meteorites] и среднегодовые числа Вольфа. В среднем за год зарегистрировано $N_{\text{ср}} = 5.86$ таких выпадений, то есть останки только каждого четвертого болида и/или его осколков достигают поверхности планеты; а за весь этот период их отмечено 926. Естественно, не зарегистрировано значительно большее число выпавших объектов.



Рис. 1.8

Уже после обнаружения сотен метеоритов в связи с выяснением важной проблемы их происхождения еще в середине XIX века встал вопрос классификации метеоритов. Первым видом такой классификации стал самый простейший – статистический отбор метеоритов по типам. На настоящее время эта классификация в процентном отношении выглядит следующим образом: 92.5% – каменные метеориты, 5.7% – железные, 1.3% – железокаменные и 0.5% – аномальные [Hughes, 1981].

Классификация метеоритов, сначала простая, со временем совершенствовалась и становилась все более сложной по мере накопления информации о закономерностях их химического и минералогического состава, структуры, космического возраста и пр., что привело к их подразделению на ряд групп, образовавшихся в различных внеземных условиях и имеющих в качестве родоначальных разные космические тела. Целью классификации метеоритов всегда было построение генетических связей между метеоритами разных типов и групп и, в конечном счете, выявление их происхождения. В середине XX века было осознано, что метеориты происходят как из малых тел Солнечной системы, сформировавшихся в протопланетном облаке на разных гелиоцентрических расстояниях, то есть являющихся осколками астероидов и остатками кометных ядер, так и «кусками» планетного вещества (Луны, Марса и пр.), выбитого из них при столкновении в основном с астероидами. В связи с этим наметилась тенденция принять за основу современной классификации метеоритов химический состав вещества, который, естественно, различный у разных их родительских тел, а такие признаки, как минералогический состав и структура метеоритного вещества считать в качестве важных, но вторичных признаков [Симоненко, 1979].

В настоящее время существует несколько схем классификации метеоритов, которые частично перекрываются, частично исключают друг друга, но ни одна из них не может претендовать на завершенность и не позволяет еще разобраться в генетической связи между метеоритами разных типов и групп. Тем более, что в последние годы с применением все более тонких методов анализа метеоритного вещества было выявлено, что оно более разнообразно, чем предполагалось ранее, и не укладывается в существующие схемы классификации.

Поскольку нами не предполагается далее углубляться в рассмотрение многих аспектов этой проблемы, для заинтересованных читателей рекомендуется следующая литература [Федынский, 1950; Кринов, 1955; Mason, 1962; Wood, 1968; Вдовыкин, 1974; Wasson, 1974; Симоненко, 1979; Meteorites, ..., 2004; Зигуненко, 2014; Метеориты, ..., 2017; Черногор, 2018; Анфилогов, 2018].

1.6.2. Механизм, формирующий поверхностный рельеф выпадающих метеорных тел

Авторам не удалось найти системных статистических данных по распределению метеоритов по внешнему виду. Но по имеющимся обширным фотоматериалам из различных хранилищ метеоритов (см., например, [Назаров, 1999; Grady, 2000] или более поздний источник [Метеоритная коллекция...]) ниже делается попытка построения физико-математической модели формирования поверхностного рельефа падающих метеорных тел в зависимости от особенностей их кинематики в процессе падения – быстро вращающихся и не вращающихся, поскольку выпавшие метеориты с их свойствами разного рода играют важную роль в качестве базиса для развития различных теоретических концепций космогонии [Андрущенко и др., 2020 а и б].

Метеорные тела, движущиеся в атмосфере с гиперзвуковой скоростью, подвергаются интенсивному воздействию силовых и тепловых нагрузок в их различных проявлениях. Если исследовать эту проблему с применением методов линейной теории упругости, то влияние каждого фактора можно изучать по отдельности. В этом разделе конкретно рассматривается воздействие на разрушение приповерхностного слоя метеороида неоднородного температурного поля, инициированного в нем нагрузками различного вида.

Рассматривается задача о падении в атмосфере бесконечного упругого изотропного цилиндра, моделирующего метеороид, радиуса $R + h$ с прогретым тонким приповерхностным слоем глубиной h ($h \ll R$). Его скорость направлена по нормали к оси; рассматриваются два сценария события: в одном – цилиндр быстро вращается вокруг оси, во втором – вращение отсутствует. Тогда для такого цилиндра уравнения равновесия в неподвижной полярной системе координат, связанной с ним, для напряжений имеют вид:

$$\partial_r \sigma_r + \partial_\varphi \sigma_{r\varphi} / r + (\sigma_r - \sigma_\varphi) / r = 0, \quad \partial_r \sigma_{r\varphi} + \partial_\varphi \sigma_\varphi / r + 2\sigma_{r\varphi} / r = 0, \quad (1.4)$$

здесь σ_r , σ_φ , $\sigma_{r\varphi}$ – компоненты тензора напряжений.

Компоненты тензора напряжений связаны с радиальными $U(r, \varphi)$ и тангенциальными $V(r, \varphi)$ перемещениями соотношениями:

$$\begin{aligned}\sigma_r &= \lambda(\partial_r U + U/r + \partial_\varphi V/r) + 2\mu\partial_r U - \beta T \\ \sigma_\varphi &= \lambda(\partial_r U + U/r + \partial_\varphi V/r) + 2\mu(U/r + \partial_\varphi V/r) - \beta T, \\ \sigma_{r\varphi} &= \mu(\partial_\varphi U/r + \partial_r V - V/r),\end{aligned}\quad (1.5)$$

здесь λ, μ – постоянные Ламе; $\beta = \alpha(2\lambda + 3\mu)$, где α – коэффициент температурного расширения; T – температура, полагаемая известной функцией координат: при $0 < r < R - T = 0$, при $R < r < R + h - T = T(\varphi)$, где $T(\varphi)$ – четная функция φ .

Система уравнений (1.4)–(1.5) решается при граничных условиях: при $r = R$ – условие непрерывности нормальных и касательных напряжений и перемещений,

$$\text{при } r = R + h: \sigma_r(R + h, \varphi) = \sigma_{r\varphi}(R + h, \varphi) = 0. \quad (1.6)$$

Так, сформулированная задача с уравнениями (1.4)–(1.5) и граничными условиями (1.6) решается посредством разложения искомых функций в ряды Фурье по тангенциальному углу φ . Для $T = T(\varphi)$ получим:

$$T(\varphi) = T_0 + \sum_{n=1}^{\infty} T_n(\varphi) \cos n\varphi \quad (1.7)$$

для $U(r, \varphi)$, $V(r, \varphi)$ соответственно:

$$U(r, \varphi) = U_0(r) + \sum_{n=1}^{\infty} U_n(r) \cos n\varphi, \quad V(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} V_n(r) \sin n\varphi \quad (1.8)$$

для напряжений:

$$\begin{aligned}\sigma_r(r, \varphi) &= \sigma_{r0}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{rn}(r) \cos n\varphi, \quad \sigma_\varphi(r, \varphi) = \sigma_{\varphi0}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{\varphi n}(r) \cos n\varphi, \\ \sigma_{r\varphi}(r, \varphi) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{r\varphi n}(r) \sin n\varphi.\end{aligned}$$

Функции $\sigma_{rn}(r)$, $\sigma_{\varphi n}(r)$, $\sigma_{r\varphi n}(r)$ находятся из (1.5).

Заменяя напряжения перемещениями в уравнениях (1.4) и введя новые параметры:

$$G_1 = \lambda + \mu, \quad G_2 = \lambda + 2\mu, \quad \text{и соотношения:}$$

$$F_{1i}(r) = \ddot{U}_i + \dot{U}_i/r - U_i/r^2, \quad F_{2i}(r) = \ddot{V}_i + \dot{V}_i/r - V_i/r^2 \quad (i = 0, 1, n),$$

получим:

$$\begin{aligned}G_2 F_{1n} - \mu n^2 U_n / r^2 + G_1 n \dot{V}_n / r - G_3 n V_n / r^2 &= \beta \dot{T}, \\ -G_1 n \dot{U}_n / r - G_3 n U_n / r^2 + \mu F_{2n} - G_2 n^2 V_n / r^2 &= -n\beta T_n / r,\end{aligned}\quad (1.9)$$

где верхние точки обозначают производные функции по r .

Система (1.9) переписывается при $n = 0$ в виде:

$$G_2 F_{10} = \beta \dot{T}_0, \quad (1.10)$$

при $n \neq 0$ – остается в прежнем виде.

При $n = 0$, поскольку $\dot{T}_0 = 0$, то из (1.10) получим:
при $0 < r < R - U_0 = Ar + B/r$, при $R < r < R + h - U_0 = A_1 r + B_1/r$.

Так как при $r = 0$ функция U_0 ограничена, то при $0 < r < R - U_0 = Ar$ и тогда напряжения σ_{r0} равны: при $0 < r < R - \sigma_{r0} = 2G_1 A$,

при $R < r < R + h - \sigma_{r0} = 2G_1 - 2\mu B_1/r^2 - \beta T_0$.

В силу непрерывности напряжений и перемещений при $r = R$ и равенства 0 напряжения σ_{r0} при $r = R + h$, имеем:

$$A_1 = \beta T_0 / 2G_1 - \mu R^2 \beta T_0 / 2G_1 G_2 (R + h)^2, \quad (1.11)$$

$$B_1 = -R^2 \beta T_0 / 2G_2. \quad (1.12)$$

Поскольку при $R < r < R + h - U_0 = A_1 r + B_1/r$, получим:

$$\sigma_{\varphi 0} = 2G_1 + 2\mu B_1/r^2 - \beta T_0. \quad (1.13)$$

Тогда из соотношений (1.11)-(1.12) имеем:

$$\sigma_{\varphi 0} = -\mu R^2 \beta T_0 \left[1/(R + h)^2 + 1/r^2 \right] / G_2. \quad (1.14)$$

При $R < r < R + h$ максимальное сдвиговое напряжение $\tau_{\max 0}$ равно:

$$\tau_{\max 0} = (\sigma_{r0} - \sigma_{\varphi 0}) / 2 = \mu R^2 \beta T_0 / G_2 r^2.$$

В частности, при $r = R + h$, так как $h \ll R$

$$\tau_{\max 0} \approx \mu \beta T_0 / G_2 \quad (1.15)$$

При $n = 1$ система уравнений (1.9) примет вид:

$$\begin{aligned} G_2 F_{11} - \mu U_1 / r^2 + G_1 \dot{V}_1 / r - G_3 V_1 / r^2 &= 0, \\ -G_1 \dot{U}_1 / r - G_3 U_1 / r^2 + \mu F_{21} - G_2 V_1 / r^2 &= -\beta T_1 / r. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Однородная система уравнений, соответствующая (1.16), имеет линейно независимые решения:

$$\begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -(\lambda - \mu) \\ (3\lambda + 5\mu) \end{pmatrix} r^2; \quad \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \frac{1}{r^3}; \quad \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_1 - 2G_3 \ln r \\ G_1 + 2G_3 \ln r \end{pmatrix}$$

Частные же решения:

при $R < r < R + h$ –

$$U = 2\beta T_1 r / 3G_2, \quad V = -\beta T_1 r / 3G_2, \quad (1.17)$$

при $0 < r < R$ –

$$U = -A(\lambda - \mu)r^2 - B + C / r^2 + D(G_1 - 2G_3 \ln r), \quad (1.18)$$

$$V = A(3\lambda + 5\mu)r^2 + B + C / r^2 + D(G_1 + 2G_3 \ln r)$$

Так как при $r = 0$ перемещения ограничены и можно положить $U = 0$, то

$$U = -A(\lambda - \mu)r^2, \quad V = A(3\lambda + 5\mu)r^2, \quad (1.19)$$

при $R < r < R + h$ –

$$U = -A_1(\lambda - \mu)r^2 - B_1 + C_1 / r^2 + D_1(G_1 - 2G_3 \ln r) + 2\beta T_1 r / 3G_2,$$

$$V = A_1(3\lambda + 5\mu)r^2 + B_1 + C_1 / r^2 + D_1(G_1 + 2G_3 \ln r) - \beta T_1 r / 3G_2. \quad (1.20)$$

Из условия непрерывности напряжений и перемещений при $r = R$ и равенства 0 напряжений $\sigma_r, \sigma_{r\varphi}$ при $r = R + h$ получим систему для определения произвольных постоянных, решив которую, найдем:

$$\begin{aligned} D_1 = 0, \quad C_1 = -\beta T_1 R^3 / 6G_2, \quad B_1 = \beta T_1 R / 2G_2 \\ A_1 = \beta T_1 \left[1 - R^3 / (R + h)^3 \right] / 6G_1 G_2 (R + h). \end{aligned} \quad (1.21)$$

Тогда из (1.20)–(1.21) найдем:

$$\sigma_\varphi = 2\mu\beta T_1 r \left[1 - R^3 / (R + h)^3 \right] / G_2 (R + h) - 2\mu\beta T_1 R^3 / 3G_2 r^3 - 4\mu\beta T_1 / 3G_2$$

При $r = R + h$, учитывая, что $R \gg h$, получим:

$$\sigma_\varphi = -2\mu\beta T_1 / G_2.$$

Далее рассматриваются два сценария события. Первый сценарий, когда метеороид быстро вращается (такие метеорные тела исследовались, например, в работах [Spinning meteors, 1989; Андрущенко и др., 2007б]). Тогда у цилиндра его моделирующего приповерхностный тонкий слой нагревается, очевидно, равномерно по тангенциальному углу φ (φ отсчитывается от прямой, совпадающей с направлением мгновенной скорости падения метеороида в головной точке), то есть функция $T(\varphi) = \theta$, где θ – постоянная величина. И максимальное сдвиговое напряжение в этом случае по всему слою равно:

$$\tau_{\max}^1 \approx \mu\beta\theta / G_2,$$

или с учетом принятых обозначений:

$$\tau_{\max}^1 \approx \alpha\mu \frac{(2 + 3\mu/\lambda)}{(1 + 2\mu/\lambda)} \theta. \quad (1.22)$$

Второй сценарий, когда метеороид не вращается, распределение температуры в приповерхностном слое его моделирующего цилиндра подчиняется закону $T(\varphi) = \theta + \theta \cos \varphi$, то есть максимальный нагрев происходит в головной точке падающего тела с температурой, равной 2θ , в задней точке температура равна 0, а средняя температура по поверхности цилиндра остается равной θ . Тогда максимальные сдвиговые напряжения равны:

$$\tau_{\max}^2 \approx \alpha\mu \frac{(2 + 3\mu/\lambda)}{(1 + 2\mu/\lambda)} (1 + \cos \varphi)\theta \quad (1.23)$$

Наибольшая величина максимального сдвигового напряжения реализуется при $\varphi = 0^\circ$ и равна:

$$\tau_{\max}^2 \approx 2\alpha\mu \frac{(2 + 3\mu/\lambda)\theta}{(1 + 2\mu/\lambda)} \quad (1.24)$$

Пусть метеорное тело моделируется бесконечным изотропным каменным или железным цилиндром. Значения соответствующих параметров (постоянные Ламе λ , μ ; коэффициент температурного расширения α ; критическая величина прочности σ) для этих типов тел приводятся в табл. 1.7 [Слюта, 2017 и 2013].

Табл. 1.7. Параметры каменного и железного тела

Тип тела	λ , Н/м ²	μ , Н/м ²	α , (град) ⁻¹	σ , Н/м ²
каменное	22.5×10^9	28.7×10^9	0.74×10^{-5}	1.6×10^8
железное	104.0×10^9	82.0×10^9	1.2×10^{-5}	5.0×10^8

На рис. 1.9 представлены величины максимального сдвигового напряжения для быстро вращающихся каменного (рис. 1.9а) и железного (рис. 1.9б) цилиндров в зависимости от температуры прогрева θ приповерхностного слоя цилиндра-метеороида, рассчитанные по формуле (1.22). Там же проведены прямые, соответствующие уровню критической величины прочности σ для этих типов тел. Известно, что в точках падающего метеороида, в которых напряжения превышают величину σ , происходит разрушение приповерхностного слоя, причем в случае вращающегося цилиндра реализуется разрушение и сбрасывание всего прогретого слоя h , то есть происходит так называемый эффект шелушения [Холин и др., 2016].

Из данных рис. 1.9 видно, что для каменного тела при температуре прогрева приповерхностного слоя, большей чем $\theta = 460^\circ \text{C}$, возникающие сдвиговые напряжения превосходят критическую величину прочности σ , для железного тела этот процесс происходит при $\theta \geq 300^\circ \text{C}$. Такие значения температур достигаются при гиперзвуковом падении метеороидов уже на достаточно больших высотах. Таким образом, при осуществлении первого сценария внешний

рельеф поверхности падающего метеороида примет относительно гладкий вид. Дециметровых астероидов, относительно быстро вращающихся в космическом пространстве до входа в атмосферу, известно несколько десятков, например, 2014RC (с периодом вращения ~ 16 с) и 2008HJ (с периодом ~ 43 с) [Левитан, 2008].

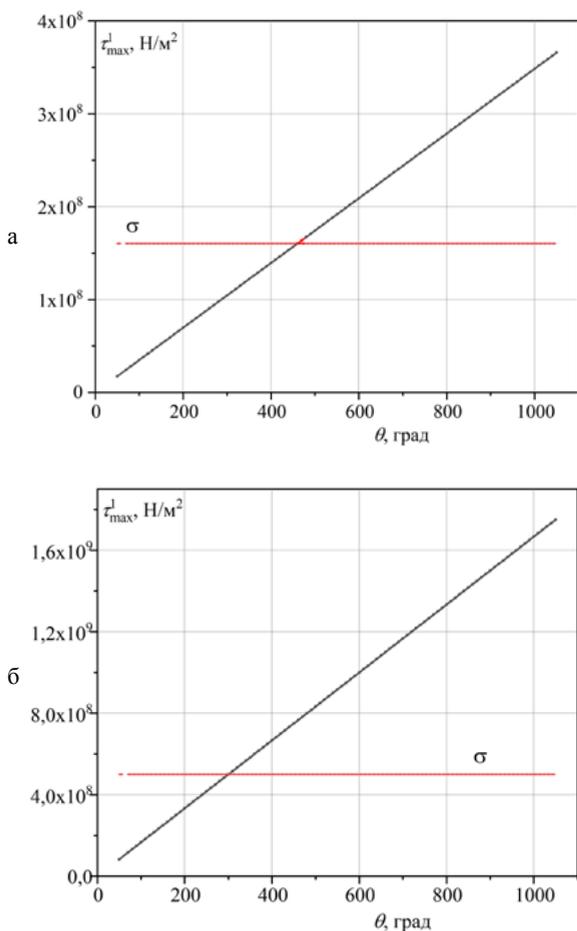


Рис. 1.9

длит нарушение гладкости поверхности цилиндра в гиперзвуковом воздушном потоке, что приводит даже для одиночного элемента шероховатости к Тейлор-Гёртлеровской неустойчивости течения [Поливанов и др., 2017]. По причине возникновения этой неустойчивости в пограничном слое набегающего потока в окрестности каверны (шероховатости) образуются вихри Гёртлера [de la Chevalerie et al., 1997; Иванов и др., 2012], вращающиеся с огромной скоростью смерчоподобные вихри [Görtler, 1941], усиливающие на порядок теплообмен между поверхностью цилиндра и обтекающим газом и давление. Это приводит к интенсификации локальных разрушений пада-

При реализации второго сценария, когда цилиндр-метеороид падает без вращения, превышение максимальным сдвиговым напряжением критического значения прочности для тел происходит сначала в наветренных точках прогретого приповерхностного слоя h цилиндра при $\varphi = 0^\circ$ из (1.23), и в этой окрестности появляется локальная каверна. В качестве примера на рис. 1.10 представлены распределения максимальных сдвиговых напряжений в зависимости от тангенциального угла φ для каменного тела при температуре в лобовой точке приповерхностного слоя $\theta = 480^\circ\text{C}$ (рис. 1.10а) и для железного тела – при $\theta = 320^\circ\text{C}$ (рис. 1.10б).

Из данных на рис. 1.10 видно, что в этом случае сдвиговые напряжения превышают критическое значение прочности в довольно узкой области по окружной координате φ и именно здесь происхо-

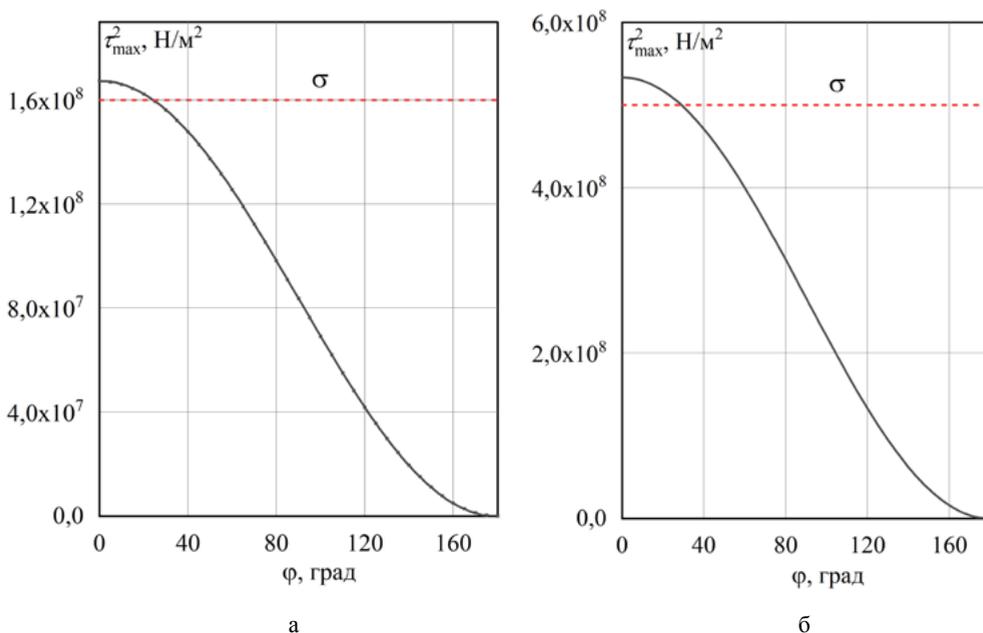


Рис. 1.10

ющего цилиндра-метеороида и формированию его регмаглиптового поверхностного рельефа [Laganelli, Nestler, 1969; Чувахов и др., 2017]. В ходе этого процесса образуются новые каверны – регмаглипты, которые лавинообразно усиливают процесс смерчегенеза вихрей Гёртлера, распространяясь от головной – наветренной части поверхности цилиндра по его боковым частям поверхности к задней – подветренной.

Как видно из приведенных выше оценок, предложенные два вида механизма формирования скульптурной структуры поверхностей выпадающих метеороидных тел идентичны для любых линейно упругих материалов (как железа, так и камня), из которого они состоят, но при обязательном удовлетворении ими свойства изотропности. Поэтому этот механизм не является универсальным для всех типов метеороидов. Кроме того, эти оценки показывают, что построенный механизм проявляется с большим запасом для железных метеороидов и с незначительным – для каменных.

Проведенные расчеты и анализ их результатов показывают, что, по-видимому, вид поверхностного рельефа найденных метеороидов является показателем характера движения соответствующих выпадающих метеороидов – их относительно гладкая поверхность свидетельствует о быстром вращении объектов в полете, а поверхность, покрытая рябью регмаглиптов, – об их движении без вращения. На рис. 1.11 в качестве иллюстрации представлены примеры каменных метеороидов с разными видами поверхностного рельефа (а – Челябинский, 2013г., Россия <https://i.ytimg.com/vi/fKbt9Uxb8hI/maxresdefault.jpg> б – Мурчисонский, 1969г., Австралия http://www.lcm.tuwien.ac.at/comecs/meteorite_pics_Murchison_b-Dateien/image005.jpg).



а



б

Рис. 1.11



а



б

Рис. 1.12

На рис. 1.12 то же для железных метеоритов (а – Гибен, 1836г., Намибия <https://www.trovestar.com/Assets/Collections/46/images/gibeon-meteorite.jpg>, б – Репеев хутор, 1933г., Астраханская обл. http://stump.dyuk108.ru/images/repyov_hutor.jpg).

Итак, построена простая физико-математическая модель механизма формирования поверхностного рельефа падающих метеорных тел под воздействием нагрузок, порожденных температурным прогревом их тонкого приповерхностного слоя. На разработанную модель, приводящую к напряженно-деформированному состоянию метеороида, были наложены существенные ограничения: выбор его правильной цилиндрической формы, сведение процесса к двумерной постановке в рамках линейной теории упругости, предположение об изотропности его материала. Тем не менее, даже на уровне такой тривиальной модели удалось выявить эффект влияния характера движения метеорного тела на вид скульптурного рельефа его поверхности.

Глава 2

ОБНАРУЖЕНИЕ, МОНИТОРИНГ И КАТАЛОГИЗАЦИЯ ОКО, СЛЕЖЕНИЕ ЗА НИМИ И КОСМИЧЕСКИЕ МИССИИ

2.1. ПРОБЛЕМА ОБНАРУЖЕНИЯ ОКО И ИХ КАТАЛОГИЗАЦИЯ

Фундаментальные исследования комет и астероидов необходимы не только для понимания природы возникновения и эволюции объектов Солнечной системы, но и как потенциальных источников, представляющих серьезную угрозу для Земли и современной цивилизации. Из всех видов космических угроз по масштабам последствий наиболее катастрофичной считается именно АКО [Андрущенко и др., 2007а; Лаверов, Медведев, 2012 и 2014; Чернявский, 2013; Шустов, 2019].

Общие характеристики АКО следующие:

- практическое отсутствие верхнего предела опасного воздействия;
- при малом усредненном уровне угрозы каждое конкретное событие такого рода – столкновение оказывается главным не только для государства, где оно произошло, но и для всего человечества (примером может служить Челябинское падение 15 февраля 2013 г., весьма рядовое по астрономическим масштабам, но ставшее главным событием глобального масштаба для человечества, о чем можно было судить не только по огромному потоку научных публикаций, но и по шумихе, поднятой СМИ всех стран);
- опасность имеет глобальный характер;
- угроза столкновения с достаточно крупным небесным телом, в отличие от остальных видов космических угроз, может быть заранее прогнозируема, если будут заблаговременно решены задачи обнаружения ОКО и оценки риска.

Проблема АКО – комплексная, состоящая из трех подпроблем:

- обнаружение (выявление) максимального числа (в идеале всех) ОКО и определение их характеристик;
- оценка риска;
- противодействие угрозе или хотя бы попытка уменьшения предполагаемого ущерба.

В данном разделе остановимся на задачах, относящихся к первой подпроблеме и методах их решения.

2.1.1. Визуальные наблюдения и фотометрия малых тел Солнечной системы

Первый шаг к снижению опасности, естественно, лежал и лежит в сфере астрономии: в первую очередь необходимо было выделить опасные астероиды и кометы. Затем следовало провести достаточный объем подтверждающих наблюдений, что позволило бы вычислить их орбиты, знать, где находятся опасные объекты, могут ли они столкнуться с Землей, и если могут, то когда [Герельс, Ксанфомалити, 2000]. В прошлом единственным методом обнаружения и наблюдения небесных тел были только визуальные наблюдения. Для визуального наблюдения астероидов и комет, как правило, использовали широкоугольные телескопы, имевшие поле зрения, по крайней мере, в несколько градусов, именно такие рефракторы и рефлекторы показали себя эффективными для их обнаружения [Черных, 1973]. После открытия астероида и кометы наблюдателем отсылается информация об этом в Бюро астрономических телеграмм Международного астрономического союза (МАС), куда стекается вся информация о новых открытых объектах и производится первичная обработка наблюдательной информации. После обнаружения малого тела важно было получить координатные и фотометрические данные о нем в несколько последующих суток для возможности вычисления точной орбиты объекта, предсказания его сближения с Землей, проведения первоначальной оценки его размера и качественной оценки состава тела или ядра в случае кометы [Угроза с неба..., 1999].

Кроме визуальных наблюдений, начиная с середины 1970-х годов, для работ по обнаружению космических объектов, особенно потенциальных импакторов, уже привлекались такие методы, как UVV-фотометрия, статистика, радиометрия, спектрометрия, радиолокация и пр. [Герельс, Ксанфомалити, 2000; Чурюмов, 2001; Калиничева, 2002; Нароенков, 2010].

Начиная с 80-х годов XX века, правительства разных стран мира, приняв во внимание предупреждения научных кругов о степени опасности, исходящей со стороны малых тел Солнечной системы для Земли, уже начали выделять значительные средства для создания национальных и международных программ по обнаружению этих космических объектов, их всестороннему исследованию и по разработке технологических средств для противодействия столкновения с ними. XXI Генеральная ассамблея МАС в 1991г. приняла резолюцию, поддерживающую исследования проблемы АКО, и даже организовала рабочую группу по этой проблематике, а в 1995 г. тема АКО рассматривалась на одном из заседаний ООН.

Но своего рода рубежом, «моментом истины», когда человечеству правительствами ведущих держав мира было объявлено, что наша цивилизация столкнулась с новой глобальной опасностью, исходящей от малых тел Солнечной системы и грозящей самыми катастрофическими последствиями, стало принятие парламентской ассамблеей Совета Европы 20 марта 1996 г. Декларации №1080 «Об обнаружении астероидов и комет, потенциально опасных для человечества» [Осовин, 2015]. Европейская парламентская ассамблея обратилась к

правительствам всех стран мира с предложением сделать все необходимое для разработки глобальной стратегии по созданию средств предотвращения столкновений с Землей этих опасных космических объектов.

Одной из первых национальных программ под эгидой NASA стала программа «Космическая стража (Космический патруль)» (Spaceguard Survey) в 1998 г., для которой при Оптическом научном центре Аризонского университета (США) были сооружены телескопы с высокой степенью разрешимости [Perry et al., 1998]. Главной задачей этой программы было обнаружение малых тел Солнечной системы с целью изучения их статистики и динамической истории. В первую очередь, выявление всех потенциально опасных объектов диаметром свыше 1 км и прогнозирование любого вторжения ОКО за десятилетия и даже столетия до того, как это случится [Morrison, 1997].

Более раннее изучение и обнаружение малых космических тел велось с помощью фотографических пластинок [Kuiper et al., 1958; van Houten et al., 1991]. В ходе этих исследований была получена первая интерпретация зависимости «светимость – частота встречаемости» [Anders, 1965]. На данное время упомянутая выше программа выполняет такие исследования на основе наблюдений с более быстрыми детекторами – приборами с зарядовой связью и с компьютерной обработкой данных. Уже в конце 1990-х годов «Космическая стража» начала службу автоматического обнаружения астероидов семейства АСЗ, в ходе чего было выявлено, что встречаемость объектов размером 100 м превышала в сорок раз ожидаемую по ранее сделанным статистическим оценкам величину. Так, в работе [Durda et al., 1998] приведены данные по статистике астероидов в Главном поясе на конец 90-х годов, в них упомянуто об обнаружении 1700 АСЗ.

В начале XXI века к этой программе поиска ОКО присоединилась Лаборатория Линкольна, использовавшая телескоп с новым для того времени ПСЗ-детектором, разработанным специально для быстрого считывания данных. Велось также дистанционные наблюдения в обсерватории NASA Мануакеа, расположенной на высоте 4160 м на Гавайских островах и имеющей инфракрасный телескоп [Bus et al., 2002].

Во времена СССР в нашей стране также была создана сравнительно широкая сеть телескопов-рефлекторов наземного базирования (хотя, в большинстве своем, с небольшим размером зеркал, но это компенсировалось их расположением в местах с хорошим астроклиматом – в основном в Средней Азии), позволяющая выявлять и каталогизировать самые крупные небесные тела семейства АСЗ, что позволяло, с некоторой степенью успеха, выполнить задачу долгосрочного предупреждения о космических угрозах. После же развала СССР практически все эти телескопы и сооружения оказались в республиках СНГ – Туркмении, Таджикистане, Узбекистане и т.д., которые к их созданию не имели никакого отношения. И в 90-е годы все, что не было растащено, оказалось в аренде у Китая, поскольку у России даже на это не хватало денег [В Роскосмосе нет денег на защиту россиян..., 2013]. В распоряжении же российских ученых для этих целей осталось только два наземных телескопа в Архызе и на Эльбрусе, которые являются узкополосными, то есть работоспо-

собными в пределах достаточно узкого поля. И, таким образом, высококлассным специалистам приходится работать лишь над проектами (!) воссоздания в России системы наблюдения за угрозами из космоса.

В работе над такими проектами выявления ОКО с 90-х годов XX века принимали участие российские ученые из Астрономического центра ФИАН, Институты астрономии и прикладной астрономии РАН, Института радиоэлектроники РАН и др. организаций [Андрущенко и др., 2007а].

В проекте, разработанном в научно-производственном объединении им. С.А. Лавочкина [Ковтуненко и др., 1995] для противодействия столкновению астероидов с Землей, были оценены требования и параметры космического телескопа обнаружения подлетающих объектов и возможности решения информационной проблемы на современной для того периода элементной базе.

В другом проекте, разработанном в ЦНИИ МАШ [Бодин и др., 1997], была предложена система обнаружения ОКО, состоящая из двух подсистем: подсистема обнаружения и предварительного определения параметров его движения для выдачи целеуказаний и подсистема оптического сопровождения и высокоточного определения его орбиты.

В НПО «Астрофизика» [Баранов, 1997] был разработан проект оптико-электронного комплекса выявления ОКО. Этот проект мог обнаруживать даже малые тела размером не менее 20 м, двигавшиеся со скоростями до 70 км/с по отношению к Земле. Максимальная дальность обнаружения была не менее 15 млн км. Зона его работы – вся небесная сфера за исключением малого круга радиусом 10° от направления на центр Солнца.

Обнаружение ОКО с помощью наземных телескопов связано с рядом принципиальных трудностей: во-первых, требование их непрерывного обнаружения с любых направлений; во-вторых, невозможность наблюдения против Солнца; в-третьих, сложность определения параметров движения тел, если они движутся вдоль оси телескопа [Лукьященко, Емельянов, 2005]. Именно поэтому требуется вывод телескопов в космос: на околоземные и/или лунные орбиты и др.

При выработке принципов построения космических средств предупреждения о падении ОКО была выявлена необходимость моделирования процесса захвата полями обзора космических телескопов именно тех тел, которые обязательно столкнутся с нашей планетой. Для них задавались траектория столкновения и момент падения на Землю. Далее для предшествующего времени моделировались его захваты с определением их длительности и повторяемости, удаленности регистрируемых ОКО от телескопов и Земли. Рассчитывались время от последнего сеанса наблюдения за телом, обеспечивающего определение параметров его движения до падения на Землю, и минимальный размер обнаруженного ОКО. Эти процедуры проводились для любых направлений их движения к Земле, в том числе со стороны Солнца. В ходе расчетов принимались во внимание такие характеристики телескопов и бортовых обеспечивающих систем КА, реализуемость которых не представляет проблем, что позволило определить оптимальные принципы построения космических

средств оптикоэлектронного наблюдения ОКО [Емельянов, Чернова, 2003; Емельянов, Климов, 2011]:

1. Формирование барьерной зоны (БЗ) обязательного обнаружения ОКО перед их падением на Землю с целью необходимого гарантированного предупреждения об опасности;

2. Контролирование не отдельных ОКО, а постоянного слоя вокруг Земли, через который пройдет любой из них;

3. Расположение космических телескопов таким образом относительно Земли, чтобы ОКО, движущиеся по столкновительной траектории, перемещались под некоторым углом к оптической оси телескопа, а тела, идущие к Земле со стороны Солнца, наблюдались под значительным углом с направлением на Солнце;

4. Формирование неизменно ориентируемой относительно Земли БЗ гарантированного захвата ОКО посредством всего двух телескопов, располагаемых на орбите вращения Земли вокруг Солнца и имеющих узкие ($\sim 6^\circ$) поля зрения, вращаемые с оптимальной угловой скоростью вокруг направления на Землю;

5. Применение в качестве фотоприемного устройства прибора с зарядовой связью в режиме временной задержки и накопления зарядов с целью увеличения полезного сигнала, уменьшения размеров этого устройства и требуемого быстродействия бортовых средств обработки информации.

В результате построения этой оптимальной космической системы были бы обеспечены следующие показатели:

- Усредненный по всем возможным направлениям движения (исключая движение со стороны Солнца и навстречу движению Земли) размер обнаруженного ОКО – 75 м;

- Усредненное по всем указанным направлениям время предупреждения о падении на Землю – 40 суток;

- Минимальный размер обнаруживаемого ОКО, летящего со стороны Солнца и навстречу движению Земли – 175 м;

- Гарантированное с вероятностью 90% время предупреждения о падении тела, упомянутого в предыдущем пункте – 6 суток;

- Количество регистрируемых положений ОКО за время его прохода через БЗ – 5–30.

Создание такой космической системы внесло бы существенный вклад в решении задачи прогноза ОКО¹.

В начале XXI века была организована «Пулковская кооперация оптических наблюдателей» или ПулКОН, так был назван проект, связанный с исследованием околоземного и ближнего космоса, осуществляемый специалистами России, Украины, Грузии, Таджикистана, Узбекистана, Боливии, Испании, Германии и Китая. В его деятельности приняли участие более десятка обсерваторий, а головной стала Пулковская обсерватория [Фиолетов, 2005]. Одной из важнейших задач кооперации стало слежение за ОКО. До ее создания было трудно

¹ Следует отметить, что, к сожалению, большинство продуманных и технологически обоснованных проектов наземного базирования (и всего космического базирования) не были практически реализованы по причине их недостаточного финансирования.

обнаруживать с помощью рефлекторов университетского класса, рассчитанных на слежение за телами из Главного пояса астероидов, транснептуновые объекты из пояса Эджворта-Койпера. Для наблюдения за ними требовались либо более мощное (а, следовательно, значительно более дорогое) оборудование, либо почти идеальные астроклиматические условия. Такие условия есть, например, в районе (а таких мест на планете единицы) Майданакской обсерватории Института астрономии АН Узбекистана (где еще в советское время был установлен телескоп AZT-22), что и позволило следить за транснептуновыми ОКО без дорогостоящего оборудования [Фиолетов, 2005].

В работе [Энеев и др., 2011] приведены сведения о популяции АСЗ, за которыми проводится наблюдение оптическими средствами с Земли. Так, упомянутая выше служба «Spaceguard Survey» к 2010 г. выполнила свою задачу по выявлению опасных астероидов размером ≥ 1 км на 95% и стала выявлять угрожающие Земле объекты с меньшими размерами [Yomans et al., 2009].

Так, в каталоге АСЗ ИПА РАН на 2001г. их общее число было – 1366 [Каталог АСЗ, 2001]: из них группы Амура – 642 (~ 47%), группы Атона – 109 (~8%), группы Аполлона – 615 (~ 45%). К 2010 г. по данным каталога Смитсоновского института [Catalogue..., 2010] при существенном увеличении числа выявленных АСЗ – 6400, процентные соотношения практически не изменились: группы Амура – 3153 (~ 49.4%), группы Атона – 551 (~ 8.6%), группы Аполлона – 2662 (~ 42%). В табл. 2.1 приведены данные о темпах обнаружения новых АСЗ групп Аполлона и Атона, а также потенциально опасных АСЗ за период 2000–2009 гг. (объекты из группы Амура не приведены по причине малости потенциально опасных среди них). Изменения количества открытых АСЗ меняло и оценки их общего количества: популяции тел ≥ 100 м в начале века оценивалось в 70–160 тысяч, размером ≥ 1 км около 1.5 тысяч, а к 2010 г. их количество увеличилось вдвое: до 320 тысяч и 3 тысяч соответственно [Энеев и др., 2011]; потенциально опасных АСЗ – 1046 тел [Catalogue..., 2010].

Табл. 2.1. Темпы открытия АСЗ в первом десятилетии XXI века

Год/ АСЗ групп	2000	2001	2002	2003	2004	2005	2006	2007	2008	2009
Аполлона	91	143	180	183	256	297	303	322	427	423
Атона	22	23	33	33	54	52	48	68	57	60
Опасные АСЗ	48	54	66	65	82	90	76	83	97	18

Как известно (см. выше), наибольшее число потенциально опасных АСЗ составляют астероиды группы Аполлона. Условия наблюдения с КА патруля зависят от наклона i их орбит и от скорости пересечения ими окрестности земной орбиты, а скорость зависит от расстояний Q в афелии и q в перигелии. В табл. 2.2. приведены данные распределения АСЗ этой группы по значениям q и i [Каталог АСЗ, 2001].

Табл. 2.2. Распределения АСЗ группы Аполлона по величинам наклонения орбиты i и расстояния в перигелии q

$q[a.e]$	N	%	i [град]	N	%
≤ 1.0	608	90.6	> 10	437	
≤ 0.9	427	66.3	> 15	245	38
≤ 0.8	299	46.4	> 20	175	27
≤ 0.7	213	33.1	> 25	111	17.2
≤ 0.6	144	22.4	> 30	75	11.6
≤ 0.5	85	13.2	> 35	61	9.5
≤ 0.4	43	6.7	> 40	33	5.1
≤ 0.3	22	3.4	> 45	19	3
≤ 0.2	7	1.3	> 50	18	2.8
			> 55	11	1.7

Из табл. 2.2 видно, что АСЗ весьма сильно различаются по характеристикам орбит, а, следовательно, условия наблюдения за ними бывают различными: так, наклонение $i > 30^\circ$ имеет 11.6%, а $i > 15^\circ$ – 38% АСЗ группы.

Другую, меньшую часть потенциально опасных тел составляют АСЗ группы Атона, что можно объяснить трудностью их наблюдения с Земли. Но в настоящее время внимание к телам из этой группы резко возросло из-за обнаружения в ней в 2003 г. астероида 99942 Апофис, относящегося к самым потенциально опасным небесным телам в ближайшие годы [Соколов и др., 2012].

На рис. 2.1а приведена псевдоцилиндрическая поверхность, включающая в себя орбиту Земли с осью, перпендикулярной ее плоскости. Астероиды групп Аполлона и Атона при своем орбитальном движении периодически пересекают эту поверхность. При оптическом контроле этой поверхности будут зафиксированы пересекающие ее АСЗ. Если равномерно разместить на орбите Земли шесть КА на расстояниях L друг от друга с телескопами, обозревающими круговую полосу на небесной сфере с шириной, отвечающей угловому диаметру поля зрения телескопа, то все эти тела будут замечены.

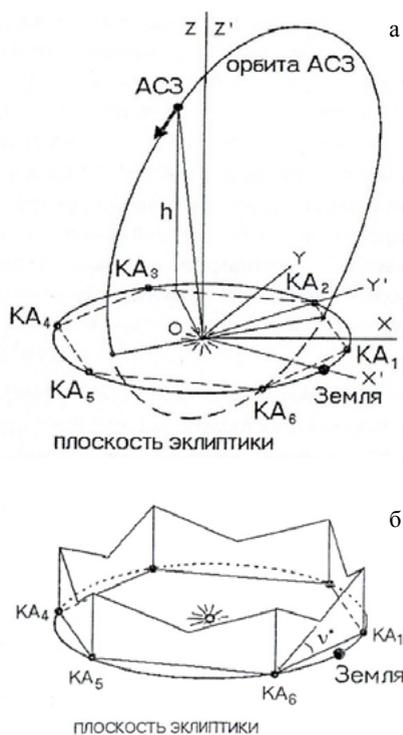


Рис. 2.1

На рисунке представлен космический патруль на орбите Земли, изображены неподвижная и вращающаяся системы координат; точки пересечения АСЗ плоскости эклиптики и областью оптического барьера (ОБ) – областью, observable совместно всеми телескопами – телесную окрестность этого цилиндра. На рис. 2.1б схематически представлена область оптического барьера над эклиптикой для шести КА при $v^{1*} \approx 15$ (каждый телескоп сканирует вертикальную полосу $[-v^* \leq v \leq v^*]$, v – угол возвышения телескопа над плоскостью эклиптики, под плоскостью эклиптики – аналогично).

Пусть «рабочее» пространство телескопа находится за пределом дальности $L_{кр}$, где $L_{кр} \leq L/2$. Тогда окрестности орбиты Земли будут обеспечены полным обзором телескопов системы КА, при этом обзор пространства вблизи КА (на расстояниях $< L_{кр}$) будет обеспечен соседними телескопами с разных сторон. АСЗ, пролетающие достаточно далеко от КА, будут иметь сравнительно небольшую скорость движения на небесной сфере относительно КА и за время оборота телескопа должны попасть в поле зрения. Таким образом, наблюдением с телескопов можно будет зафиксировать малые тела, пересекающие окрестности земной орбиты.

Также в [Энеев и др., 2011] были определены требования к бортовым телескопам и режимам наблюдения, которые обеспечили бы обнаружение и фиксирование большинства малых тел, пересекающих окрестности орбиты Земли. Таким образом, предложенная в [Энеев и др., 2011] концепция развития системы астероидно-кометной безопасности Земли предлагает обнаружение и каталогизацию посредством космического патруля за относительно короткое время (5–6 лет) большей части космических объектов, сближающихся с Землей, диаметром в несколько сотен метров и более. Поскольку каталогизация опасных для нашей планеты тел, как и изучение их физических свойств, должны предшествовать мерам по противодействию им. Рассмотрены также технические вопросы по реализации такой программы.

Все вышеперечисленные концепции построения систем обнаружения и мониторинга ОКО были предложены до падения 15 февраля 2013 г. Челябинского болида, но под впечатлением столкновения в июле 1994 г. с Юпитером фрагментов кометы Шумейкеров-Леви 9, которое для Земли было бы даже не апокалиптическим концом света. Челябинское событие стало определенным стимулом для расширения работ в этом направлении. Так, в России были разработаны концепции наземных и космических систем противодействия космическим угрозам, поставлены задачи отражения опасных малых тел Солнечной системы посредством ракетно-космической техники (РКТ) [Шустов и др., 2013а и б; Шугаров, 2013; Лебедев, 2013; Чернявский, 2013; Лаверов, Медведев, 2014; Шугаров и др., 2015].

Эти концепции были изложены в докладе Б.М. Шустова на заседании РАН, посвященном этой тематике [Шустов, 2019]. Приведем краткое содержание доклада, относящееся к проблеме АКО.

В современной трактовке проблемы АКО вопрос об обнаружении достаточно крупных ОКО – потенциальных импакторов следует рассматривать как

задачу оперативного и практически всеобъемлющего (не ниже 90% от всего числа) выявления ОКО размером ≥ 50 м на дальних подступах к Земле ($\geq 3-4$ недели до возможного столкновения). На 2019 г. число обнаруженных таких объектов не превышает 1% от общей оценки количества таких тел. Для их обнаружения необходимо построить широкоугольные телескопы. На рис. 2.2 представлены данные, отражающие полноту наших знаний об ОКО на 2019 г. (полнота обнаружения АСЗ – штриховая линия; прогнозируемое распределение популяций АСЗ по размерам – сплошная линия; число известных АСЗ – темные столбцы в интервале размеров (данные NASA)).

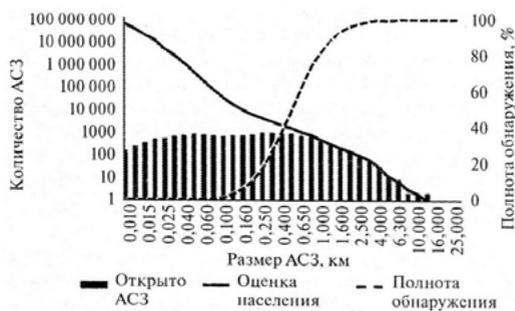


Рис. 2.2

Эти данные отражают сведения об астероидах, сближающихся с Землей (АСЗ), которых на два порядка больше, чем сближающихся с ней комет. Более 98% открытий ОКО на 2019г. осуществлено средствами наблюдений США, вклад же наших наземных средств – обсерваторий и существующих сетей ISGN и МАСТЕР (МГУ им. М.В. Ломоносова) не превышает 0.1% от общего числа открытий АСЗ. На рис. 2.3 схематически представлены Международная система наблюдений и мониторинга объектов, сближающихся с Землей (АСЗ) на 2013г. [Лебедев, 2013].

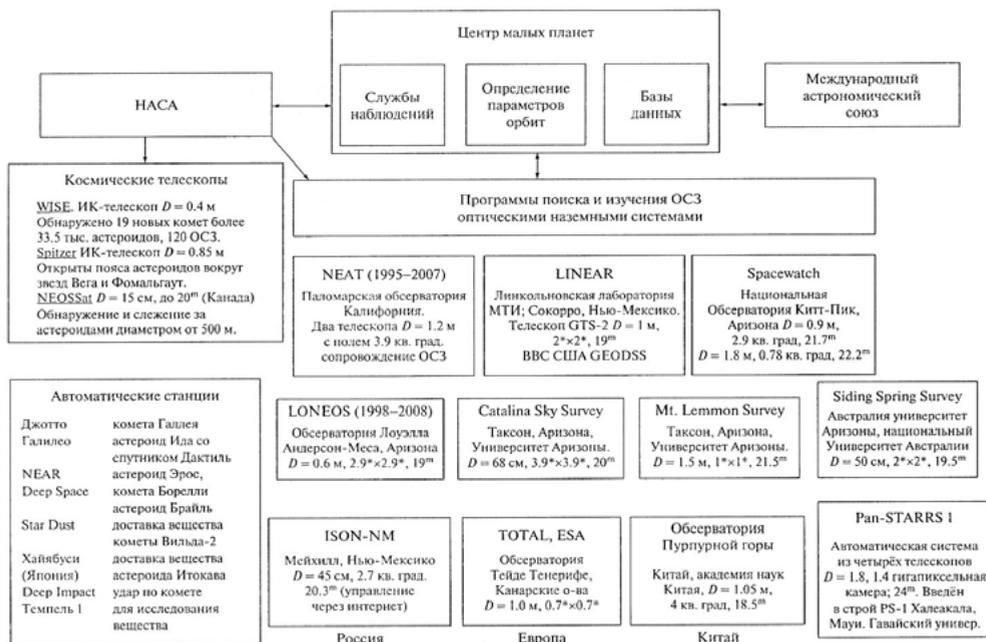


Рис. 2.3

На рис. 2.4 приведена схема Европейской системы оповещения об обстановке в космосе SSA (Space Situational Awareness) [Лебедев, 2013].



Рис. 2.4

Она изначально была запущена 1 января 2009 г., а затем по завершению трехлетнего периода была снова развернута в 2012–2019 гг. с целью мониторинга объектов на околоземных орбитах, геофизической обстановки, поиска АСЗ. Была создана система из шести широкоугольных телескопов с диаметром зеркала 1 м и полем зрения $2.9^\circ \times 2.9^\circ$, которые в автоматическом режиме могут за сутки осматривать небо и обнаруживать потенциально опасные астероиды диаметром более 50 м за три месяца до возможного столкновения с Землей. Информация от всех европейских обсерваторий стекается в координационный Центр, открытый в Риме 28 мая 2013 г. [Лебедев, 2013].

В исследованиях по обсуждаемому направлению продолжает с большим отрывом лидировать США. В документах, принятых ООН, зафиксирована ведущая роль в мире трех информационно-аналитических центров по проблеме АКО. Два из них контролируются США. Это центр малых планет (Minor Planet Center – MPC), работающий под эгидой Международного астрономического союза (МАС), который расположен в Кембридже (США) и финансируется NASA; и Программный центр NASA по проблеме АКО в Лаборатории реактивного движения (NASA NEO Program Office at JPL). Третий центр – это Центр по проблеме АКО упомянутой выше программы SSA Европейского космического агентства (ESA SSA NEO Centre) [Шустов, 2019].

В последние годы в вопросе обнаружения и мониторинга ОКО также и в России вроде бы наметился определенный прогресс. В горах Бурятии, впервые за много лет, был запущен самый результативный в России оптический телескоп АЗТ-33ВМ Саянской солнечной обсерватории [Всевидающее око, 2017]. Он способен за 30с получать информацию об астероиде диаметром 50 м, удаленном от Земли на 150 млн км. Это первый в России широкоугольный теле-

скоп (поле зрения – 2.8°), но с весьма небольшим диаметром зеркала ~ 1.6 м, который позволит предсказать приближение ОКО к Земле за несколько лет. Им уже были получены данные о более ста объектах (данные к 2017 г.).

Современная трактовка противодействия угрозе АКО включает проблему обнаружения как крупных (размером более 50–100 м), так и относительно мелких (декаметровых) небесных тел. Для этого можно использовать телескопы небольшой апертуры (~ 0.5 м), но их должно быть много, и они должны быть равномерно расположены по земному шару. Для обнаружения же ОКО, входящих с дневного неба, требуется выведение телескопов в космос. Так, в работе [Шустов и др., 2015] предложен вариант создания системы обнаружения околоземных ОКО. В результате проработки проекта СОДА (система обнаружения дневных астероидов) были разработаны экономичные варианты такой системы, состоящей из одного или двух КА, отправленных в окрестность точки либрации L_1 (в системе Земля-Солнце) на расстояние 1.5 млн км от Земли. Телескоп, расположенный в этой точке, будет фиксировать ОКО, летящие от Солнца к Земле, при благоприятных для наблюдений значениях фазового угла. Показано, что обнаружение декаметровых тел, летящих со стороны Солнца, можно осуществить с помощью относительно небольшого телескопа апертурой всего около 0.3 м. На рис. 2.5 представлена схема работы обсерватории (КА) СОДА.



Рис. 2.5

Главный режим работы – создание конусного барьера (или барьеров) посредством одного или нескольких телескопов. ОКО наблюдается при пересечении барьера (или барьеров) для того, чтобы за 3–4 часа до возможного вторжения в атмосферу Земли (при скорости сближения 20 км/с), то есть на расстоянии 250 тыс. км от планеты, орбита ОКО и место возможного столкновения уже были определены с заданной точностью. На рис. 2.5 изображены два конических барьера, но их может быть и больше [Шустов, 2019].

За период 2019–2025 гг. в рамках Федеральной комплексной программы (ФКП) планировалось осуществление метода решения проблемы АКО в рамках обнаружения и мониторинга ОКО, и, в частности, по проекту СОДА, но при коррекции ФКП в конце 2018 г. соответствующие исследования были из нее исключены.

2.1.2. Хранение и обработка астрометрических данных об АСЗ

Массовые открытия неизвестных ранее астероидов соответственно привели к многократному увеличению количества информации о малых телах Солнечной системы, в том числе и об объектах, сближающихся с орбитой Земли, что потребовало ее хранение и оперативную обработку [Нароенков, 2009 и 2010]. И поэтому развитие информационных систем (ИС), в которых хранятся большие массивы данных о малых телах Солнечной системы и инструментарий для обработки этих данных, является актуальным и перспективным направлением работ. В рамках проблемы АКО для нашей планеты, такие ИС, объединившие в себе все данные об астероидах и других малых телах Солнечной системы, помогают оценивать потенциальные риски и угрозу столкновения этих объектов с Землей. Зная точные орбитальные параметры небесного тела, можно более точно предсказать место его падения. А знание физических и оптических характеристик опасного тела позволяет спрогнозировать последствия импакта или взрыва [Rumpf *et al.*, 2016 а, б; 2017].

На настоящее время в мире насчитывается четыре крупных информационных центра, занимающихся сбором и анализом информации о малых телах Солнечной системы. Главным таким центром является уже упомянутый выше Центр малых планет (ЦМП) – MPC. Принципы, правила и некоторые технологии, принятые в нем, были признаны МАС и, следовательно, стали определенными стандартами. ЦМП собирает данные наблюдений малых тел Солнечной системы, которые присылают астрономы-наблюдатели со всего мира, систематизирует их, вычисляет орбиты этих тел и публикует данные через циркуляры ЦМП, а также присваивает им имена. Центр имеет свой сайт, на котором размещены каталоги астероидов, комет и инструментарий для работы астрономов-наблюдателей. ЦМП играет главенствующую роль в каталогизации малых тел Солнечной системы. Другими тремя важнейшими центрами (два из которых упомянуты выше), являются JPL (NASA), NEODYS и EARN (European Asteroid Research Node). JPL является головной организацией в структуре NASA, отвечающей за исследования АСЗ, прогноз их движения в будущем и уточнения орбит. Этот центр работает в кооперации с ЦМП, но орбитальные параметры рассчитывает по своей оригинальной методике.

NEODYS (Near Earth Objects Dynamic Site) [Near Earth...] – это информационная система, поддерживаемая и пополняемая при университете г. Пиза (Италия). Эта система посредством веб-интерфейса дает возможность считывать информацию о АСЗ – параметры орбиты, прогноз движения астероидов и таблицы вероятности их столкновения с Землей и др.

Европейский центр исследования астероидов EARN – это неформальное объединение астрономов, изучающих физические параметры АСЗ. Он представляет собой базу данных, собираемую в течение нескольких лет Г.Ганом в Институте планетарных исследований ФРГ (Institute of Planetary Research, DLR – German Aerospace Center). Эта база постоянно обновляется на основе научных публикаций.

В России подобного центра мирового уровня для хранения астрономической и фотометрической информации о малых телах Солнечной системы на сегодняшний день не существует. Имеет место информационная система AMPLE в ИПА РАН, базирующаяся на зарубежных данных, поскольку доля отечественных наблюдений несоизмерима мала (см. выше). Данная система позволяет получать астрономическую и фотометрическую информацию об астероидах и кометах по запросу и обрабатывать ее [Аксим и др., 2019]. Центры с функциями, аналогичными системе AMPLE, существуют также при Главной астрономической обсерватории РАН (Пулково) и при Самарском государственном университете.

Для развертывания в России программы национальной (Федеральной) системы астероидно-кометной безопасности, включающей в себя существенное развитие как наблюдательных средств, так и системы сбора, хранения и обработки информации, необходим новый уровень внутрироссийской кооперации и, соответственно, финансирование этой деятельности на федеральном уровне, чтобы вносить заметный вклад в эту деятельность на мировом уровне.

Более подробно и детально по этим вопросам до 2015 г. можно ознакомиться в монографии [Астероидно-кометная опасность..., 2015].

2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ АСТЕРОИДОВ И КОМЕТ С ПОМОЩЬЮ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ И ЗОНДОВ

Несмотря на то, что наблюдения за малыми телами Солнечной системы с Земли еще долгое время будут основным способом их изучения по причине их долговременности и значительно меньших финансовых затрат, в последние десятилетия все больше информации об их кинематических параметрах, физико-химических, минералогических и морфологических характеристиках получают посредством КА. Причем все чаще это изучение носит не только фундаментальный характер, то есть исследования, относящиеся к проблеме происхождения малых тел, их роли в формировании Солнечной системы и др., но и чисто прикладной интерес, то есть исследования проблемы АКО, роли внеземных объектов как источников минеральных ресурсов, в качестве космических баз и др. Поэтому в последние годы все чаще при помощи КА осуществляется не только наблюдение за малыми телами Солнечной системы с околоземных орбит, но и реализуются запуски КА к определенным внеземным объектам в качестве зондов. К сожалению, эти миссии выполнялись и выполняются американскими, европейскими, японскими, а в последние годы ки-

тайскими и даже индийскими космическими агентствами и/или в кооперации между ними [Шевченко, Мохамед, 2005]. Роль же России в этих космических экспериментах состояла в поставках для таких миссий некоторой исследовательской аппаратуры.

2.2.1. Наблюдения за малыми телами Солнечной системы с околоземных орбит²

Самые первые космические наблюдения астероидов были осуществлены полвека назад, в 1971г. с борта КА ОАО-2 (Orbital Astronomical Observatory 2, США) [Caldwell, 1975]. Спутником, выведенным на орбиту еще в 1968 г., были проведены с помощью аппаратуры, работающей в УФ-диапазоне, наблюдения за тремя крупными астероидами: 1 Церера, 2 Паллада и 4 Веста с целью изучения отражательной способности их поверхностей в четырех спектральных полосах с центрами 2590, 3075, 3360 и 4300Å. В ходе наблюдений были определены альбедо этих астероидов в указанных полосах и было выявлено, что их отражательная способность увеличивается линейно с длиной волны. Подобные исследования были продолжены с искусственного спутника Земли (ИСЗ) IUE (International Ultraviolet Explorer), выведенного на орбиту в 1978 г. и функционирующего до конца 1996г. С его помощью были определены УФ-альбедо уже 48 астероидов, в том числе для объектов, относящихся к АСЗ, это 1566 Икар, 2201 Олято, 4015 Вильсона-Харрингтона и 4179 Тоутатис с диаметрами, составляющими 2–4 км [Veeder et al., 1980; Brosh, 1995]. С ИСЗ IRAS (Infrared Astronomical Satellite), работающего на орбите с 25 января по 2 ноября 1983г., были определены альбедо и диаметры уже 2228 астероидов [Telesco et al., 2002].

Широкомасштабные наблюдения астероидов проводились с ИСЗ HST (Hubble Space Telescope), выведенного на околоземную орбиту в 1990г. Были проведены наблюдения 12 крупнейших астероидов для выявления у них спутников, но безуспешно. Зато на поверхности Цереры был обнаружен кратер диаметром около 250 км (названный Piazzi) [Landis et al., 1998]. Космическим телескопом с этого спутника также были выполнены наблюдения двух астероидов – «кентавров»: 2060 Хирон и 5145 Фолус с целью выяснения, принадлежат ли эти объекты к классу астероидов или комет. Разрешить этот вопрос не удалось, так что он остается открытым [Meech, Weaver, 1996].

В 1995г. ESA был запущен ИСЗ ISO (Infrared Space Observatory). На его борту были установлены: фотополяриметр, спектрометры высокого и низкого разрешения и другая аппаратура, охватывающие диапазон длин волн 2.5–240 мкм. За три года его работы наблюдались 40 астероидов [Muller, 2002]. Ряд крупных астероидов наблюдался с целью использования их в дальнейшем как фотометрических и поляриметрических стандартов в дальней инфракрасной области (1 Церера, 2 Паллада, 3 Юнона и пр.). Астероиды 1980 Тезкатлиока,

² Ниже по причине ограниченности объема монографии приведены данные о наблюдении малых тел Солнечной системы с околоземных орбит в сокращенном объеме.

3200 Фаэтон, 3671 Дионисий и др. изучались на возможность проявления ими кометной активности [Harris, Davies, 1999].

В 1996 г. был запущен ИСЗ MSX (Midcourse Space Experiment), аппаратура которого позволила проводить наблюдения за астероидами в широком диапазоне длин волн от УФ- до дальнего ИК-диапазона. Были проведены наблюдения более 1000 астероидов как в диапазоне 6.8–10.8 мкм, так и в УФ-диапазоне. К 2002 г. уже были получены значения альbedo и диаметров для 168 объектов [Telesco et al., 2002 в].

2.2.2. Космические миссии к астероидам и кометам³

Первой автоматической станцией, в программе полета которой было запланировано изучение астероидов, стал КА Galileo, которой в 1991–1993 гг. смог пройти около двух среднеальбедовых астероидов S-типа: 243 Ида и 951 Гаспра. Выяснилось, что оба этих объекта имеют удлинненную форму, а у Иды есть небольшой спутник. Для Гаспры были определены размеры ($18.2 \times 10.5 \times 8.9$ км), альbedo поверхности (0.23) и плотность этого каменного тела с небольшой примесью металлов [Veverka et al., 1994]. Для Иды удалось определить размеры ($59.8 \times 25.4 \times 18.6$ км), альbedo (0.21), плотность ($2.6 \pm 0.5 \times 10^3$ кг/м³) и соответственно массу ($4.2 \pm 0.6 \times 10^{16}$ кг) [Belton et al., 1996]. Спутник Иды был назван Дактиль. Он находится на расстоянии 85 км, его размер 1.4 км, а альbedo (0.20). Дактиль стал первым спутником у астероидов, открытый с космических зондов [Шевченко, Мохамед, 2005].

В начале 1996 г. была осуществлена для исследования астероидов вторая космическая миссия – был запущен КА NEAR (Near-Earth Asteroid Rendezvous). 26–27 июля 1997 г. он прошел на расстоянии 1212 км от астероида 253 Матильда (см. левое фото на рис. 2.6 [Cheng, 2002]).

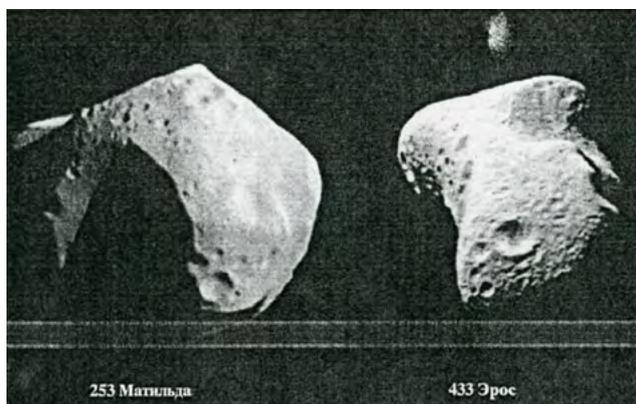


Рис. 2.6

³ Ниже приведен материал об ограниченном числе таких национальных и международных космических миссий, но и он вполне отражает усилия человечества в изучении фундаментальной проблемы о происхождении Солнечной системы и актуальной задачи обеспечения безопасности нашей цивилизации от угрозы столкновения с ОКО.

По результатам обработки более 500 изображений удалось определить форму, размеры ($66 \times 48 \times 46$ км) и альbedo (0.036) Матильды [Veverka et al., 1999]. По изображениям на фото было видно, насколько часты столкновительные процессы в Главном поясе астероидов и их роль в формировании поверхностных структур. Так, на поверхности было выявлено более четырех импактных кратеров с диаметрами, превышающими средний радиус Матильды. Удалось также оценить плотность ($1.3 \pm 0.2 \times 10^3$ кг/м³) и массу астероида (1.033×10^{17} кг). Этот астероид стал одним из самых темных и менее плотных из исследованных малых тел Солнечной системы. 22–23 декабря 1998 г. произошло сближение КА на расстояние 4100 км с астероидом Эрос, а 17 февраля 2000 г. он перешел на орбиту вращения вокруг него на высотах 35–50 км от его поверхности, такой режим продолжался более года (см. правое фото на рис. 2.6. [Cheng, 2002]). Были выявлены основные физические характеристики Эроса: масса (6.69×10^{15} кг), плотность ($2.67 \pm 0.03 \times 10^3$ кг/м³), размеры ($34.4 \times 11.2 \times 11.2$ км), период вращения (~ 5.27 ч), альbedo (0.29) [Cheng, 2002]. Средняя плотность астероида оказалась, вероятно по причине пористости, меньше средней объемной плотности обыкновенных хондридов. 12 февраля 2001 г. КА NEAR – Shoemaker (так КА был переименован в 1997г. в честь известного американского планетолога Юджина Шумейкера (1928–1997 гг.)) перешел на траекторию спуска и мягко сел на поверхность Эроса; после посадки КА еще в течение 7 дней передавал данные гамма-спектрометрии с его поверхности. Так осуществлялась первая в истории посадка КА на поверхность малого космического тела [Данхэм и др., 2013].

В мае 2003 г. к астероиду 25143 Итокава была запущена японская АМС (автоматическая межпланетная станция) «Хаябуса-1» («Сапсан-1») массой 530 кг в рамках совместного японско-американского проекта MUSES-C [Yano et al, 2002; Данхэм и др., 2013]. В середине сентября 2005г. «Хаябуса-1» после ряда маневров стала вторым после КА NEAR искусственным спутником астероида, на этот раз Итокавы, на орбите высотой 8–20 км над его поверхностью. Были определены его геометрические параметры: длина ~ 540 м, ширина ~ 60 м и период 12.1 ч (вращение обратное). Были сделаны снимки и проведены исследования астероида, включая картографирование его поверхности, измерение массы, определение содержания льда, горных пород и микроэлементов посредством рентгеновского и ультрафиолетового спектров [Взята проба грунта..., 2006] (см. фото на рис. 2.7а) (<http://www.astronet.ru/db/msg/1209609>)).

В конце ноября 2005 г., приблизившись к астероиду на расстояние нескольких десятков метров, АМС обстреляла его тремя танталовыми шариками, а выбитые из него частицы вещества (~ 1 г!) были собраны в возвращаемую капсулу; после этого АМС вновь удалилась от астероида и отправилась в обратный путь. В середине июня 2010г. «Хаябуса-1», проделав путь длиной бмлрд.км, после проведения специальных маневров успешно вошла в атмосферу Земли и сбросила капсулу на ее поверхность. Так произошла первая в истории космонавтики доставка на Землю вещества астероида, отстоящего во время реализации миссии на 305.9 млн км от нашей планеты [Данхэм и др., 2013; Лаверов, Медведев, 2014].

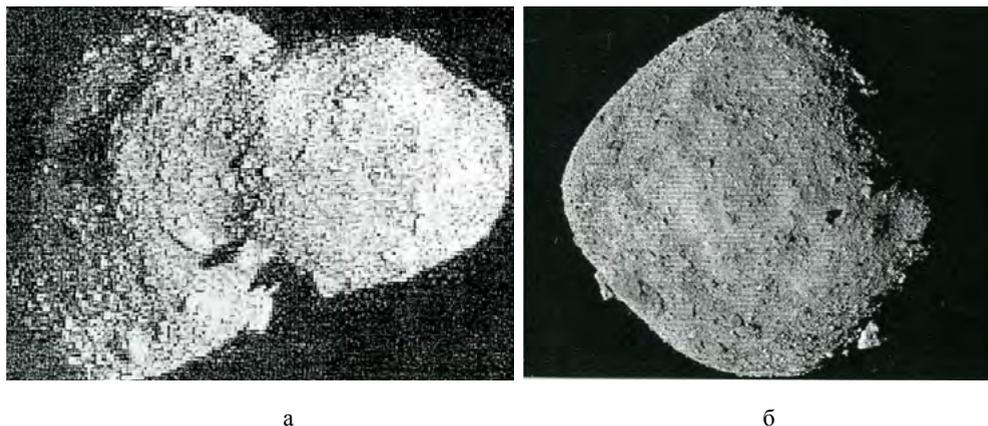


Рис. 2.7

В начале декабря 2014 г. состоялся запуск модернизированного японского космического зонда «Хаябуса-2» к околоземному астероиду Рюгу (Ryugu 1999 JU3) из группы Аполлона, принадлежащему популяции АСЗ и представляющего опасность для нашей планеты (его размер ~ 920 м), для сбора проб грунта. Только в сентябре 2018 г. зонд достиг астероида и вышел на его орбиту. «Хаябуса-2» доставил к Рюгу четыре спускаемых аппарата: три японских ровера (Rover-1A, Rover-1B, MINERVA-II2) и европейский аппарат MASCOT (Mobile Asteroid Surface Scout). Первые два, имевшие массу всего 1.1 кг и диаметром 15 см, но оснащенные широкоугольной камерой, стереокамерой и набором термометров были сброшены на поверхность астероида в конце сентября 2018 г. Через месяц за ними последовал MASCOT, весящий 10кг в виде куба со стороной 30см для изучения состава, характеристик пород и измерения температур и магнитного поля. Последний аппарат MINERVA-II2 был отправлен на Рюгу в октябре 2019 г. Все аппараты полностью выполнили запланированные задачи в автоматизированном режиме работы и собрали множество сведений о том, как устроен этот астероид. Так было выяснено, что он состоит из очень пористой материи, которая появилась в результате разрушения планетозималей и столкновений их обломков, то есть по сути является «кучей щебня» из первичной материи Солнечной системы. Объем Рюгу оказался равным 0.377 км^3 , его масса – 4.5×10^{11} кг и он делает оборот вокруг своей оси за 7.6 ч. Во время миссии «Хаябуса-2» сделал на поверхность астероида две успешные посадки, причем вторую 11 июля 2019г. через 20 дней после его «обстрела» с высоты 500 м медной болванкой массой 2 кг со скоростью 2 км/с, для сбора грунта не только с поверхности Рюгу, но и из его недр – из кратера диаметром ~ 17 м и глубиной ~ 2 м. А в конце августа КА упаковал контейнер с пробами грунта в спускаемую капсулу. Данные, собранные зондом во время «обстрела», позволили вычислить возраст Рюгу – он сформировался не более 158 млн лет тому назад. Это нужно будет учитывать при анализе образцов первичной материи Солнечной системы, которые будут доставлены на Землю капсулой в конце 2020 г. [Okada et al., 2020; Hercik et al., 2020].

5 декабря 2020 г. шайбообразная капсула диаметром 40 см была сброшена космическим зондом на парашюте в намеченное место в пустыне на юге Австралии и на следующий день отправлена в Японию. В ней в отдельных плотно запечатанных хранилищах находятся как поверхностные образцы вещества, так и подповерхностные, а также астероидные газы Рюгу, которые, как уже было установлено, совершенно не такие как воздух на Земле [Прилетело взеземное, 2020]. Ученые и прежде обнаруживали нуклеиновые основания и витамины в богатых углеродом метеоритах, но в тех случаях всегда оставался вопрос о возможном загрязнении материала небесного тела уже после падения его на Землю, но для образцов, доставленных непосредственно с Рюгу в запечатанных капсулах, загрязнение исключено [Аствацатурян, 2023]. Анализируя замоченные в горячей воде частицы вещества астероида Рюгу методами хроматографии и масс-спектрометрии, доктор Я. Оба с сотрудниками из университета Хоккайдо обнаружил урацил, витамин В3 и еще несколько органических соединений с азотом [Oba et al., 2023]. Эти соединения были похожи на те, которые находили ранее в богатых углеродом метеоритах, но не были идентичны им. «Обнаружение урацила ведет нас непосредственно к современным теориям происхождения нуклеиновых оснований на ранней Земле», – отметил Я. Оба, так что это открытие подкрепляет идею о том, что подобные молекулы, представляющие интерес в контексте теорий о зарождении жизни, были занесены на Землю астероидами, в которых они образовались, то есть теория «естественно-космического» происхождения жизни на Земле, которая на настоящее время стремительно набирает сторонников, получила еще одно весомое доказательство. Ее суть заключается в следующем. Возможно, вода и простые органические соединения присутствовали уже в протопланетном диске, окружавшем новорожденную звезду – Солнце. А, следовательно, все планеты первоначально имели одинаковые возможности для возникновения на них жизни, но не все, из-за особенностей своей дальнейшей эволюции, смогли эти возможности реализовать [Строгова, 2021].

В сентябре 2016 г. NASA вывело в космос зонд OSIRIS-Rex в рамках своей третьей миссии New Frontiers Program на этот раз по сближению и сбору образцов с поверхности астероида Бенну – 101955 Bennu (1999 RQ 36), считавшимся в недавнем прошлом наряду с Апофисом одной из главных угроз для Земли. 31 декабря в канун нового года КА вышел на орбиту вокруг астероида (см. фото на рис. 2.76). Спектроскопический анализ позволил предположить, что материал его поверхности относится к углеродным хондритам. Полученные данные показали, что по форме и окраске Бенну очень похож на астероид Рюгу, но, в отличие от сухого и безводного Рюгу, в породах Бенну оказалось рекордное количество воды, то есть сохранилась вода времен ранней Солнечной системы. В конце октября 2020 г. была спланирована посадка КА на поверхность Бенну с забором грунта массой ~ 60 г с помощью манипулятора TAGSAM. После этого OSIRIS-Rex запустил капсулу с ним в сторону Земли. В случае удачного завершения миссии она упадет в конце сентября 2023 г. на территории штата Юта [Zolensky et al., 2018]. Доктор Я. Оба надеется, что в этом случае уже

в 2023 г. возможно будет провести сравнительное исследование состава двух астероидов – Рюгу и Бенну, что внесет несомненный вклад в развитие теории космического происхождения «строительного материала» для возникновения жизни на Земле [Аствацатурян, 2023].

Космические миссии осуществлялись не только к астероидам, но и к кометам. Первым таким объектом стала комета Галлея, имеющая период обращения около Солнца ~ 77 лет и наблюдаемая с Земли уже в течение ~ 2.5 тысячи лет. Значительный объем информации о ней был получен с помощью еще советских КА «Вега-1 и 2», европейского Giotto и японских Suisei и Sakigaki в 1986 г. Аппаратура, установленная на них, передала на Землю изображение ядра кометы и различные данные об ее оболочке. Было выявлено, что ее ядро (длиной 14км и толщиной 7.5 км) состоит в основном из льда вкуче с пылевыми частицами [Лаверов, Медведев, 2014].

Еще одной кометой, изученной американским КА (Stardust), стала комета Wilde-2, которая, по-видимому, появилась из пояса Койпера. Программа была реализована в 1999–2006 гг. В 2004 г. КА выполнил главную задачу – впервые в истории была взята проба вещества кометы Wilde-2. Это событие произошло на расстоянии 390 млн км от Земли. После чего, совершив обратный путь длиной в 4.6 млрд км, возвращаемая капсула с пробами ~ в 1 млн частиц кометного вещества вошла в атмосферу Земли. После анализа этого вещества были получены результаты, показавшие, что история образования комет более сложна, чем предполагалось ранее [Лаверов, Медведев, 2014]. Кроме того, в нем было выявлено большое количество органики, что подкрепило идею о «занесении стратегического материала» для жизни на Земле из космоса [За пылью – даль, 2007].

В январе 2005г. стартовал к короткопериодической комете 9P/Tempel-1 КА Deep Impact. Главной целью уникальной миссии был запуск с борта КА зонда-импактора в виде медного ударника длиной 1 м и массой 370 кг в ядро кометы (длиной 14км и толщиной 4 км) со скоростью 10.3 км/с. Основным замыслом было выбивание из глубины кометы, покрытой коркой, первичного вещества, из которого она была сформирована, и его доставка на Землю [Лаверов, Медведев, 2014]. Это событие произошло 4 июля 2005 г. – снаряд врезался под углом 25° в ядро кометы, вызвав две световые вспышки и выброс очень мелкой пыли со скоростью ~ 0.2 км/с на расстояние нескольких тысяч километров (см. фото JPL/NASA на рис. 2.8 [Взрыв на комете ..., 2005]).

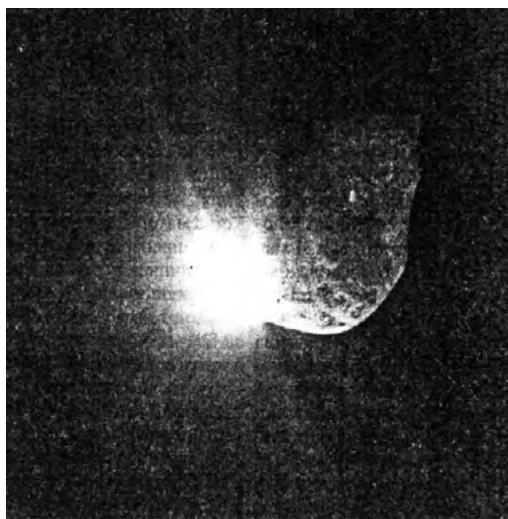


Рис. 2.8

Мощность взрыва была оценена в 4.5 т тротилового эквивалента, температура – в тысячи градусов Кельвина. Газопылевое облако (кома) увеличилось в размерах до 200 км, в ядре образовался кратер диаметром ~ 100 м и глубиной ~ 25 м. В этот момент расстояние между кометой и Землей составляло 133.6 млн км [Взрыв в комете..., 2005; Kroker, 2005; Peplow, 2005]. Два прибора на КА Deep Impact (телескоп и инфракрасный спектрометр) зафиксировали происходящее с расстояния в 8000 км. Было выявлено, что в образовавшемся газопылевом облаке содержались в основном твердые частицы – производные углерода, нелетучие и неплавкие соединения, а также пары воды. За процессом также следили (в различных спектральных диапазонах) космические телескопы «Хаббл», «Спитцер», «Чандра», а также крупнейшие наземные телескопы Gemini (США) и Subaru (Япония) на Гавайях. Результаты наблюдений показали чрезвычайную пористость ядра кометы ($\sim 80\%$ его объема занимали пустоты). Используя результаты миссии Deep Impact в целях решения проблемы защиты Земли от столкновения с малыми небесными телами, было оценено возмущение, оказанное на комету Tempel-1 в результате столкновения [Бондаренко, Медведев, 2010]. После столкновения изменение негравитационных ускорений кометы могло происходить по двум сценариям. В первом случае образование активной области вызывало реактивную силу, которая в течение некоторого времени увеличивала бы общую интенсивность сублимации, но мало бы изменяла параметры вращения ядра. Поэтому по окончании выброса вещества из активной области негравитационное ускорение становилось бы таким же, как до столкновения. Во втором случае предполагалось, что столкновение приводило бы к заметным изменениям в параметрах вращения ядра кометы, а также к образованию на поверхности ядра новой активной области, что, в свою очередь, изменило бы негравитационное ускорение. Для определения сценария события, происшедшего с кометой Tempel-1, было проведено сравнение величины импульсов, полученных из позиционных наблюдений и из оценок характеристик выброшенного вещества. Приращение модуля скорости, полученного в случае второго сценария на момент столкновения кометы с ударником $t_1 = 4$ июля 2005 г., составило $|\dot{v}(t_1)| = 4.9 \times 10^{-2}$ м/с, что значительно больше приращения скорости кометы из-за выброса кометного вещества $|\Delta \vec{v}_{jet}| = 1.1 \times 10^{-3}$ м/с и, тем более, импульсного воздействия ударника $|\Delta \vec{v}_{imp}| = 5.1 \times 10^{-8}$ м/с, полученного по наблюдениям во время реализации миссии (исходные параметры были таковы: масса кометы $M = 7.5 \times 10^{13}$ кг, масса ударника $m_{im} = 370$ кг, скорость столкновения $|\Delta \vec{v}_{imp}| = 10.3$ км/с, масса выброшенного вещества $m_{jet} = 4.1 \times 10^8$ кг, скорость его истечения $|\Delta \vec{v}_{jet}| = 0.2$ км/с). Прделанные в работе [Бондаренко, Медведев, 2010] вычисления позволили отдать предпочтение второму сценарию развития событий столкновения, при котором произошло заметное изменение негравитационного ускорения вследствие изменения в результате удара вращения ядра кометы Tempel-1. Что касается дальнейшей судьбы кометы, то по проделанным оценкам она практически не изменила свою орбиту, поскольку ее возмущение при ударе составило всего 10 см при удаленности от Земли на многие миллионы километров.

Далее КА Deep Impact был направлен к комете Хартли, пролет мимо которой состоялся в начале ноября 2010 г., которую сфотографировал с расстояния ~ 700 км. Оказалось, что ядро этой кометы было самым маленьким среди всех исследованных комет – составляло в длину всего ~ 2 км. С февраля по апрель 2012 г. КА провел также исследования кометы Гаррэдда (C/2009P1), а с февраля по март 2013 г. – кометы C/2012S₁ (ISON). 20 сентября 2013 г. NASA объявило о завершении миссии КА Deep Impact, обошедшейся в 333 млн долларов [Лаверов, Медведев, 2014].

Интересно, что на этом исследовании кометы 9P/Tempel-1 не закончилось, поскольку во время миссии, осуществленной КА Deep Impact, не удалось четко отснять свежий кратер из-за высокой плотности выброшенного облака кометной пыли. Этот промах предшественника должен был исправить КА Stardust-NEXT [Шаров, 2011]. После исследования кометы Wilde-2 КА Stardust прошел в середине ноября 2006 г. мимо Земли и остался на гелиоцентрической орбите с периодом обращения полтора года. Было решено его использовать для повторного исследования кометы 9P/Tempel-1 с целью выявления изменений, которые произошли с ней после «бомбардировки» в июне 2005 г. 3 июля 2007 г. NASA официально утвердило новую миссию под именем Stardust-NEXT, причем слово next (следующий) в действительности расшифровывалось как New Exploration of Tempel-1. После ряда сложных коррекций полета КА с несколькими запусками его двигателей, 15 февраля 2011 г. был осуществлен пролет КА на минимальном расстоянии 181 км от ядра кометы, в процессе исследования удалось четко идентифицировать искусственный кратер, оставленный в ходе первой миссии, и передать на Землю его снимки (см. фото на рис. 2.9а [Шаров, 2011]).

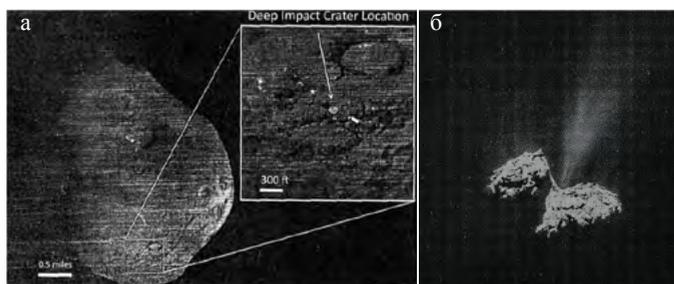


Рис. 2.9

Кроме снимков на Землю были переданы данные от пылевого анализатора и монитора пыли. Съемки кометы на отлете проводились с 16 по 24 февраля. 25 марта КА выключил передатчик – его двенадцатилетняя миссия на этом завершилась.

В начале марта 2004 г. к комете 67P/Чурюмова-Герасименко с космодрома Куру во Французской Гвиане отправилась в полет межпланетная станция Rosetta. Подготовило эту миссию ESA, ее целью был выход на орбиту вокруг кометы, посадка на нее спускаемого аппарата Philae, проведение прямых исследований кометного вещества и ее строения, а также слежение за изменениями, которые претерпевает эта комета при пролете вблизи Солнца [Герасютин, 2004]. 6 августа 2014 г. после десятилетнего полета в Солнечной системе КА Rosetta достигла своей цели – кометы Чурюмова-Герасименко. В момент встре-

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

чи комета находилась на расстоянии 404.5 млн км от Земли и 538.7 млн км от Солнца – между орбитами Марса и Юпитера – и летела со скоростью 15.38 км/с в направлении во внутрь Солнечной системы [Ильин, 2014]. К 10 сентября КА вышел на орбиту на высоте ~ 30 км над кометой, продолжив начатое ее исследование. Было измерено ядро кометы – $1.3 \times 3.2 \times 4.1$ км, имеющее неправильную форму, состоящую из двух относительно массивных частей, соединенных узкой перемычкой (см. фото ESA на рис. 2.9б) [Чурюмов и др., 2015].

Приборы обнаружили в ее коме пары воды, окись, двуокись и дисульфит углерода, аммиак, метан, метанол и многое другое. Интересным оказался тот факт, что пары воды, выбрасываемые ядром кометы, были более значительно обогащены дейтерием по сравнению с водой на Земле. Здесь следует отметить, каким тщательным был подбор инструментальной базы орбитального модуля Rosetta (см. табл. 2.3) [Шульц, 2009], в котором участвовали все высокоразвитые страны Европы и США.

Табл. 2.3. Инструменты орбитального модуля Rosetta

Краткое наименование	Назначение	Главный разработчик
Дистанционное зондирование		
ALICE	УФ-спектроскопия (70 нм–05 нм)	J. W. Parker, SRI Boulder, CO, USA
OSIRIS	Многоцветная съемка (узко- и широкоугольная камера)	H. U. Keller, MPS Katlenburg-Lindau, Germany
VIRTIS	Оптическое и инфракрасное спектральное картирование (0.25 мкм–5 мкм)	A. Coradini, IAS-CNR, Rome, Italy
MIRO	Микроволновая спектроскопия (0.5 мм–1.3 мм)	S. Gulkis, NASA-JPL, Pasadena, CA, USA
Масс-спектрометры		
COSIMA	Простой масс-спектрометр (SIMS, $m/\Delta m \sim 2000$)	M. Hilchenbach, MPS, Katlenburg-Lindau, Germany
ROSINA	Газовая и ионная масс-спектроскопия	H. Balsiger, Univ. Bern, Switzerland
DFMS:	12–150 а.е.м., $m/\Delta m = 3000$	
RTOF:	1–>350 а.е.м., $m/\Delta m > 500$	
COPS:	Плотность и скорость газа	
Поток и физические свойства пыли		
GIADA	Анализатор столкновения частиц и пыленакопитель	L. Colangeli, Oss. Astro. Capodimonte, Italy
MIDAS	Морфология пылинок с нанометровым разрешением (атомный силовой микроскоп)	W. Riedler, IWF, Graz, Austria
Радиоэксперименты		
CONCERT	Радиозондирование, Ядерная томография	W. Kofman, CEPHAN, Grenoble, France
RSI	Научный радиоэксперимент	M. Pätzol, Univ. Köln, Germany
Плазменное окружение кометы, взаимодействие с солнечным ветром		
RPC	Ленгмюровский датчик (LP)	A. Eriksson, IRF, Uppsala, Sweden
	Ионно-электронный датчик (IES)	J. Burch, SRI, San Antonio, TX, USA
	Индукционный магнитометр (MAG)	K.-H. Glassmeier, IGEP, Braunschweig, Germany
	Анализатор ионного состава (ICA)	R. Lundin, IRF, Kiruna, Swede
	Определитель электронной плотности газа, температуры и скоростей в коме (MIP)	J. G. Trotignon, LPCE/CNRS, Orleans, France
	Интерфейс между приборами RPC (PIU)	C. Carr, Imperial college, London, UK
SREM	Монитор радиационного фона	

12 ноября 2014 г. была подана команда на отделение и баллистический (неуправляемый) спуск на комету аппарата Philae. Посадка оказалась неудачной – ему не удалось закрепиться на поверхности и аппарат после двух подскоков оказался в углублении среди каменных глыб почти полностью в тени, где не могли работать солнечные батареи. Поэтому большой объем предполагаемых исследований не был проведен, хотя информация с КА Rosetta продолжала поступать [Чурюмов и др., 2015].

Европейское космическое агентство (ESA) во время встречи лидеров космических исследований в г. Севилья (Испания) в 2019г. официально одобрило миссию Hera, которая должна оценить результаты испытания предшествующей миссии NASA по перенаправлению двойного астероида DART (Double Asteroid Redirection Test) [Ударный план, 2019]. Миссия DART планировалась в июле 2021 г. запуском КА NASA к системе двух астероидов Didymos и Didymoon, которую они должны достигнуть в октябре 2022 г. Затем этот КА врежется в Didymoon (спутник размером ~ 165 м), который вращается вокруг центрального астероида Didymos (размером ~ 775 м). Телескопы на Земле задокументируют это воздействие на спутник и его орбиту вокруг Didymos, что поможет исследователям оценить эффективность отклонения астероида «кинетическим ударом» – одного из способов борьбы с АКО. Затем в 2023 г. или 2024 г. будет реализована миссия Hera – КА ESA будет добираться до двойной астероидной системы два года. В ходе реализации Европейской миссии будут собираться различные данные об астероидах с помощью кубсатов (двух малых кубов). Первый, сконструированный шведско-финско-чешско-немецким консорциумом, будет исследовать внутреннюю структуру и состав поверхности обоих астероидов системы. Второй (Juventas), сконструированный датской и румынской компаниями, изучит структуру и гравитационное поле Didymoon. Кубсат будет также продолжать и миссию DART, он будет сопровождать малый аппарат итальянского космического агентства LICIAC, который отделится от основного КА миссии DART незадолго от удара по астероиду и с безопасного расстояния будет передавать данные и фотографии на Землю. Специалисты по астероидам рассматривают миссию Hera как главную часть первой попытки человечества отвести астероид с его орбиты, необходимой для предотвращения астероидно-кометной угрозы Земле [Ударный план, 2019] (более подробно о миссии AIDA (DART+Hera) см. в подразделе 5.2.1).

В заключение этого раздела следует подчеркнуть, что от миссии к миссии происходило значительное технологическое «перевооружение» как самих космических посланников, так и посадочных модулей путем увеличения количества используемой аппаратуры при одновременной минимизации ее размеров, что, естественно, привело к бурному развитию микроэлектроники.

2.3. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА О СОЗДАНИИ СИСТЕМЫ МОНИТОРИНГА АКО В РОССИИ

Россия, в отличие от развитых стран мира, на данное время не обладает возможностью в полной мере наблюдать за космосом посредством современных высокоинформативных наземных и космических средств и всесторонне

оценивать потенциальные космические угрозы своей безопасности [Ведешин, 2017]. Деятельность российских научных организаций ограничивается обменом результатами наблюдений с зарубежными странами в рамках международного сотрудничества и проведение совместной деятельности по составлению каталогов орбит и характеристик малых тел Солнечной системы. Это позволяет повысить оперативность принятия превентивных мер для предотвращения чрезвычайных ситуаций (ЧС) [Лаверов, Ведешин, 2003 и 2016)], да и то, как показало Челябинское падение 2013 г., с малой степенью готовности.

Решение проблемы предотвращения космических угроз или хотя бы уменьшения степени ущерба при их проявлениях, естественно, связано с задачами поддержки высокого уровня национальной безопасности и создания единой государственной системы предупреждения и ликвидации чрезвычайных ситуаций, определенными Стратегией национальной безопасности и Концепцией долгосрочного социально-экономического развития Российской Федерации на период только до 2020 г. [Шустов, Рыхлова, 2011; Ведешин, 2017].

Рассмотрим два аспекта, непосредственно связанные с безопасностью России.

Первый аспект заключается в том, что космические тела размером в несколько сот метров представляют собой опасность регионального масштаба, а не планетарного, как объекты размерами более километра. Такие тела часто обнаруживаются при подлете к Земле, и для принятия превентивных мер необходима своевременная передача информации о предстоящей угрозе и степени ее опасности соответствующему административному органу, на территории которого ожидается падение. Имеют место также угрозы нанесения значительного ущерба стране в результате падения на ее территории космических тел декаметрового размера. Проблема создания российской системы противодействия АКО носит комплексный характер, ее решение требует как координации действий государственной власти на федеральном и региональном уровне, так и обеспечения активного сотрудничества с зарубежными странами [Ведешин, 2017].

Второй аспект связан с первым и заключается в возможности равноправного доступа к информации об обнаруженных малых телах Солнечной системы, являющихся потенциальными источниками угрозы. Этот вопрос может быть разрешен только при наличии национальной полноценной системы обнаружения, каталогизации и оперативной обработки информации в межведомственном информационно-аналитическом центре для определения степени риска столкновения с Землей потенциального импактора [Нароенков и др., 2014]. Пока такой системы в России не создано, хотя в последние годы проблеме АКО, особенно после Челябинского падения, уделяется все больше внимания не только в научно-технических кругах, но и на правительственном уровне. Для координации исследований в этом направлении создана «Экспертная рабочая группа по космическим угрозам» [Шустов, 2019]. Созданы аналогичные группы и в структурах Роскосмоса и МЧС с привлечением, в том числе и МО РФ [Нароенков и др., 2014].

Но вся эта безусловно полезная организационно-бюрократическая деятельность не может заменить конкретных мер по созданию на всей территории страны эффективной наблюдательной сети, обеспеченной широкоугольными опти-

ческими телескопами и радиотелескопами с большими диаметрами зеркал, по выводу на орбиты планеты ИСЗ с соответствующим наблюдательным инструментарием для реального (а не абстрактно-проектного, как это практиковалось до сих пор) создания оптических барьеров для отслеживания ОКО на подлете к планете, и по осуществлению российских (возможно, в кооперации с другими странами) миссий КА к угрожающим Земле в будущем астероидам и кометам.

До сих пор самым крупным оптическим телескопом наземного базирования в России остается 6-метровый БТА «Большой телескоп азимутальный» в Зеленчукском районе Карачаево-Черкесской республики на горе Пастухова на высоте 2070 м над уровнем моря, построенный еще в 1975 г., то есть во времена СССР, и бывший в свое время самым крупным телескопом-рефлектором в Евразии, и отреставрированный в 2018 г. В мире уже давно работают телескопы-рефлекторы: 10-метровые КеК (Мауна-Кеа, Гавайи) с 1993 и 1996 гг., GTC (The Gran Telescopio CANARIAS) – Большой Канарский телескоп (Ла-Пальма, Испания) с 2002 г.; 11-метровый SALT (Southern African Large Telescope) – Большой южно-африканский телескоп (регион Кару, ЮАР) с 2005 г. А в 2020-х годах будут созданы оптические телескопы нового поколения: 24.5-метровый телескоп GMT – Гигантский Магелланов телескоп системы Грегори (Обсерватория Лас-Кампанос, Чили, на высоте 2516 м); 30-метровый TMT – Тридцатиметровый телескоп (Мауна-Кеа, Гавайи, США на высоте 4050 м); 39-метровый E-ELT – Европейский чрезвычайно большой телескоп (Европейская южная обсерватория, Серро-Армазонес, Чили на высоте 3060 м) с зеркалом площадью 1116 м² и разрешением 0.001 угловой секунды (см. рис. 2.10, на котором проведено сравнение основных зеркал некоторых наземных и космических телескопов) [Record mirror..., 2006; Еленин, 2011; Чернявский, 2013].

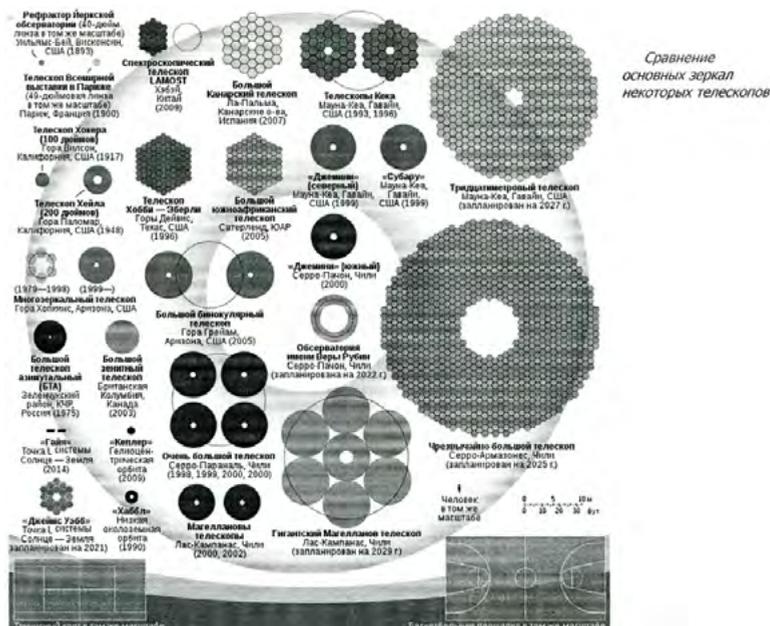


Рис. 2.10

Президент РФ поручил Правительству решить вопрос об участии российских ученых в работе Европейской южной обсерватории (см. выше) и возможности внесения взноса в виде высокотехнологического оборудования [Фиолетов, 2020].

На околоземной орбите российские ИСЗ с телескопами, контролирующими космос, вообще отсутствуют, в то время как космический телескоп «Хаббл» с 2.4-метровым зеркалом, упомянутый выше, проработал на низкой околоземной орбите уже более 30 лет и продолжает свою деятельность, непрерывно увеличивая количество переданной информации, в том числе и об опасных астероидах и кометах, после некоторых ремонтных работ, выполненных несколькими экспедициями [Деворкин и др., 2020]. В помощь ему 22 декабря 2021 г. с космодрома Куру во Французской Гвиане (Южная Америка) стартовал более совершенный космический телескоп «Джеймс Уэбб» (The James Webb Space Telescope, JWST)⁴ массой 6161 кг с диаметром главного зеркала ~ 6.5 м, что более чем в 2.5 раза превосходит зеркало «Хаббла» (2.4 м), стоимостью ~ 10 млрд долл. (см. рис. 2.10) [Шустов, 2004; Гурьянов, 2022; Понятов, 2022]. Галоорбита телескопа «Уэбб» имеет центр в точке Лагранжа L_2 системы Солнце-Земля, при этом Солнце-Земля и эта точка L_2 всегда будут находиться на одной прямой (см. рис. 2.11а (не в масштабе)) [Понятов, 2022]. На рис. 2.11б представлен внешний вид телескопа «Уэбб» со стороны солнечно-защитного экрана. Под ним расположена платформа, в которой размещены подсистемы электропитания, ориентации, связи, управления и обработки данных, терморегулирования и реактивные двигатели вместе с топливными баками [Понятов, 2022].

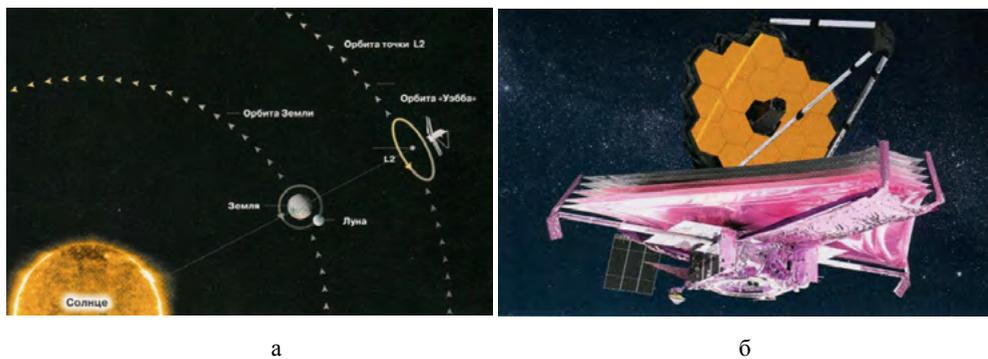


Рис. 2.11

Некоторыми данными о космических угрозах западные ученые пока делятся с нами, но в любой момент в виде санкций могут прервать этот источник информации. Так, ранее планировалось совместно с Японией осуществить проект по выводу на орбиту ИК-телескопа «Марко Поло» и по той же программе – полет к астероиду для взятия пробы его грунта с доставкой на Землю [Лебедев, 2013]. Но в связи с последними заявлениями об окончательном реше-

⁴ Джеймс Уэбб был с 1960г. по 1968г. директором НАСА, добившимся значительного увеличения финансирования этой организации.

нии Правительства РФ о принадлежности Курильских островов эта программа остается под вопросом.

Собственные же миссии исследовательских российских КА к астероидам и кометам, как заявил бывший глава Роскосмоса Д. Рогозин, планируются только в далеком 2030 г. [Леонов, 2020], в то время как число таких миссий, принятых США, европейскими странами и Японией уже весьма велико (см. выше). А в ближайшее время аналогичные миссии планирует проводить Китай и, возможно, другие страны.

Такая ситуация объясняется весьма банально. В XXI веке проблеме космических угроз в развитых странах уделяется очень серьезное внимание. Так, регулярный годовой бюджет NASA только одной программы (по тематике АКО) превышает 60 млн долларов. Весьма щедро финансируется и поэтому бурно развивается Европейский проект SSA (Space Situation Awareness Programme) по изучению противодействию космическим угрозам.

В России же решение проблемы АКО на национальном уровне происходило по следующему сценарию. Была разработана федеральная целевая научно-техническая программа (ФЦНТЛ) с предварительным наименованием «Система астероидно-кометной безопасности России» (рис. 2.12) [Шустов, Рыхлова, 2011].

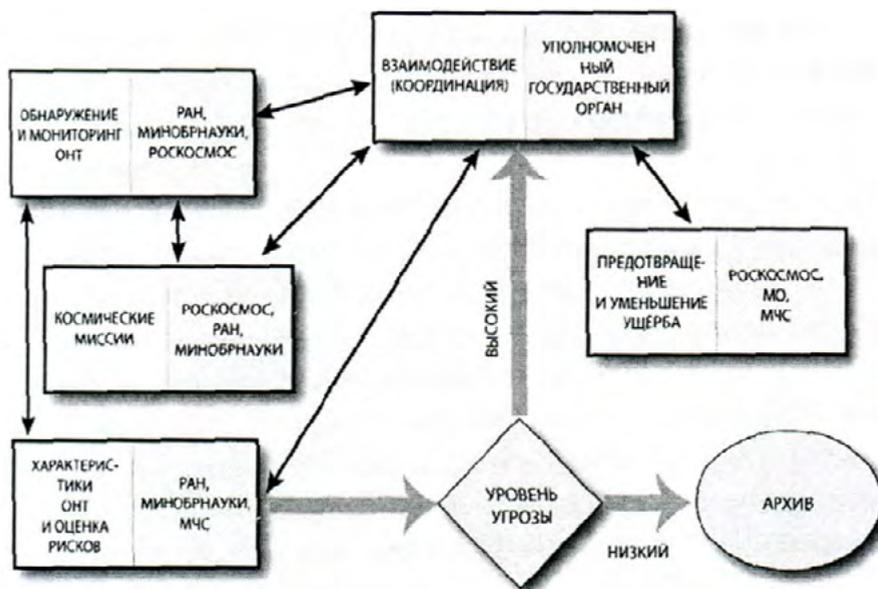


Рис. 2.12

Проект был разработан в период 2005–2010 гг. в рамках НИР по фундаментальным космическим исследованиям («Эгида», «АКО», «АПОФИС») по поручению Совета РАН по космосу и по договорам с ЦНИИ МАШ Роскосмоса. Далее 31 марта 2011г. Совет по космосу РАН создал объединенную экспертную рабочую группу по космическим угрозам, которая приступила к разработ-

ке комплексной программы «Создание российской системы противодействия космическим угрозам (2012–2020 гг.)». Реализация этой программы предполагала поэтапное создание и развитие системы противодействия угрозам столкновения с Землей малых космических тел. При разработке ее концепции были проанализированы три варианта решения проблемы:

– вариант, основанный на стратегии минимизации расходования средств федерального бюджета;

– вариант, основанный на стратегии планомерного развития;

– вариант, основанный на стратегии интенсивного решения проблемы.

Нашим первоклассным специалистам, к сожалению, приходится заниматься опытами в пределах лабораторий с псевдоастероидами и кометами из материалов, имитирующих эти объекты на основе вещества, переданного нам вроде бы «дружественными» западными партнерами [Аристова и др., 2019; Белов и др., 2020], вместо самостоятельного проведения уникальных натуральных экспериментов в космосе на расстояниях в сотни миллионов километров от Земли с реальными астероидами и кометами, будучи вооруженными самой современной аппаратурой, как наши западные коллеги.

2.4. МЕТОДЫ ИНФОРМАЦИОННО-АНАЛИТИЧЕСКОЙ ОЦЕНКИ И ПРОГНОЗ АКО

2.4.1. Принципы построения информационно-аналитической системы мониторинга ОКО

При решении комплекса вопросов по защите населения и территорий от последствий столкновений ОКО с нашей планетой доминирующую роль играют информационно-аналитические методы и технологии предупреждения чрезвычайных ситуаций (ЧС), вызванных АКО [Шустов и др., 2013; Кулагин и др., 2015]. Мониторинг ОКО и своевременное получение полной аналитической информации о возможных ЧС космического происхождения позволяет заблаговременно планировать меры противодействия астероидно-кометным угрозам. Такие методы опираются на использование информации, которая поступает со спутников и станций космического мониторинга, и ориентированы на обеспечение сопряженного моделирования и комплексного анализа статистических и мониторинговых данных, характеризующих различные стороны и факторы АКО. Развитие этих методов позволяет создать специализированный инструментарий для оперативной оценки потенциальных угроз и прогноза последствий столкновения ОКО с Землей, что, в свою очередь, станет основой информационно-аналитического обеспечения в системе принятия решений. Ядром комплекса средств предупреждения глобальных ЧС, вызванных АКО, является Информационно-аналитическая система (ИАС) мониторинга ОКО и предупреждения последствий АКО, представляющая собой систему, объединяющую ключевой функционал по проблеме АКО и интегрированную с

другими составляющими информационно-организационного обеспечения по предупреждению и ликвидации ЧС, в первую очередь, с Единой государственной системой предупреждения и ликвидации чрезвычайных ситуаций (РСЧС). Осуществление ИАС АКО позволит сформировать превентивную оценку главных направлений защиты и противодействия АКО при учете имеющейся территориальной инфраструктуры регионов, попавших в зону риска. Таким образом, создание ИАС АКО и ее внедрение в практику работы соответствующих организаций и служб отвечает национальным интересам безопасности России и является для нее насущной проблемой по причине огромной протяженности ее территории с большой степенью вероятности падения на нее опасного небесного тела [Кулагин и др., 2015].

При разработке и развитии ИАС АКО следует учитывать особенности этого вида опасности, важнейшими иницирующими источниками которой являются размер ОКО и параметры его орбиты. При оценках опасных последствий соударения доминирующими характеристиками ОКО являются его скорость, угол входа в атмосферу Земли, масса и тип. Естественно, на эти последствия существенно влияют также вид поверхности, а также концентрация населения, инфраструктуры и наличие опасных объектов вблизи места падения, что может привести к колоссальному ущербу даже при столкновении с относительно небольшим по космическим меркам телом.

Поскольку астероиды и кометы являются самыми хаотичными объектами Солнечной системы (см. раздел 1.5), одна из самых сложных задач проблемы АКО состоит в вычислении их орбит, оценке вероятности столкновения с Землей и вытекающей из этого оценке потенциальной опасности. Эта задача еще более усложняется недостаточностью данных о характеристиках движения околоземных небесных объектов со сложными многопараметрическими показателями их динамического состояния и местоположения в заданной области космического пространства.

Главная сложность состоит в том, что для малых космических тел происходит перманентная коррекция их орбит в результате воздействия на них гравитационных полей Солнца и планет Солнечной системы. В общем случае динамика движения таких тел описывается случайными функциями времени, но, тем не менее, при описании траекторий их перемещения имеет место некоторая определенность, что позволяет разрабатывать модели их движения и сформировать прогнозные показатели для анализа возможных рисков и оценки последствий сближения ОКО с Землей [Кулагин и др., 2015].

На настоящее время в области мониторинга ОКО и противодействия АКО наиболее распространены исследования с разработкой новых методов и специализированного программного обеспечения. Это, в первую очередь, относится к программам:

- расчета траекторий ОКО в космическом пространстве;
- расчета движения и поведения космических тел, вторгнувшихся в атмосферу;
- расчета последствий удара тел о земную поверхность.

Анализ имеющихся технических решений указывает на следующие тенденции в данной области:

- повышение точности расчетов и визуализаций;
- минимизация времени идентификации ОКО;
- интеграция в многофункциональные системы;
- возможность работы с большими массивами информации;
- каталогизация ОКО.

Практическая реализация ИАС мониторинга ОКО возможна на базе самых современных математических способов обработки информации с использованием высокопроизводительных технологий работы с огромными массивами данных. На настоящее время имеется прототип ИАС АКО в структуре МЧС России, который развивается и модернизируется по мере появления новых технологий. Более подробная информация по этому вопросу приведена в работе [Кулагин и др., 2015]. Следует также отметить, что создание более совершенной ИАС АКО не является альтернативой другим существующим техническим решениям, как, например, вычислительно-аналитический комплекс для прогнозирования столкновений астероидов и комет с Землей [Шор и др., 2016], а представляет собой комплексное дополнение к уже имеющемуся информационному обеспечению и системам предупреждения о приближении ОКО.

2.4.2. Методы оценивания вероятности и прогноз столкновения небесных тел с Землей

Предварительные вычисления сближений и столкновений потенциальных ОКО с Землей – это важный элемент противодействия АКО. Потенциально опасными здесь считаются тела, размеры которых превышают 100–150 м, которые могут приблизиться к земной орбите до минимальных межорбитальных расстояний (MOID), меньших или равных 0.05 а.е. [Шор и др., 2018 а и б].

Мониторинг потенциально опасных космических тел предусматривает:

- 1) обзор неба для наблюдения за уже известными ОКО с уточнением их орбит;
- 2) выявление новых тел, в особенности приближающихся к Земле. Обзор неба (или патрулирование) ведется с этой целью многими наземными обсерваториями, ИСЗ и телескопами, выведенными в космос; результаты наблюдений накапливаются и обрабатываются Центром малых планет (ЦМП). Эти результаты и элементы предварительных орбит публикуются в электронных циркулярах на сайте ЦМП. Задача прогнозирования сближений и столкновений потенциально опасных небесных тел с Землей с конца XX века решается в двух мировых центрах в США и Европе (см. выше). Так, за это время удалось своевременно предсказать падение астероидов 2008 TC₃ в Судане и 2014 AA у Атлантического побережья Африки, и взрыв астероида 2018 LA.

В России работы по созданию своей национальной системы предвычислений столкновений небесных тел с Землей «Прогноз» начались с начала деся-

тых годов XXI века в ИПА РАН при поддержке МЧС РФ. Создание еще одного центра не является излишним, поскольку независимый контроль способствует уверенности в правильности прогноза двух других центров, а наличие национального центра повышает оперативность реагирования на опасную ситуацию. А, кроме того, нельзя забывать о возможности «замораживания» поступлений информации в случае принятия западными государствами очередных санкций. Система «Прогноз» рассматривает задачи [Шор и др., 2018 б]:

- мониторинг обнаружений и наблюдений, определение орбит, оценивание точности текущих значений параметров;
- оценка вероятности столкновения;
- вычисление параметров геоцентрической траектории и их ошибок;
- поиск точек полосы риска;
- имитационные орбиты;
- предвычисление столкновений космических тел с Луной;
- таблицы прошлых и будущих сближений потенциально опасных тел с Землей и Луной.

Поддерживаемый в ИПА РАН каталог потенциально опасных космических тел ежемесячно сверяется с таковым в ЦМП. Между сверками комплекс каждые шесть минут проверяет обновление данных на сайте ЦМП, и в случае обновления новые наблюдения заносятся в каталог ИПА РАН и по совокупности имеющихся наблюдений опасного объекта уточняются его орбитальные характеристики. Для каждого нового тела формируется свой файл с данными об орбите. А для уже известных тел старый файл заменяется новым, так что данные о предшествующих сближениях уточнены на основе новых элементов орбиты. Прогнозирование перемещения потенциально опасного космического тела выполняется посредством численного интегрирования уравнений движения в прямоугольных координатах совместно с уравнениями в вариациях методом Эверхарта 15-го порядка [Everhart, 1974]. При этом учитываются возмущения от всех планет по DE 405, возмущения от Плутона, Цереры, Паллады и Весты. Возмущения от Земли и Луны учитываются по отдельности, учитываются возмущения от сжатия Солнца и Земли, светового давления, гравитационное отклонение света. Для вновь обнаруженных тел прогноз выполняется на 20 лет вперед, а для уже известных тел интервал интегрирования охватывает весь интервал с имеющимися наблюдениями с приплюсованным к нему двадцатилетним интервалом прогноза. В ходе интегрирования проводится фиксация моментов некоторых стандартных ситуаций, возникающих во взаимных положениях объекта и Земли: момент его входа в сферу действия Земли (для Земли ~ 930000 км); момент вторжения в атмосферу до определенной глубины (до поверхности); момент прохождения мимо Земли на минимальном в данном сближении расстоянии. В табл. 2.4 приведено сопоставление результатов, полученных с помощью системы «Прогноз», с другими системами JPL (Лаборатория реактивного движения, NASA, США) и NEODYD (Пизанский университет, Италия, ESA) на примере определения таких расстояний [Шор и др., 2018 б].

Табл. 2.4.

Астероид	Дата сближения	Минимальное расстояние (а.е.)		
		JPL	NEODYS	ИПА РАН
2018 LA	2018.06.02 $\Delta t = 0.16$ сут.	Столкновение 15 набл. $\sigma = 0.64''$	Столкновение 14 набл. $\sigma = 0.33''$	Столкновение 14 набл. $\sigma = 0.43''$
2018 SC	2018.09.18 $\Delta t = 1$ сут.	0.00179 52 набл. $\sigma = 0.48''$	0.00179 52 набл. $\sigma = 0.73''$	$0.00179 \pm 1e-06$ 47 набл. $\sigma = 0.72''$
2018 SM	2018.09.15	0.00028 18 набл. $\sigma = 0.36''$	0.00028 18 набл. $\sigma = 0.34''$	$0.00028 \pm 1e-07$ 18 набл. $\sigma = 0.38''$

Орбита малого космического тела определяется из наблюдений с некоторой ошибкой. С течением времени и в результате влияния возмущений изменяются параметры орбиты, их средние ошибки и корреляционные связи, что сказывается на текущих значениях их ковариационной матрицы. В случае линейного приближения текущее значение ковариационной матрицы B параметров, полученных в результате решения системы условных уравнений методом МНК, можно вычислить по формуле (2.1) [Эльясберг, 1976]:

$$B = \sigma^2 F Q^{-1} F^T, \quad (2.1)$$

где σ – средняя ошибка представления наблюдений, F – матрица частных производных текущих значений координат и скоростей по их начальным значениям (матрица изохронных производных), Q^{-1} – матрица, обратная нормальной (начальное значение ковариационной матрицы), F^T – транспонированная матрица изохронных производных. При переходе к другим переменным рассчитывается их матрица ковариаций B_1 . В линейном приближении матрица B_1 определяется формулой:

$$B_1 = G B^{-1} G^T, \quad (2.2)$$

где G – матрица частных производных новых переменных по старым, а T – символ транспонирования. Формулы (2.1)–(2.2) использовались при вычислении ошибок всех определяемых из наблюдений параметров.

Наиболее теоретически обоснованный способ получения оценки вероятности столкновений – это метод статистических испытаний (метод Монте-Карло) (см. подробнее [Чернизов и др., 2016]); за вероятность столкновения в нем принимается отношение числа столкнувшихся виртуальных космических тел к общему числу испытаний. Его можно применять как при малых, так и больших возмущениях, но он требует большого расхода компьютерного времени

и по этой причине мало пригоден для решения оперативных задач при малой вероятности столкновения. Поэтому здесь применялся более экономный модернизированный метод плоскости цели [Milani et al., 2005].

Численное значение вероятности столкновения равно двойному интегралу от гауссовой плотности вероятности попадания следа в малую окрестность точки плоскости цели, взятому в пределах контура Земли [Шор и др., 2016]:

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi|\det D|}} \iint_{SE} \exp(-z) d\sigma, \quad z = \frac{1}{2} [(\xi - \xi_0, \zeta - \zeta_0)^T D^{-1} (\xi - \xi_0, \zeta - \zeta_0)], \quad (2.3)$$

где D – матрица ковариаций координат ξ и ζ на плоскости цели, SE – площадь контура Земли. Здесь двойной интеграл вычисляется методом Гаусса пятого порядка.

Рассмотрим, как осуществляется вычисление геоцентрических траекторий космического тела при входе в атмосферу, при взрыве в атмосфере или при столкновении. В момент его входа в атмосферу (при достижении 100 км над уровнем земного сфероида) вычисляется вероятность столкновения и реализуется переход от гелиоцентрической системы координат к геоцентрической, и от координат в системе экватора J2000.0 к координатам относительно экватора даты и подвижной точке Весны. Вычисляются географические точки входа (долгота и широта), геоцентрическая скорость тела и параметры его топоцентрической траектории, азимут проекции направления скорости на горизонтальную плоскость в точке входа и наклон траектории к горизонту, а также их ошибки. Аналогичные параметры и их ошибки рассчитываются для точки взрыва или столкновения с Землей. При движении в атмосфере учитывается ее сопротивление, а при расчете скорости объекта – вращение атмосферы.

Так как реальная орбита тела не известна, а номинальная орбита является одной из возможных, но наиболее вероятным ее вариантом, то столкновения с Землей могут происходить и в тех случаях, когда номинальная орбита проходит мимо планеты. В таких ситуациях целесообразно заранее определить те области на земной поверхности, которые подвержены риску падения на них небесного тела. Это так называемые полосы риска, которые отвечают точкам пересечения с Землей траекторий с варьируемыми элементами в пределах их неопределенности [Chernetenko et al., 2017]. При практическом построении такой полосы риска следует учитывать, что среди параметров орбиты тела, определяемых из наблюдений на короткой дуге, наибольшей погрешностью обладает среднее движение. При варьировании среднего движения изменяется достигаемое расстояние до Земли, вариация других параметров влияет на достигаемый минимум значительно меньше. По этой причине можно ограничиться учетом вариации одного параметра, и поиск вариаций, приводящих к столкновению, свести к поиску минимума расстояния тела от центра Земли как функции ошибок лишь среднего движения его орбиты. Эта функция задается рассчитываемыми значениями минимального расстояния в некотором интервале изменения среднего движения с постоянным шагом, который можно реализовать по-разному [Шор и др., 2018б].

Под имитационными орбитами (здесь используемыми) понимаются искусственно формируемые гелиоцентрические орбиты неких фиктивных тел, отвечающие определенным требованиям. Обычно эти требования заключаются в том, что тело на построенной орбите должно столкнуться с Землей в заданный момент времени и в заданной точке пространства, имея при этом заданные параметры траектории. Подобная задача возникает при нахождении гелиоцентрической орбиты наблюдавшегося при падении метеороида. Исходными величинами для нахождения гелиоцентрической орбиты выпавшего на поверхность планеты (или взорвавшегося в ее атмосфере) космического тела являются время падения (или взрыва), географические координаты места падения (или точки, над которой оно взорвалось), скорость тела относительно поверхности планеты или атмосферы, угол наклона вектора скорости к горизонту и азимут проекции вектора скорости на горизонтальную плоскость. Дальнейшие действия по расчету имитационной орбиты зависят от решаемой задачи: 1) определить гелиоцентрическую орбиту тела на границе атмосферы либо на границе сферы действия Земли; 2) смоделировать фиктивные наблюдения (например, для обучения и тренировки соответствующих подразделений МЧС), выполнить уточнение орбитальных характеристик, получить их матрицу ковариаций и ошибки параметров, относящихся к обстоятельствам падения.

В ходе прогнозирования сближения потенциально опасных небесных тел с Землей вся необходимая информация об исходной орбите космического тела, точности, с которой она определена, моменте и обстоятельствах каждого его сближения сохраняется в соответствующем файле. Имеется таблица информации о каждом сближении, представленная в одной строке, в ней указан номер и обозначение космического объекта, сближающегося с Землей, оценка размера этого объекта в метрах, момент достижения минимального расстояния и его величина, вероятность столкновения, относительная скорость, энергия в мегатоннах, оценка угрозы по Туринской и Палермской шкалам, межорбитальные расстояния (MOID) относительно Земли. Строки таблицы упорядочены по убыванию моментов сближения. В таблице отражено состояние сближений в режиме реального времени. Ее содержание изменяется несколько раз в сутки. Из такой сформированной таблицы на сайт ИПА РАН помещается интервал информации, охватывающий сближения за срок ± 90 суток от текущего момента [Шор и др., 2018б].

Первый вариант изложенного вычислительного комплекса для мониторинга сближений ОКО с Землей был разработан еще в 2014 г. [Нароенков и др., 2014], после чего он был существенно усовершенствован и модернизирован [Шор и др., 2016; Chernetenko et al., 2017]. Точность его прогнозов проверена путем сравнения реальных и расчетных обстоятельств уже состоявшихся падений реальных небесных тел: 2008 TC₃, 2014 AA, 2018 LA, и сопоставления с прогнозами сближений тел с Землей, публикуемых на сайтах систем JPL (ЛРД) и NEODYS (НЕОДиС) (см. табл. 2.5 [Шор и др., 2018б]), показавших хорошую корреляцию результатов.

Табл. 2.5

Астероид	Дата сближения	Минимальное расстояние (а.е.)			MOID (а.е.)
		JPL	NEODYS	ИПА РАН	
363599 ($e = 0.72$)	2024 04 11.400276 2032 04 08.435597	0.05210 0.09753 $\sigma = 0.41''$	0.05209 0.09752 $\sigma = 0.62''$	$0.05210 \pm 1e-7$ $0.09753 \pm 3e-7$ $\sigma = 0.54''$	0.0208
475534 ($a = 0.9$ а.е.)	2018 10 29.499407 2030 10 24.530246	0.01930 0.15854 $\sigma = 0.57''$	0.01930 0.15854 $\sigma = 0.65''$	$0.01930 \pm 3e-7$ $0.15854 \pm 6e-7$ $\sigma = 0.46''$	0.0154
2010 WC9 ($a = 1.1$ а.е.)	2018 05 15.920328 2030 11 22.453152	0.00136 0.04713 $\sigma = 0.25''$	0.00136 0.04713 $\sigma = 0.31''$	$0.00136 \pm 2e-8$ $0.04719 \pm 5e-5$ $\sigma = 0.24''$	0.0014

2.4.3. Применение математических моделей для оценки вероятности столкновения опасного астероида Апофис с Землей

В качестве примера оценки вероятности столкновения ОКО с Землей приведем два метода: Монте-Карло (метод статистических испытаний) и через отношение промежутка значений элементов орбит, приводящих к столкновению, к доверительным интервалам элементов орбит, для конкретного опасного астероида 2004 MN4 (99942 Apophis) [Заусаев, Деревянка, 2012]. Начальные данные элементов орбит для него на различные даты наблюдений брались из каталога орбитальной эволюции малых тел Солнечной системы, сведенные в табл. 2.6 (где a – большая полуось, e – эксцентриситет, i – наклонение, Ω – долгота восходящего узла, ω – аргумент перигелия, M – средняя аномалия).

Табл. 2.6. Элементы орбит Апофиса для трех дат наблюдения

Дата	a , а.е.	e	i , град	Ω , град	ω , град	M , град
06.03.2006	0.92239593	0.19104000	3.331224	204.462302	126.355659	223.272876
04.01.2010	0.92241929	0.19121109	3.331512	204.439306	126.424463	339.948637
27.08.2011	0.92230028	0.19107611	3.331952	204.430424	126.424469	287.582163

Параметры орбиты считались независимыми нормально распределенными случайными величинами, математическими ожиданиями которых служили данные наблюдений. Допустимые среднеквадратичные отклонения σ элементов орбит Апофиса приведены в табл. 2.7 [Giorgini et al., 2008].

Табл. 2.7. Допустимые величины среднеквадратичных отклонений элементов орбит Апофиса

a , а.е.	e	i , град	Ω , град	ω , град	M , град
9.6×10^{-9}	1.0×10^{-7}	3.0×10^{-6}	1.5×10^{-4}	1.5×10^{-4}	3.0×10^{-6}

Оценка вероятности столкновения Апофиса с Землей получалась через отношение промежутка значений параметров орбит, приводящих к нему, к доверительным интервалам параметров орбит.

Дифференциальные уравнения, описывающие перемещения астероида Апофис и учитывающие гравитационные и релятивистские эффекты от Солнца, в гелиоцентрической системе координат таковы [Брумберг, 1972]:

$$\ddot{X} = -k^2(1+m)\frac{X}{r^3} + \sum_i k^2 m_i \left(\frac{X_i - X}{\Delta_i^3} - \frac{X_i}{r_i^3} \right) + \frac{k^2}{c^2} \left((4-2\alpha)\frac{k^2}{r^2} X - (1+\alpha)\frac{\dot{r}^2}{r^3} X + 3\alpha\frac{(X\dot{X})^2}{r^5} X + (4-2\alpha)\frac{(X\dot{X})}{r^3} \dot{X} \right), \quad (2.4)$$

где X – матрица-столбец с элементами x, y, z ; X_i – матрица-столбец с элементами x_i, y_i, z_i ; m, x, y, z – масса и гелиоцентрические координаты Апофиса; m_i, x_i, y_i, z_i – массы и гелиоцентрические координаты больших планет Солнечной системы; $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$; $\Delta_i = (x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + (z_i - z)^2$; $r_i^2 = x_i^2 + y_i^2 + z_i^2$; X – матрица-столбец с элементами $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$; k – постоянная Гаусса; c – скорость света; α – параметр, характеризующий выбор системы координат ($\alpha = 1$ – стандартные координаты; $\alpha = 0$ – гармонические координаты).

Было проведено на интервале времени с 2006 по 2040 гг. численное интегрирование уравнений движения Апофиса (2.4) методом Эверхарта 27 порядка [Everhart, 1974] для различных вариантов начальных данных в пределах отклонений, указанных в табл. 2.7. Начальные данные параметров орбит Апофиса на различные моменты оскуляции варьировались в пределах их доверительных интервалов. При варьировании каждого параметра оценивалось минимальное сближение и дата сближения Апофиса с Землей. Считалось, что, если расстояние между центрами Земли и астероида меньше радиуса Земли, то реализуется его столкновение с Землей. Из результатов проведенных расчетов было установлено, что столкновение между Апофисом и Землей могло осуществиться только при изменении большой полуоси в пределах доверительного интервала $(a_1 - 3\sigma_a, a_2 + 3\sigma_a)$. За a_1 и a_2 приняты минимальное и максимальное значения большой полуоси Апофиса, при которых возможны его столкновения с Землей, а σ_a – допустимое отклонение для его большой полуоси. И, таким образом, в результате расчетов определена предполагаемая дата столкновения Апофиса с Землей – 13 апреля 2037 года.

Вероятность столкновения Апофиса с Землей может быть оценена как отношение величины $|a_1 - a_2|$ к величине доверительного интервала:

$$P = |a_1 - a_2| / 6\sigma_a \quad (2.5)$$

В формуле (2.5) были получены вероятности столкновения Апофиса с Землей на дату 13 апреля 2037 года, на основании различных дат наблюдений, приведенных в табл. 2.8.

Табл. 2.8. Вероятности столкновения Апофиса с Землей на дату 13 апреля 2037 г. на основании трех дат наблюдений

Дата	Метод Монте-Карло	Отношение опасного промежутка к $6\sigma_a$
06.03.2006	5.33×10^{-4}	3.41×10^{-4}
04.01.2010	5.67×10^{-4}	3.74×10^{-4}
27.08.2011	3.67×10^{-4}	3.99×10^{-4}

При одновременном изменении величин большой полуоси a и эксцентриситета e было выявлено, что эксцентриситет оказывал дополнительное влияние на величину сближения с Землей, но не являлся определяющим, поскольку изменение только лишь эксцентриситета в пределах доверительного интервала ($e - 3\sigma_e$, $e + 3\sigma_e$) не приводило к столкновению.

Суть метода Монте-Карло в данном случае заключалась в том, что начальные условия перемещения астероида (виртуальные астероиды) выбирались в пределах области возможных начальных величин, определенной из имевшегося набора данных наблюдений. Под ней имелось в виду некоторое множество из шестимерного фазового пространства орбитальных элементов или кинематических параметров – декартовых координат радиус-вектора и составляющих вектора скорости. Далее перемещение виртуальных астероидов с заданной точностью численного интегрирования прослеживалось на некотором временном промежутке до тех пор, пока они не сталкивались с планетой или не пролетали мимо нее. Причем формально считалось, столкновение с планетой реализовывалось в том случае, когда при сближении расстояние между центрами астероида и планеты становилось меньше ее радиуса. При большом количестве испытаний отношение числа начальных условий, приводивших к столкновению, к общему количеству испытаний рассматривалось как вероятность столкновения [Железнов, 2010]. Сходимость метода Монте-Карло является сходимостью по вероятности [Ермаков, 1975]. Этот метод прост, но, как уже упоминалось выше, чрезвычайно трудоемок, поскольку чем меньше вероятность события, тем больше начальных условий перемещения объекта необходимо использовать для получения достоверной оценки вероятности. Так, здесь на различные моменты оскуляции осуществлялось интегрирование уравнений движения 30 тысяч виртуальных астероидов с начальными данными, являвшимися независимыми нормально распределенными случайными величинами. Уравнения движения этих виртуальных астероидов интегрировались методом Эверхарта 27 порядка на временном интервале с 2006 по 2040 г. Соударение считалось реальным в случае, если величина сближения астероида с Землей была меньше ее радиуса (6378 км).

Вероятности столкновения Апофиса с Землей на дату 13 апреля 2037 г., полученные посредством метода Монте-Карло, также приведены во втором столбце табл. 2.7. Видно, что значения вероятностей, полученные обоими методами на различные моменты оскуляции, одинакового порядка и достаточно

близки к друг другу. Полученные в работе [Заусаев, Деревянка, 2012] значения вероятности столкновения Апофиса с Землей на дату 13 апреля 2037 г. неплохо коррелируют также с результатами, полученными другими авторами. Так, в работе [Giorgini et al., 2008] вероятность столкновения этих объектов равна 4.5×10^{-4} (см. табл. 2.7).

2.5. ОЦЕНКА СРОКА СУЩЕСТВОВАНИЯ ЦИВИЛИЗАЦИИ В УСЛОВИЯХ РЕАЛЬНОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ АКО

В качестве второго примера оценки вероятности столкновения крупного малого тела Солнечной системы с Землей приведем расчет вероятности такого столкновения, последствием которого может стать глобальный всепланетный катаклизм, ограничивающий время существования цивилизованной формы жизни на нашей планете, проведенный в оригинальной работе [Жиляев, 2015].

Человечество давно (начиная с середины XX века) пытается наладить связь с внеземными цивилизациями, упомянем хотя бы известную программу SETI. Но, тем не менее, оно сталкивается при этом с «Великим молчанием» или парадоксом Ферми, состоящим в том, что технологических признаков существования других цивилизаций, число которых только в нашей Галактике по оценкам миллиарды и десятки миллиардов, не обнаруживается (хотя в последние годы уже выявлены десятки экзопланет со схожими свойствами нашей Земли).

Среди этих других цивилизаций, очевидно, есть такие, которые старше нашей планеты на миллионы и даже миллиарды лет. Подобные более развитые цивилизации, естественно, заметили бы необычное по частотному диапазону радиоизлучение Земли, заинтересовались бы им и стали передавать направленные сигналы на нашу планету, которые смогли бы заметить и идентифицировать наши специалисты. Однако ничего подобного, несмотря на усилия многих высокопрофессиональных исследователей, не наблюдается. Над законным вопросом Э.Ф. Ферми: «Так, где же все они?» более семи последних десятилетий бьются земные специалисты, и даже возникло для его разрешения целое научное направление. В его рамках в 1961 г. одновременно с рождением космонавтики Ф. Дрэйк предложил свою известную формулу, оценивающую число цивилизаций N в нашей Галактике, с которыми возможно было бы гипотетически наладить радиосвязь:

$$N = R \times F_1 \times n \times F_2 \times F_3 \times F_4 \times t,$$

где R – скорость образования новых звезд в нашей Галактике; F_1 – доля звезд в ней, имеющих планетные системы; n – среднее число планет в таких системах, где возможно развитие жизни; F_2 – доля планет с возможными для жизни условиями, где она развивается в действительности; F_3 – доля небезжизненных планет, где развивается разумная жизнь; F_4 – доля цивилизаций, достигших технологической стадии для посылки и приема радиосигналов; t – длительность жизни подобных цивилизаций в годах.

Астрономами был достаточно удовлетворительно оценен параметр $R \approx 7$ в год (для нашей Галактики). По аналогии с нашей Солнечной системой оценен параметр $n \approx 1 - 3$.

Менее определены остальные параметры в формуле Ф. Дрэйка. Тем не менее, также по аналогии с данными на Земле, значение параметров F_1, F_2, F_3, F_4 , по-видимому, близки к единице. На самом деле, наличие планетных систем у звезды типа Солнца является, согласно современным моделям эволюции таких систем, типичным. По геологическим данным известно, что жизнь на Земле начала развиваться в геологических временных масштабах непосредственно после ее образования, причем в этих масштабах не существует вопрос о ее местном – земном происхождении или ее занесении извне космическими телами (той же пылью). Также на примере Земли естественно предположить трансформации биологических форм жизни в разумную и ее переход от примитивных видов цивилизации к технологической. В итоге этих рассуждений формула Ф. Дрэйка сводится к упрощенному виду:

$$N \approx 10 \times t,$$

где N – число техногенных цивилизаций в нашей Галактике, в принципе доступных для связи; t – средняя продолжительность жизни техногенных цивилизаций в годах. Таким образом, отрицательный результат в многолетних попытках обнаружения внеземных цивилизаций однозначно указывает на малость значения величины N , откуда с неизбежностью вытекает малая продолжительность существования технологических цивилизаций – t^5 .

Возраст нынешней земной цивилизации (по данным энциклопедии Britannica) оценивается в пределах 70–100 тысяч лет, то есть в две десятитысячные доли возраста Земли с момента появления на ней биологической формы жизни. В работе [Жуляев, 2015] показано, что срок существования цивилизации из-за АКО ограничивается пределами 50–100 тысяч лет. Это и объясняет парадокс Ферми во Вселенной – ограниченный срок существования цивилизаций не позволяет выходить им на уровень межпланетных контактов.

Данные проекта NASA «Near Earth Object Program» содержат сведения о вероятности столкновения с Землей ОКО, их размерах, моментах будущих сближений на протяжении в среднем около ста лет (<http://neo.jpl.nasa.gov/risk/#legend>). К 2015 г. в нем содержались сведения о 540 опасных астероидах размером более 100 метров.

Здесь, как и в предыдущем подразделе, для вычисления вероятности столкновения ОКО с Землей использовалась методика виртуальных астероидов (ВА), моделирующих возмущения планет на номинальную орбиту астероида. Орбиты больших множеств ВА интегрировались численно по времени до момента их сближения с Землей. Вероятность же столкновения реального астероида определялась как доля виртуальных астероидов, «столкнувшихся» с Землей, по отношению к общему их количеству. Среди упомянутых 540 опасных

⁵Более подробно этот вопрос рассмотрен в работе [Родкин, 2016].

астероидов: 17 были размером более 300 м, 13 – более 400 м, 9 – более 500 м, 2 – более 1 км. В группе астероидов размером более 500м вероятность столкновения с Землей лежала в диапазоне 1.0×10^{-10} до 1.0×10^{-6} . Объекты размером более 400 м при столкновении с Землей могут вызвать катаклизм планетарного масштаба, поскольку выделившаяся при этом энергия эквивалентна энергии взрыва 2000 Мгт тротила.

Рассчитаем вероятность одного столкновения астероида из их групп размером 400 и 500 метров с нашей планетой.

Вероятность реализации m событий (столкновений) при n независимых испытаниях $R_{m,n}$ рассматривается как вероятность сложного события. Эта вероятность определяется через индивидуальные вероятности P и равна [Абезгауз и др., 1970]:

$$R_{m,n} = \sum_{i=m}^n P_{i,n} = 1 - \sum_{i=0}^{m-1} P_{i,n}.$$

Вероятность же одного столкновения такова:

$$R_{1,n} = 1 - P_{0,n} = 1 - \prod_{j=1}^n (1 - p_j),$$

где p_j – вероятность столкновения конкретного астероида в группе из n объектов.

В работе [Жиляев, 2015] было подсчитано, что для группы астероидов размером более 400м, имевших в своем составе 13 объектов, с календарными датами столкновения от 2018 до 2199 года вероятность столкновения одного объекта с Землей равна 3.3×10^{-3} (эта вероятность за временной интервал в 181 год). Отсюда было получено, что временной интервал для осуществления реального столкновения составит $\sim 181/3.3 \times 10^{-3} \approx 55$ тысяч лет.

Аналогично для группы астероидов размером более 500 м, состоящей из 9 объектов, вероятность одного столкновения равна 1.15×10^{-6} на временном интервале 98 лет. Тогда временной интервал для реализации реального столкновения составит ≈ 85 млн лет.

Как отмечали авторы проекта NASA «Near Earth Object Program», долгосрочная экстраполяция орбит и неопределенности, вызванные возмущениями планет, влияют на точность нахождения вероятностей столкновения. По этой причине они оцениваются с точностью до порядка величин. Отсюда ясно, что полученные выше оценки для интервалов времени столкновений также определены с точностью до порядка величин. Тем не менее, полученные выше временные интервалы для реализации реальных столкновений суперкрупных астероидов с Землей можно считать как срок жизни цивилизаций, дарованный нам природой. Учитывая же универсальность процессов формирования планетных систем, вполне можно предположить, что ограниченный срок жизни цивилизаций из-за АКО является универсальным законом Вселенной [Жиляев, 2015].

О том, что за срок возраста нынешней земной цивилизации (70–100 тысяч лет) ей уже грозила хотя бы одиночная опасность уничтожения, можно приве-

сти один малоизвестный, но убедительный факт более чем столетней давности, когда обломки, правда, не астероида, а неизвестной кометы только по счастливому стечению обстоятельств не стали причиной катаклизма всепланетного масштаба. Здесь следует напомнить, что представители нынешнего поколения стали свидетелями трагического космического события – падения в июле 1994 г. на планету Юпитер огромных фрагментов кометы Шумейкеров-Леви 9, в ходе которого площади областей поражения некоторыми из них на его поверхности превысили всю площадь земной поверхности (!) (см., например, [Фортон, 1996]). В августе же 1883 г. аналогичное событие едва не произошло с нашей планетой. Астроном Х. Бонилья из обсерватории г.Сакатекас (Мексика) обнаружил и в течении двух дней 12 и 13 августа 1883 г. наблюдал и фотографировал на фоне солнечного диска многочисленную группу объектов (около 450) размерами от 50 до 1020 м, пролетающих на расстояниях всего лишь от 540 до 8060 км от поверхности Земли, окруженную туманным гало и оставляющую за собой такой же след [Bonilla, 1885]. Сам он не смог объяснить это явление. Но много позже, в 2011 г., группа мексиканских ученых под руководством Г. Мантеросы из Института геофизики Национального автономного университета Мексики (г. Мехико), досконально изучив и проанализировав архивные данные, представленные на многочисленных фотоснимках Х. Бонильи, пришли к выводу, что он наблюдал конгломерат фрагментов незадолго до этого распавшейся кометы и именно поэтому отдельные осколки располагались достаточно близко друг к другу, а гало, их окружавшее, представляло собой летучие вещества, еще не успевшие испариться (см. рис. 2.13, на котором схематически представлено изображение этого явления [Bonilla, 1885]).

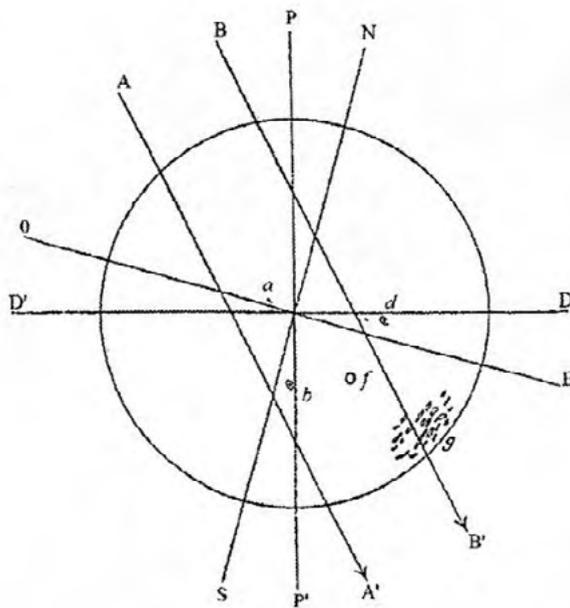


Рис. 2.13

Проведя соответствующие расчеты, члены этой группы установили, что массы осколков кометы лежали в диапазоне от 5.58×10^8 до 2.5×10^{12} кг, а исходная масса распавшейся кометы составляла от 1.83×10^{12} до 8.19×10^{15} кг [Billion-ton comet, 2011]. Кроме того, они установили, что фрагменты этой кометы были близки к тому, чтобы врезаться в Землю. А если учесть, что их размеры и массы были такими же или даже большими, чем размеры и масса тела, породившего Тунгусскую катастрофу, то, если бы они столкнулись с Землей, получилось бы несколько тысяч Тунгусских катаклизмов в течение двух дней, что с большой степенью вероятности привело бы к исчезновению нынешней цивилизации [Did massive comet ..., 2011]. Напомним, что это событие произошло в конце XIX века, когда уже, хотя и в ограниченных объемах, астрономические наблюдения за малыми телами Солнечной системы уже все-таки велись. А сколько аналогичных событий происходило до этого, остается только догадываться.

В заключение этого подраздела следует отметить, что, хотя по самым грубым оценкам, приведенным выше, глобальные катастрофы из-за АКО происходили за историю Земли, по-видимому, неоднократно, приводя к гибели цивилизаций, однако по прошествии миллионов лет жизнь на нашей планете снова возобновлялась, вплоть до зарождения новых цивилизаций, в том числе и нынешней.

2.6. РИСКИ АКО

2.6.1. О понятии «риск», понимание термина риск, оценка природных рисков

В понятии «риск» следует выделить три составляющие [Орлов, Пугач, 2012]. Необходимо разделить событие, в котором реализуется нежелательная возможность или опасность (анализ риска), оценку этого события (оценка риска, оценка уровня опасности) и возможность действия по уменьшению нежелательных последствий этого события (управление риском посредством тех или иных управленческих решений).

Анализ риска – это анализ событий в реальном мире. Для АКО – это анализ нежелательных возможностей столкновения Земли с теми или иными малыми телами Солнечной системы.

Оценка риска – это использование того или иного математического инструментария: теории вероятностей, теории нечеткостей, интервальной математики и пр. Наиболее распространенный подход опирается на теорию вероятностей (который нами уже неоднократно использовался в предыдущих разделах). В этом подходе используется вероятностная модель реального явления (осуществление нежелательной возможности опасности), посредством которой выделяется вероятность реализации нежелательной возможности (именно эта вероятность часто называется риском) и случайная величина – случайный ущерб (уровень опасности) в случае ее осуществления.

Следует отметить, что введенные понятия – вероятность события и случайный ущерб – относятся не к реальной действительности, а к ее математической модели. Это означает, что они нам неизвестны в принципе, и они нами могут оцениваться лишь по имеющимся данным – результатам наблюдений. Нами не может быть дана оценка, что вероятность осуществления нежелательной возможности равна 0.05, нами только рассчитывается ее доверительный интервал, например, (0.03, 0.07), для доверительной вероятности 0.95 (здесь использованы понятия математической статистики).

Случайный ущерб описывается не одним числом, а функцией (функцией распределения), то есть бесконечно большим числом параметров. Вводятся различные теоретические характеристики случайного ущерба – математическое ожидание, дисперсия, среднее квадратическое отклонение, коэффициент вариации, медиана, квартили и другие квантили, межквартильное расстояние и пр. Так, например, в теории надежности используется квантиль порядка 0.999999, то есть уровень, который случайный ущерб может превысить только в одном случае из миллиона. Главное, различать теоретические характеристики, относящиеся к модели и неизвестные исследователям, и выборочные характеристики, которые ими рассчитываются по имеющимся данным.

Оценка риска сводится к статистической оценке характеристик, параметров, зависимостей, которые включены в модель.

Управление риском осуществляется по-разному – интуитивно, на основе экспертных оценок, с помощью математических моделей, использующих различные характеристики. Возможные постановки задач управления риском весьма разнообразны. Часто используется двухкритериальная оптимизационная постановка – минимизация среднего ущерба и показателя разброса значений ущерба (последнего – для улучшения прогнозирования ущерба, уменьшения прогнозного интервала). Конкретно, за средний ущерб берется математическое ожидание, а за показатель разброса – дисперсия. Непосредственно двухкритериальная задача не решается [Поудиновский, Ногин, 1982], и поэтому один из критериев превращают в ограничение. Так, например, минимизируется дисперсия при ограничении на математическое ожидание ущерба.

В наше время, исходя из положений теории вероятностей, математической статистики, системного анализа, исследования операций, кибернетики, методов анализа и оценки данных, появились возможности оценки, анализа и управления риском как ключевым фактором деятельности человечества.

В определении самого понятия риска многие современные исследователи [Быков, Порфирьев, 2006; Востоков, 2016; Андрущенко и др., 2017] придерживаются трактовки, данной в монографии [Covello, Merkhofer, 1993]: «Риск – характеристика ситуации и действия, когда возможны многие исходы, существует неопределенность в отношении конкретного исхода, и, по крайней мере, одна из возможностей является нежелательной».

Приоритетным фундаментальным аспектом проблемы опасных природных процессов, к которым относится и АКО, является оценка их риска. Имеется множество подходов к решению этого вопроса, различающихся своими прин-

ципами и конечной целью. Существуют разные трактовки и самого термина «природный риск», и методы его оценки.

В соответствии с терминологией, принятой ООН и распространенной среди специалистов большинства стран, под термином «природный риск» понимаются ожидаемые потери (от гибели и потери здоровья людей, ущерба их собственности, нарушения хозяйственной деятельности) в результате проявления конкретного природного бедствия на данной территории за определенный временной интервал. Реализация природных опасностей происходит в форме опасных процессов и явлений, приводящих к природным чрезвычайным событиям (ЧС). Имеют место также природно-техногенные катастрофы, обусловленные воздействием природных катастроф на объекты техносферы. Расчет риска проводится на основе оценки опасности и уязвимости [Rumpf *et al.*, 2017].

Под термином «природная опасность» понимается процесс, свойство или состояние определенных зон литосферы, гидросферы, атмосферы или космоса, представляющих угрозу для населения, экономических объектов и окружающей среды. Природные бедствия – это результат взаимодействия негативных факторов опасного природного явления или процесса с антропосферой, трудно или вовсе непредсказуемого, который сопровождается ущербом для населения, экономических объектов, государства. Ущерб имеет место в сфере интересов людей, где они ведут ту или иную хозяйственную деятельность (или будущих интересов). По мере роста населения и развития народного хозяйства частота опасных природных явлений и процессов мало изменяется, в то время как частота стихийных бедствий и ущерб от них (то есть риск чрезвычайных ситуаций (ЧС)) растут, особенно заметно уже в первые десятилетия XXI века.

Под термином «уязвимость» понимается свойство материального объекта терять способность к выполнению своих естественных или заданных функций в результате воздействия опасного явления или процесса. Уязвимость – это характеристика физических, экономических и социальных систем, отражающих их способность противодействовать природным опасным явлениям и процессам и реагировать на них. Она оценивается либо в относительных единицах, либо в процентах.

Несмотря на отсутствие общепринятой методики и использование весьма большого числа допущений при расчетах, оценка риска является доминирующим инструментарием в реализации устойчивого развития. Данные о риске представляют собой основу для принятия взвешенных и обоснованных решений при разработке системы безопасности общества. Они позволяют определить стратегические направления для обеспечения приемлемой природной безопасности и рациональному природопользованию для отдельных территорий и целых регионов. Результаты статистических исследований показали, что реальный индивидуальный риск гибели людей в мире от природных опасных явлений составляет примерно 4×10^{-5} чел./год. Среднее многолетнее значение этого показателя для России 1×10^{-6} чел./год [Природные

опасности России, 2003; Андрущенко и др., 2017]. Оценка риска позволяет вести целенаправленное финансирование мероприятий, приводящих к его снижению.

2.6.2. Вероятностные модели оценки риска

В интересах обеспечения сравнимости степени (уровня) риска для жизнедеятельности территорий, объектов техносферы, причин (источников опасности), обоснованного выбора для осуществления проектов при наличии альтернатив используются показатели риска.

Для оценки любого вида риска необходимо рассчитать возможность наступления нежелательного события и ущерб, порожденный риском. В вероятностной модели оценка возможности наступления такого события сводится к расчету его вероятности. И, следовательно, в этой модели оценка возможности наступления события с отрицательными последствиями, то есть реализации риска, является безразмерной величиной от 0 до 1.

Если оценивать величину порожденного риском ущерба от опасного события случайной величиной X , а реальный ущерб от опасного события – действительным числом x (обычно в натуральном (число пострадавших и погибших, размер зоны воздействия опасных факторов и пр.) или в стоимостном выражении), то случайная величина X описывается функцией распределения:

$$F(x) = P(X < x), \quad (2.6)$$

где $P(X < x)$ – вероятность случайного события ($X < x$). А так как X интерпретируется как величина ущерба, то это неотрицательная случайная величина [Акимов и др., 2004].

В зависимости от предположений о свойствах функции распределения $F(x)$ вероятностные модели риска подразделяются на параметрические и непараметрические [Орлов, 2004]. В первом случае предполагается, что функция распределения принадлежит одному из известных канонических семейств распределений – нормальных (гауссовских), степенных, экспоненциальных и др. Преимущество в использовании этих распределений заключается в прозрачности математической интерпретации. Негативной стороной их использования может стать худшая аппроксимация конкретных массивов эмпирических данных, чем при использовании специально подобранных для этой цели зависимостей. Тогда следует применять непараметрические статистические методы, в которых распределение ущерба не берется из привычных для математиков семейств. При использовании таких методов обычно лишь полагается, что функция распределения $F(x)$ – непрерывная функция числового аргумента [Орлов, Пугач, 2012].

Итак, рассмотрим ситуацию, когда возможная величина ущерба, связанного с риском, описывается формулой (2.6). Естественна попытка перейти от функции, описываемой (с точки зрения математики) бесконечным множеством па-

раметров, к небольшому количеству числовых параметров, естественно, лучше всего, к одному. Поэтому для положительной случайной величины ущерба выбираются такие ее характеристики, как:

- математическое ожидание;
- медиана или квантили, то есть значение $x = x(a)$ при которых функция распределения достигает определенного значения a , другими словами, значение квантили $x = x(a)$ находится из уравнения $F(x) = a$;
- дисперсия (часто обозначаемая σ^2);
- среднее квадратичное отклонение (корень квадратный из дисперсии, то есть σ);
- коэффициент вариации (среднее квадратичное отклонение, деленное на математическое ожидание);
- линейная комбинация математического ожидания и среднего квадратичного отклонения;
- математическое ожидание функции потерь и т.п.

Тогда задача оценки ущерба понимается как задача оценки одной из вышеперечисленных характеристик. Наиболее часто оценка проводится на основе эмпирических данных (по выборке величин ущербов, отвечающих происшедшим ранее идентичным случаям). В отсутствие эмпирических данных обращаются к экспертным оценкам [Орлов, Пугач, 2012].

Пусть исходные данные отвечают выборке x_1, x_2, \dots, x_n где n – размер массива выборки. Выборочные значения x_1, x_2, \dots, x_n рассматриваются как реализации независимых одинаково распределенных случайных величин X_1, X_2, \dots, X_n с общей функцией распределения $F(x) = P(X_i < x)$, $i = 1, 2, \dots, n$. Так как функция распределения произвольна (с точностью до условий регулярности типа существования моментов), то рассматриваемые задачи доверительного оценивания характеристик распределения относятся к непараметрическим.

Перейдем конкретно к понятию рисков АКО.

2.6.3. Риски в условиях неопределенности АКО. Системность рисков АКО

Эффективное реагирование на чрезвычайные события (ЧС), в том числе своевременное прогнозирование, подготовку и профессиональное проведение мероприятий по спасению человеческих жизней, уменьшению ущерба – это обязанность любого государства. В Российской Федерации выполнение этих функций лежит на МЧС России, что сопряжено со многими рисками. Риск – это конкретная количественная оценка, определяемая как сочетание вероятности осуществления данной угрозы и тяжести ее последствий.

Относительно к АКО количественная оценка риска лежит на пространстве параметров: обнаружения ОКО – предупреждения – сопровождения (мониторинга) – прогнозирования – противодействия ОКО – принятия срочных мер по защите населения и территорий – ликвидация последствий в зоне ЧС [Астероидно-кометная опасность..., 2015; Савельев, 2017].

Сразу после обнаружения крупного ОКО невозможно определить степень его опасности для Земли в ближайшем или отдаленном будущем. Первоначальная орбита ОКО, найденная по наблюдениям в течение малого промежутка времени, весьма ненадежна. Фактически с проделанными наблюдениями оказывается совместимо целое семейство орбит. Прогноз движения в этой ситуации сопряжен с большими ошибками.

Риски ОКО носят системный характер. После выявления ОКО, траектория которого является столкновительной с Землей, необходимо продолжать его сопровождение и слежение за местонахождением с последующим вычислением точных эфемерид (таблиц предвычисленных небесных координат Солнца, Луны, планет и других небесных тел) по возможности с более короткими базовыми линиями. Также необходимо определить: состав вещества небесного тела, его плотность, является ли оно единым телом или представляет собой конгломерат обломков.

Если в процессе прогнозирования выясняется, что ОКО на самом деле движется в направлении Земли и столкновение неизбежно, то возникает необходимость отклонить его от опасной траектории. В противном же случае следует оценить возможные последствия вторжения ОКО в земную атмосферу и провести необходимые мероприятия по снижению людских потерь и минимизации материального ущерба [Астероидно-кометная опасность..., 2015] (см. табл. 2.9, на которой представлены результаты взаимодействия небесных тел, вторгшихся в атмосферу, с Землей [Владимиров, Рыхлова, 2014; Шустов, 2019], и рис. 2.14, на котором приведен показатель ожидаемой смертности от падения таких тел [Смил, 2012]).

Табл. 2.9. Результаты столкновения малых тел с Землей

Объект	Размер тела, D	Результат столкновения с Землей
Пылинка	< 0.1 см	Сгорает
Метеороид	$0.1 \text{ см} < D < 0.5 \text{ м}$	Сгорает
	$0.5 \text{ м} < D < 30 \text{ м}$	Долетает до Земли (метеорит)
	$> 30 \text{ м}$	Локальная катастрофа
Астероид (комета)	$> 100 \text{ м}$	Региональная катастрофа
	$> 1 \text{ км}$	Глобальная катастрофа
	10 км	Конец цивилизации

Давно уже стало ясно, что получение таких данных об ОКО только наземными астрономическими средствами приводит к большой неопределенности. Даже в случае получения физических и кинематических данных об ОКО, его размере, массе, плотности, частоте вращения и скорости движения, результат его столкновения с Землей останется непредсказуемым. Также многое зависит,

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

где и в каких слоях атмосферы начнется фрагментация и/или взрыв вторгнувшегося в нее небесного тела, а также от расположения места его удара, который может произойти на суше, на мелководном шельфе или в акваториях морей/океанов, что также приводит к неопределенности возможных последствий [Rumpf *et al.*, 2017]. Так, на рис. 2.14 видно, что в интервале размеров от 400 м до 4000 м для упавших тел имеет место различие в показателе ожидаемой смертности населения в зависимости от расположения места падения (например, от вида среды места падения или близости крупного населенного пункта и др.).

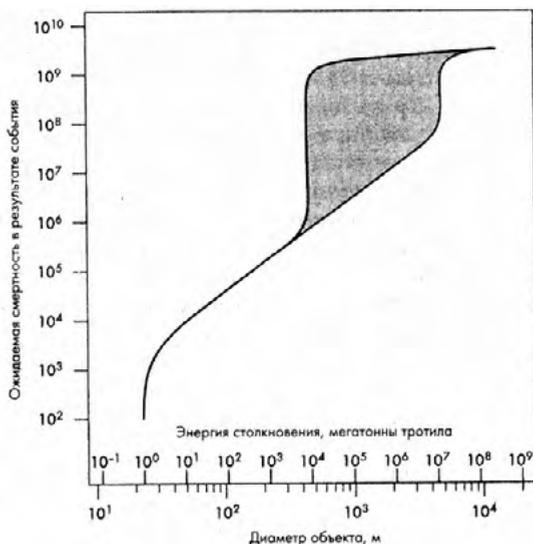


Рис. 2.14

Предотвратить столкновение Земли с ОКО размером в сотни метров и более в настоящее время невозможно, существуют только теоретические разработки таких способов, далекие от практического применения (см. гл. 5). Отсутствуют организационно-технические решения по предотвращению столкновения Земли с небесными телами даже декаметрового размера, что показало относительно недавнее Челябинское событие [Челябинский суперболид, 2016].

На настоящее время используются две шкалы опасности столкновения Земли с астероидом: Туринская шкала АКО, разработанная Р. Бинцелом [Binzel, 2000], аналогичная сейсмологической при оценке возможного ущерба от землетрясений. Она присваивает в качестве оценки опасности данного астероида одну из 11 категорий с учетом вероятности его столкновения с Землей, размера и геоцентрической скорости. К нулевой относятся те потенциально опасные объекты (ПОО), которые или пролетают мимо, или из-за своих размеров почти полностью сгорают в атмосфере. Но уже первая категория заслуживает внимательного отслеживания орбит. К явно угрожающей отнесены 5–7 категории, а объекты ПОО 8–10 уровня опасности неизбежно столкнутся с нашей планетой, разница состоит лишь в степени разрушений на поверхности. В июле

1999г. Туринскую шкалу утвердил Международный астрономический союз [Шкала астероидной..., 2000]. Палермская шкала считается более детальной, чем Туринская, и является десятичным логарифмом от относительного риска R , определяемого как $R = P_i(f_B \Delta T)$ (здесь P_i – вероятность конкретного столкновения, ΔT – время в годах от ожидаемого события, f_B – число столкновений в год с энергетикой не менее E (Мт), определяемое как $f_B = 0.03 \times 10^{-0.8}$. Причем зависимость уточняется по мере появления новой информации [Шустов, 2010]). Оба масштаба шкал имеют внутреннюю общность – они зависят от кинетической энергии воздействия и вероятности его последствий. Следует отметить, что оба показателя используют кинетическую энергию воздействия в качестве потенциальной меры воздействия без специального подсчета последствий. Этот момент важен, поскольку последствия воздействия зависят от значительно большего числа параметров, чем только кинетическая энергия. Эти дополнительные параметры включают: угол падения, место воздействия (близость к населенным пунктам и водным акваториям на земной поверхности), факт достижения телом поверхности или его взрыв над ней, его размер, состав материалов тела и поверхности. Так, космический объект, который входит в атмосферу под острым углом, с большей степенью вероятности взорвется в воздухе, чем столкнется с земной поверхностью, породив различные эффекты (но в отсутствие сейсмического воздействия и кратерообразования). Большой астероид со значительной плотностью с большей вероятностью достигнет земной поверхности, чем малый с высокой пористостью. Кроме того, воздействие в случае падения космического тела рядом с густонаселенным мегаполисом нанесет больший ущерб, чем таковое в случае падения в безлюдной местности. Поэтому крайне важно рассматривать ситуацию воздействия каждого индивидуального тела с учетом географических координат его падения, а также траекторных характеристик события (угол падения, скорость и пр.).

2.6.4. Риск и модели уязвимости

Оценка уровня угрозы (риска) – весьма важная составляющая проблемы АКО, поскольку недооценка риска может привести к тяжелым последствиям глобального масштаба, а, с другой стороны, ее переоценка – к колоссальным напрасным материальным и социальным затратам. АКО присущ неопределенный тип рисков: нет полной информации, не ясны масштабы, непонятно, надо ли принимать какие-то меры вообще, поскольку они чрезвычайно дорогостоящие [Махов, Посашков, 2007]. Требуется весьма взвешенный научный подход, и здесь ответственность науки перед государством (а более обще – перед человечеством) очень высока [Андрущенко, Шевелев, 2013].

При планировании мероприятий по защите населения и территорий от АКО следует учитывать уязвимость населения и территорий, особенности проявления первичных и вторичных поражающих факторов, связанных с вторжением АКО в околоземное пространство. К первичным поражающим факторам относятся воздушная УВ, световое излучение, электромагнитный импульс (ЭМИ),

сейсмовозмущение и др. К вторичным – последствия ударного и сейсмического воздействия на поверхность Земли, на радиационно-, химически- и биологически опасные объекты, а также на гидротехнические сооружения [Астероидно-кометная опасность..., 2015].

В зависимости от достоверности прогноза наступления АКО и поражающих факторов, ее сопровождающих, население и территории могут оказаться в зонах приемлемого и неприемлемого риска.

Обобщенно риск R представляется в виде функции:

$$R = f(P_{ОКО} \times U_g) \quad (2.7)$$

и отражает функцию частоты и последствий нежелательного события, выраженную в данном конкретном случае через вероятность вторжения ОКО в атмосферу над территорией некоего региона (страны) $P_{ОКО}$ и уязвимость U_g населения и территорий этого региона (страны) от первичных и вторичных поражающих факторов [Астероидно-кометная опасность..., 2015; Савельев, 2017]. Крайне важно, чтобы параметры ОКО и территории его столкновения с Землей были максимально достоверны.

Конкретно для случая риска, например, населения на территории столкновения, риск определяется формулой [Rumpf et al., 2017]:

$$R = P \times \psi \times V(S), \quad (2.8)$$

где R – риск ОКО, P – статистическая вероятность воздействия ОКО (частота реализации опасного столкновения), ψ – количество населения, подвергаемого риску (социальный ущерб от опасности), $V(S)$ – уязвимость, являющаяся функцией S – меры вредных (отрицательных) последствий, вызванных воздействием ОКО. Требуемая информация для оценки вероятности воздействия, например, астероида, приведена в виде пространственного распределения вероятности астероидного воздействия [Rumpf et al., 2016b], что позволяет выявить не только возможные географические пункты воздействия, но также обеспечивает информацией о вероятности этого локального воздействия. На рис. 2.15 приведена глобальная карта народонаселения за 2015 г. с разрешающей способностью 4.6×4.6 км² и уязвимость населения [Rumpf et al., 2017].

Уязвимость здесь описывается как доля подвергнувшегося воздействию части населения, погибшего в результате удара астероида, и эта величина зависит от интенсивности фактора воздействия. Процесс моделирования воздействия и оценка уязвимости описаны в работе [Rumpf et al., 2017].

Концепция безопасности общества и техносферы базируется на установлении величины так называемого приемлемого риска, то есть такой величины риска, который социально приемлем для безопасного развития общества. Приемлемый риск – это оптимальный уровень природного риска, такой, что при существующих социально-экономических условиях его дальнейшее снижение нецелесообразно. Экономические аспекты проблемы определения приемлемого риска выявляются как при рассмотрении затрат, связанных со снижением риска до заданного уровня (так, например, при рисках, связанных с АКО –

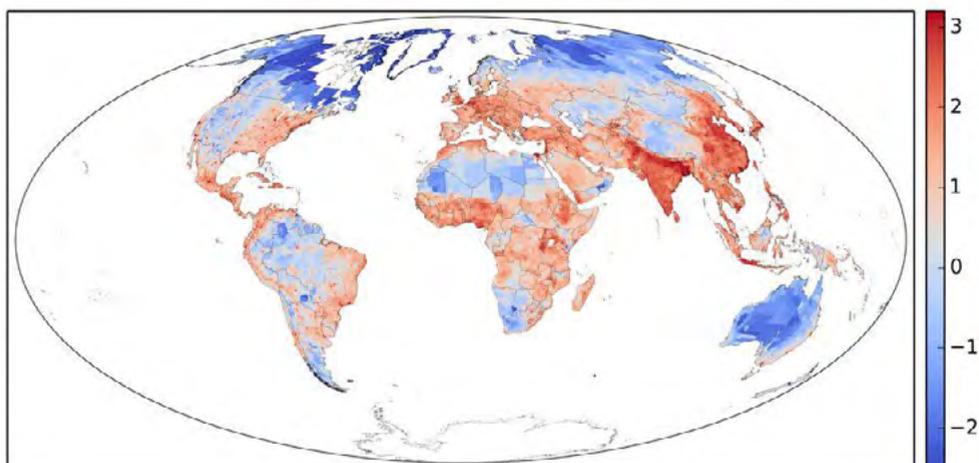


Рис. 2.15

создание эффективной системы противодействия угрозе со стороны ОКО, а это весьма дорогостоящие мероприятия), так и при анализе потерь из-за недостаточно низкого уровня риска. Выразив эти затраты в одинаковых единицах (что уже само по себе сложно), а затем суммируя их, можно оценить экономическую целесообразность необходимых защитных мер. При этом возникает возможность отыскания минимального значения суммы потерь и затрат, соответствующего оптимальным условиям реализации данных мер. Уровень риска, обеспечивающий такой минимум, и можно условно назвать приемлемым [Востоков, 2016; Андрущенко и др., 2017].

В работах [Rumpf et al., 2016 а и б; 2017] разработан код ARMOR, использующий аналитические модели для расчетов результатов, полученных в ходе физических процессов, сопутствующих взаимодействию астероида с земной атмосферой и поверхностью (например, высота фрагментации, высота взрыва, скорость удара и пр.), а также последствия факторов этих взаимодействий. Сразу после воздушного взрыва астероида или удара о поверхность его энергия трансформируется в различные факторы воздействия, в работе [Rumpf et al., 2017] приводятся модели семи из них: сильного ветра, избыточного давления, теплового излучения, образования кратеров, сейсмического толчка, выброса обломков в виде плюма и цунами. Первые три из них могут произойти в обоих случаях (воздушного взрыва или поверхностного удара), а последние четыре – только при поверхностном ударе.

При воздействии в виде взрыва или удара кинетическая энергия трансформируется в энергию вышеперечисленных факторов, которые проявляются в основном в некоторой окрестности точки события и с удалением от места воздействия уменьшаются. Сила фактора воздействия называется его интенсивностью, и чем выше интенсивность, тем больше вероятность нанесения ущерба населению. Другими словами, более высокая интенсивность фактора увеличивает степень уязвимости населения.

Большинство моделей, имитирующих факторы воздействия астероидов и степень их воздействия на население, подробно описаны в работах [Collins et al., 2005; Глазачев и др., 2015]. Следует отметить, что модели уязвимости являются результатом обширной выборки таковых из литературных источников с добавлением моделей, разработанных на основе натуральных и лабораторных данных, заполняющих пробелы информации в литературных источниках. Значительный материал для изучения уязвимости населения был получен в ходе испытаний ядерного оружия [Glasstone, Dolan, 1977; Бейкер и др., 1986].

Модели уязвимости обычно представлены в виде сигмоидальных функций:

$$V_{эф}^{ci}(S) = \alpha \left\{ 1 + \exp[b(S + c)] \right\}^{-1}, \quad (2.9)$$

где $V_{эф}^{ci}$ – уязвимость по данному фактору воздействия; S – интенсивность фактора воздействия; a , b , c – константы, определяемые для каждого фактора.

После определения уязвимости от каждого фактора силового воздействия, оцененного на основе его интенсивности, рассчитывается объединенная уязвимость, в которой учитывается дополнительно и доля населения, подвергнутая воздействию и погибшая от него. Эффективный способ расчета объединенной уязвимости заключается в определении вероятности того, что человек выживет после всех факторов воздействия. Уязвимость можно также понимать как вероятность того, что человек погибнет под влиянием воздействия, и эта концепция помогает в определении объединенной уязвимости. Поскольку уязвимость $V_{эф}^{ci}$ является вероятностью, что человек погибнет по причине осуществления одного из семи факторов воздействия, то понятие (термин) $\lambda_{эф} = 1 - V_{эф}^{ci}$ наоборот, является вероятностью того, что человек переживет последствия этого фактора воздействия. После того, как реализовались все способы уязвимости, а также и все вероятности выживаемости после них, можно рассчитывать вероятность человека остаться в живых после всей последовательности факторов воздействий в виде

$$\lambda_{комб} = \prod_{i=эф} \lambda_i \quad (2.10)$$

В итоге, общая уязвимость от всех факторов воздействия: $V_{комб} = 1 - \lambda_{комб}$.

Нами не рассматривались конкретные модели уязвимости населения и окружающей среды для каждого из семи факторов воздействия воздушного взрыва и/или импакта астероида, с которыми можно ознакомиться в работах [Rumpf et al., 2016 а и б; 2017], а приводятся только прогностические результаты некоторых таких гипотетических воздушных взрывов и импактов с учетом всех факторов, приведенных в этих работах, которые считаются вполне удовлетворительными оценками, имитирующими последствия таких событий, если бы они осуществились в действительности.

Описанный в работе [Rumpf et al., 2017] код ARMOR был использован для оценки общего числа жертв и ущерба, нанесенных двумя видами воздействия с прогнозом результатов.

Первыми рассматривались случаи событий воздушного взрыва астероида (размером 50 м) и удар с формированием кратера (размером 200 м) над Берлином (с координатами 51.50° северной широты, 13.40° восточной долготы) и над Лондоном (51.50° северной широты, 0.10° западной долготы). Для этих сценариев были выбраны астероиды с характеристиками: скорость удара 20 км/с под углом 45° , при плотности, равной 3100 кг/м^3 . Результаты событий представлены в табл. 2.9, где показано, как вклад каждого фактора воздействия влияет на общее количество потерь, а также влияние наилучшего и наихудшего случаев моделей уязвимостей на общий итог этого вида опасного события.

Табл. 2.9

	Берлин		Лондон	
	50	200	50	200
Размер (м)	50	200	50	200
Тип	Воздушный взрыв	Формирование кратера	Воздушный взрыв	Формирование кратера
Ветер (%)	85.5	48.6	84.6	49.1
Давление (%)	0.0	24.9	0.0	23.4
Тепло (%)	14.5	23.6	15.4	24.3
Сейсмистика (%)	0.0	0.1	0.0	0.1
Формирование кратера (%)	0.0	0.4	0.0	0.8
Выброс (%)	0.0	2.4	0.0	2.2
Цунами (%)	0.0	0.0	0.0	0.0
Общий ожидаемый урон (-)	1180450	3511397	2818507	8761812
Лучший вариант (%)	-34.1	-4.0	-31.6	-6.2
Худший вариант (%)	35.5	4.8	32.3	7.7

Вторым проанализированным случаем стал конгломерат Рио-де-Жанейро, находящийся на побережье. Космический объект размером 200 м был выбран в качестве импактора по поверхности океана (22.98° южной широты, 43.22° западной долготы), упавший на восьми различных расстояниях от побережья в южном направлении в акватории океана. Рассматривались те же факторы воздействия, что и в первом примере. Оценки общих потерь, а также распределение урона в зависимости от фактора воздействия, представлены в табл. 2.10. Добавочно приведена глубина океана в месте удара. Рио-де-Жанейро был выбран потому, что он подвержен ударам волн цунами и потому, что около него находится континентальный шельф с уменьшающейся к побережью глубиной протяженностью около 120 км с последующим переходом в глубокий океан.

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

Сценарии воздействия ударов астероидов, упавших на различных расстояниях от побережья на водную поверхность вблизи Рио-де-Жанейро, содержащие оценки ожидаемых потерь и вклада каждого фактора воздействия с точки зрения числа жертв и процентные доли от общего урона приведены в табл. 2.10 (диаметры астероидов 200 м, угол их падения 45° , скорость ударов при падении 20 км/с, их плотность – 3100 кг/м³).

Табл. 2.10

Расстояние от побережья (км)	0	10	40	100	120	125	130	150	300
Глубина океана (м)	0	5	101	166	361	479	580	1050	2140
Ветер (%)	55.3	59.0	82.9	91.6	55.7	40.8	24.9	0.0	0.0
Ветер	4204736	1387076	100032	27481	20671	15954	12465	3	0
Давление (%)	12.6	5.6	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Давление	954932	130485	0	0	0	0	0	0	0
Температура (%)	29.9	35.3	16.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Температура	2272085	830820	19400	0	0	0	0	0	0
Сейсмистика (%)	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Сейсмистика	7450	0	0	0	0	0	0	0	0
Кратерообразование (%)	0.9	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Кратерообразование	66227	0	0	0	0	0	0	0	0
Выброс (%)	1.4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Выброс	103092	0	0	0	0	0	0	0	0
Цунами (%)	0.0	0.1	1.0	8.4	44.3	59.2	75.1	100.0	100.0
Цунами	0	2618	1185	2517	16469	23158	37662	26725	11178
Общее	7608522	2350999	120617	29998	37140	39112	50127	26728	11178

Результаты первого исследуемого случая (табл. 2.9) показали, что в Берлине и Лондоне (население в столицах на тот момент достигало 6.0 и 13.9 млн человек, соответственно), занимающих огромные территории, будет большое ожидаемое число пострадавших (убитых людей) в обоих случаях, как воздушного взрыва, так и кратерообразующего удара. Следует отметить, что более тяжелые последствия наступят после кратерообразующего удара (при диаметре кратера 200 м), но с вероятностью такого события один раз в 40000 лет, в то время как воздушный взрыв астероида диаметром 50 м имеет вероятность реализоваться один раз в 850 лет, и, таким образом, этот случай представляет собой большую угрозу. При кратерообразующем ударе (при диаметре кратера 200 м) наиболее

тяжелый урон приносят аэротермодинамические воздействия (ветер, давление и тепловое излучение), в то время как на воздействия на грунт при ударе о него (сейсмический толчок, процесс формирования кратера, выброс породы) приходится всего только около 3% потерь. Для населения, живущего в зоне кратерообразования, летальный исход абсолютен, но результат воздействия на население, удаленное от зоны кратерообразования, очень мал. Воздействия результатов сейсмического толчка и осажение породы также сильно уменьшаются с расстоянием от места столкновения по сравнению с аэротермодинамическими воздействиями, в чем и заключается причина более низких уровней уязвимости от этих видов воздействия и соответствующим уменьшением степени тяжести потерь. Давление и ветер действует на людей совместно, нанося урон различными способами (причиняя травмы внутренним органам из-за разности давлений или внешние травмы непосредственным воздействием ветра), при этом летальный порог тяжести от воздействия давления более существенен, чем от ветра. Вот почему нет пострадавших от воздействия давления в случае воздушного взрыва, но было сообщено об их значительном количестве в случае более мощного воздействия при кратерообразовании. В дополнение к причинению вреда внутренним органам перепад давления может привести к обрушению строительных конструкций и тем самым привести к вторичным жертвам от этого фактора опасности, и эта косвенная причина вносит свой вклад в общее число жертв, но не рассмотрено как отдельное влияние давления (но рассмотрено как совокупное влияние ветра и давления). Тепловое излучение также причиняет существенный урон и проявляется тенденция увеличения его доли в общем уроне в случае высокоэнергетических явлений. Относительный вклад аэродинамических и тепловых факторов для воздушного взрыва хорошо установлен благодаря наблюдательным данным зоны поражения при Тунгусском событии 1908 г. Здесь было повалено множество деревьев за счет аэродинамических сил на территории свыше 2000 км² и лес был обуглен на территории 200 км² [Nemchinov et al., 1994; Boslough, Crawford, 2008].

Случаи воздушных взрывов, как правило, приводят к более тяжелым последствиям, чем удары о поверхность, и относятся в основном к переходному режиму (где наклон функции уязвимости более крутой) моделей уязвимости. Лучший и худший случай моделей уязвимости показывают наибольшую изменчивость в этом режиме и этот факт отражается на изменчивости результатов.

Второй случай исследования (табл. 2.10) основное внимание уделяет вкладу цунами. В качестве справки, воздействие на поверхность с образованием кратера проводилось на берегу, а затем место воздействия переносилось в открытый океан, в результате чего эффект вклада изменялся. Удары о землю и близкое побережье отстояли друг от друга на 10 км и показали аналогичный урон, как при изучении такого случая удара о землю. Однако, с отступлением точки удара от обитаемой земли вглубь океана область воздействия, очевидно, изменялась. Как уже отмечалось выше, в первую очередь снижается уязвимость относительно перепада давления, который снижается быстрее, чем уязвимость относительно ветра. Аналогично тепловое излучение имеет более

короткую область воздействия по сравнению с порывами ветра, который теряет способность к убийству только на расстоянии 130–150 км. Возможным сурпризом служит малый вклад цунами к урону в области близкого побережья.

Код ARMOR дает большую зависимость при расчете начальной высоты волны цунами от глубины океана в точке воздействия, и этот факт хорошо демонстрируется при ведении расчетов на континентальном шельфе в этом прибрежном районе юго-востока Америки, который имеет протяженность 120 км от берега в Рио-де-Жанейро. Континентальный шельф, как правило, имеет пологий постоянный уклон s в глубину океана – около $0.1^\circ (\approx 0.0017 \text{ рад})$ [Encyclopedia Britannica, 2016], такой, что глубину океана h_{sea} на заданном расстоянии от берега D можно рассчитать как:

$$h_{sea} = sD, \quad (2.11)$$

где s указано в радианах. Подстановка этого соотношения в уравнение (2.12) [Rumpf et al., 2017], аналитически описывающее распространение волны амплитуды $A(D)$ в глубоководье как функции временной водяной полости диаметра D_{tc} и расстояния D при глубине океана в месте удара h_{sea} :

$$A(D) = \min(0.14D_{tc}, h_{sea}) D_{tc} / 2D, \quad (2.12)$$

дает, что прибрежная высота волны, которая генерируется поверхностным ударом на мелководье континентального шельфа, не зависит от расстояния от берега, а зависит только от начальной энергии удара (что отражено в величине диаметра переходного кратера D_{tc}) и наклона:

$$A = sD_{tc} / 2. \quad (2.13)$$

Для импактора диаметром 200 м, который здесь рассматривается, диаметр переходной водной полости, равный примерно 5 км, порождается высота волны всего 4.3 м, достигшая берега, согласно уравнению (2.13). Воздействия где-нибудь в другом месте шельфа приведут к таким же высотам волн при выходе на побережье, откуда верны предположения о постоянстве уклона мелководья в месте удара (при определении, что $h_{sea} < 0.14D_{tc}$ в уравнении (2.12), соответствующему 750 м для глубины океана при диаметре чаши переходной области 5 км). Основной механизм заключается в том, что при увеличении глубины океана в направлении к его глубинам, в котором возможна генерация больших волн, эти волны должны распространяться дальше к направлению берега, ослабляясь с уменьшением расстояния до берега, и в результате получается постоянная высота волн на береговой линии. Следовательно, континентальный шельф из-за своего мелководья и пологого постоянного угла наклона выполняет защитную функцию, ограничивая высоты волн цунами, которые могут достигать берега в результате ударов астероида, которые могут происходить в любой точке шельфа. Действие этого защитного фактора отличается от фактора Ван Дорна, который описывает разрушение волны на кромке (крае) континентального шельфа [Van Dorn et al., 1968; Korycansky, Lynett, 2005]. Следует отметить, что код ARMOR рассчитывает высоту волны на берегу в соот-

ветствии с подходом Ирибарра, в котором высота волны оценивается также по величине склона на мелководье. Однако характерный аналитический пример (с использованием уравнения (2.12)) иллюстрирует добавочные более подходящие основные механизмы затухания высоты волны, расстояние и глубина океана ограничивают начальную высоту волны, объясняя малый вклад цунами в наносимый урон (см. табл. 2.10) на расстояниях, соответствующих месту расположения континентального шельфа. Чтобы увеличить относительный вклад цунами в урон, следует значительно увеличить не только энергию начального удара, но и угол континентального шельфа, чтобы воздействие удара пришлось на поверхность с большой глубиной океана. Это такое место падения в океан от берега, когда доли аэродинамического воздействия и воздействия цунами в количество смертей достигает равных величин (соответствующие примерно 120–125 км от берега), и цунами становятся самым пагубным фактором в глубокой акватории океана. В частности, возможность генерирования больших волн на глубокой воде даже позволяет увеличить общее число погибших на расстоянии 120–125 км от берега, несмотря на постоянное ослабление аэродинамического воздействия на таких расстояниях.

Результаты в табл. 2.10 иллюстрируют значительно более удаленные эффекты воздействия цунами, чем от других факторов удара. Доля жертв воздействия цунами при стокилометровом расстоянии астероидного удара по поверхности океана составляет 99.6%, потому что воздействия других факторов в этом случае не достигают берега. Число жертв при дальнейшем увеличении расстояния от берега места ударом астероидом по поверхности океана уменьшится, так на следующие 200 км (между 100 и 300 км), где цунами будет единственным фактором поражения, их количество уменьшится на 63%. Эти результаты иллюстрируют тот факт, что цунами представляет существенную угрозу из глубоководных районов вследствие возможности воздействия на больших расстояниях.

В то время как цунами (от ударного воздействия астероида по поверхности океана) имеет возможность нанести урон на больших расстояниях от береговой линии по сравнению с другими опасными факторами этого удара (особенно аэротермическими), они обычно не воздействуют на внутренние районы относительно побережья, если ударное воздействие астероида происходит достаточно близко к береговой линии, в отличие от других факторов поражения от удара. И, таким образом, аэротермодинамические факторы в случае прибрежного удара по поверхности океана воздействуют на гораздо более удаленные от береговой линии внутренние районы континента и способны нанести урон значительно большей доли населения, чем цунами. Ограниченная начальная высота волны цунами из-за небольших глубин океана в случае прибрежного удара астероида приводит, по наблюдениям, к малой доли жертв цунами на континентальной территории по сравнению с долями аэротермодинамических факторов.

В работе [Rumpf et al., 2017] описаны и представлены новые модели уязвимости, которые могут более широко использоваться для оценки опасности воздействия астероидов на человечество.

Расчет последствий воздействия удара астероида дает оценку риска и вносит на рассмотрение понятие риска в применении к опасности удара астероида. Представлены результаты двух тематических исследований по оценке потерь для данной угрозы. Оценки потерь соответствуют произведению двух членов в соотношении риска (2.8) – степени воздействия ψ и уязвимости $V(s)$. Следовательно, новые модели уязвимости позволяют оценивать риск падения астероидов при вероятности воздействия P (третий множитель в соотношении (2.8)), учитываемой значимости в пространственном поле распределения вероятностей [Rumpf et al., 2016b].

2.6.5. Системный подход в изучении и парировании угроз со стороны ОКО. Необходимость поддержки этой деятельности государством

Очевидно, что решение задач, относящихся к проблеме АКО, не может быть достигнуто на уровне какого-либо одного исследовательского центра или группы исследователей. Это общегосударственное дело, требующее понимания и поддержки со стороны правящих структур. В России, к сожалению, такое понимание пока не достигнуто [Шустов, 2019]. Одна из задач, поставленных на заседании президиума РАН (15 января 2019 г.), посвященных проблеме космических угроз, – разработка концепции национальной программы изучения и методов предотвращения таких угроз, отвечающей современным технологическим возможностям. Для этого следует рассмотреть подходы к организации работ в этом направлении в ЕС и РФ. Поскольку в нашей стране его надо развивать практически с самого начала, нам нужно ориентироваться, в первую очередь, на Европу, ибо США здесь оторвались от всех развитых стран очень далеко.

В ЕС с 2009 г. выполняется, уже упомянутая выше, долгосрочная программа SSA, направленная на поддержку европейской независимости в сфере контроля, доступа и использования космоса. Директорат этой программы является подразделением в структуре ESA.

Система SSA включает три направления:

- контроль космического пространства (включая ИСЗ, другие КА и космический мусор);
- мониторинг космической погоды;
- изучение объектов, сближающихся с Землей.

На первом этапе реализации программы (2009–2011 гг.) были разработаны ее принципы и системы, технические требования к управлению, политике по данным, архитектуре системы SSA, подготовлены требуемые службы и центры данных, созданы новые радарные проекты. На втором этапе (2012–2019 гг.) система подготовлена к полноценному функционированию. Программа оказалась весьма затратной – она обошлась во многие сотни миллионов евро. Особенность проекта, давшая значительную экономию средств, заключается в двойном функционировании средств наблюдения, когда одни и те же приборы следят как за космическим мусором, так и за опасными астероидами и коме-

тами. С 2012 г. ESA организует ежегодные конференции по результатам проекта SSA. Но если первые семь конференций были посвящены проблемам, связанным с космическим мусором, то на 8-й Дармштадской конференции были рассмотрены и задачи обнаружения объектов, сближающихся с Землей.

Что относится к России, то проблеме АКО правительственные органы также уделяют определенное внимание [Моисеев, 2012; Чернявский, 2013; Лебедев, 2013], однако конкретная деятельность ведется только в инициативном порядке. Наиболее активную роль в продвижении системного подхода к проблеме предупреждения АКО играет РАН. При Совете РАН по космосу для координации исследований в этой области создана Экспертная рабочая группа по космическим угрозам. В нее вошли представители научных учреждений РАН, ВУЗ'ов, Роскосмоса, МЧС, Росатома, МО РФ и других ведомств и организаций [Шустов, 2019]. Главной задачей, поставленной перед этой группой совместным решением руководства РАН и Роскосмоса, была выработка проекта (концепции) программы федерального уровня «Создание российской системы противодействия космическим угрозам». Проект концепции был подготовлен [Шустов и др., 2013б], передан в Роскосмос и положительно оценен, но дальнейшего развития не получил из-за смены руководства в агентстве. Таким образом, как было отмечено на заседании Президиума РАН 15 января 2019г., в России на настоящее время нет действующей программы высокого уровня по противодействию космическим угрозам, и системная работа по координации исследований и практических исследований не ведется. Отсутствие ключевой национальной информации по ряду направлений мониторинга космическим угрозам существенно влияет на уровень технологической независимости и обороноспособности России, что, в первую очередь, относится к проблеме АКО [Шустов, 2019].

Беря пример с организацией дел в США и ЕС, было бы логично возложить роль основного координатора, ответственного за обнаружение ОКО, на ТК «Роскосмос», который, однако, не спешит взять на себя эту роль. Хотя некоторые предприятия Роскосмоса и их соисполнители проводят в инициативном порядке некоторые полезные научно-исследовательские работы по этой тематике.

Наиболее активным государственным органом, уделяющим внимание проблеме АКО, в последнее время является МЧС РФ. МЧС решает задачи определения риска, принятия решений и уменьшение ущерба в случае ЧС, обусловленных столкновением ОКО с Землей на территории России. Во взаимодействии с Роскосмосом, РАН и МО РФ ядром федеральной системы противодействия космическим угрозам могут стать структуры МЧС. При МЧС создана соответствующая рабочая группа, проведен ряд НИР по созданию в первом приближении информационной системы для сбора данных о конкретных угрозах столкновения с ОКО. При завершении такая система может обеспечить надежные прогнозы вероятности и условий столкновения (места, времени, параметров катастрофического выделения энергии и т.д.) [Астероидно-кометная опасность..., 2015], а также возможных последствий (см., например, [Тараканов, Поляков, 2014], а также серии работ [Седнев, Буренко, 2016;

Седнев и др., 2016; *Седнев, Блинов*, 2019 и 2020] и [*Савельев*, 2017 и 2018; *Савельев, Соколова*, 2019 а и б]).

В последние годы в совещаниях и конференциях по проблеме АКО принимают активное участие специалисты МО РФ, их интерес лежит в основном в плоскости разработки методов активного предотвращения столкновения Земли с ОКО (см. гл. 5), а также Росатома (см. [Астероидно-кометная опасность..., 2015]). В качестве координатора деятельности России по обсуждаемому направлению работ на уровне ООН может выступать МИД РФ (см., например, [Международная система планетарной защиты..., 2012; *Кокошин и др.*, 2013; *Белов*, 2014]).

Анализ ситуации на настоящее время позволяет утверждать, что противодействие космическим угрозам и, в первую очередь, с предотвращением АКО, является эволюционной необходимостью для человечества и напрямую связано с выживанием в условиях довлеющего над ним постоянного риска. В большинстве стран этот факт осознается не только учеными кругами, но и руководством, которое выделяет соответствующие финансовые средства на создание национальных систем предупреждения таких угроз. Развивается международная деятельность в этом направлении, в частности, действующие под эгидой ООН программа «Международная сеть предупреждения об астероидах» (International Asteroid Warning Network – IAWN) и Консультативная группа планирования космических миссий (Space Mission Planning Advisory Group – SMPAG). Интенсивно разрабатываются и устанавливаются стандарты в этой области (см. выше), однако роль нашей страны в ней крайне невелика.

В России работы по противодействию космическим угрозам в отсутствие программы федерального уровня проводятся в основном в инициативном порядке на уровне НИР. Отсутствует и эффективный инструментарий для обнаружения ОКО на дальних подступах – единственным средством, введенным в постсоветское время, остается телескоп АЗТ-33 ВМ (см. выше). Естественно, России необходимо создать собственную систему противодействия космическим угрозам и интегрировать ее в мировую. Для этого, в первую очередь, следует разработать современную концепцию и провести комплексную НИР по созданию федеральной системы противодействия космическим угрозам. Координатором этой деятельности могут выступить Роскосмос, Минобрнауки или РАН. Но для этого нужна демонстрация государством готовности участвовать в решении этой важной проблемы конкретными действиями – в основном, организационной деятельностью и выделением достаточного финансирования для этой деятельности [Астероидно-кометная опасность..., 2015].

Глава 3

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Ежегодно в атмосферу Земли вторгается не менее тысячи метеороидов и их фрагментов различных размеров, часть из них выпадает на поверхность в виде метеоритов. Однако абсолютное большинство из них, падая в моря и океаны, протяженные лесные массивы, малонаселенную местность, остаются необнаруженными. Среди найденных, как уже отмечалось выше, примерно 92.5% составляют каменные метеориты, 5.7% – железные, 1.3% – железно-каменные, 0.5% – аномальные [Hughes, 1981].

Интересно, что имеет место наличие 10–11-летней периодичности падений для каменных (группы Н-хондритов), железных и железно-каменных метеоритов и этот период коррелирует с 11-летними вариациями числа солнечных пятен [Дудоров, Еретнова, 2020]. Однако среднее число регистрируемых падений относительно крупных метеоритов невелико (6–7 в год), что затрудняет выявление периодичности. Среднее же число падающих болидов в год, регистрируемых спутниками и инфразвуковыми станциями, более чем в 4 раза превышает среднее число метеоритов, что подтверждает тот факт, что большинство из них «сгорает» в атмосфере, не достигнув земной поверхности. Под термином «сгорает» здесь имеется в виду либо воздушный взрыв, либо прогрессирующая фрагментация с реальным сгоранием мелких осколков, оставшихся как последствия этих явлений. Данные о падениях 635 болидов за период с 1995 по 2016 гг., у которых энергия превышала 0.07 кТ в тротиловом эквиваленте, приведены на сайте NASA [Fireball and ..., 2022].

Падение метеороидов на Землю сопровождается рядом явлений: световых, звуковых и механических. По небу стремительно проносится яркий огненный шар, называемый болидом, сопровождаемый хвостом и разлетающимися искрами. По пути движения болида на небе остается протяженный след в виде дымной полосы. Первоначально прямолинейный, он быстро искривляется под влиянием воздушных течений, направленных в стратифицированной атмосфере в разные стороны, и принимает зигзагообразную конфигурацию. Метеорное тело начинает светиться на высотах около 130–80 км, а на высотах 20–10 км его движение обычно существенно затормаживается. На этом отрезке пути, называемой областью задержки, прекращаются нагревание и испарение метеорного тела (или его осколков), светимость исчезает, а тонкий расплавленный

слой на поверхности осколков быстро затвердевает, образуя кору плавления. Преодолев область задержки, темные, покрытые затвердевшей коркой осколки метеорных тел падают почти отвесно под влиянием гравитации и выпадают в виде обломков – метеоритов.

В данной главе с помощью методов математического моделирования рассматриваются процессы, происходящие при движении с гиперзвуковой скоростью метеорных тел в атмосфере Земли и оценивается их влияние на характер разрушения тел. Корректное математическое моделирование метеорных явлений способствует формированию фундаментальных представлений о физике и кинематике падающих космических тел.

По причине того, что большинство падающих космических тел не достигает земной поверхности, предметом наших исследований в данной главе являются процессы взаимодействия метеороидов (в том числе и болидов) с атмосферой. Исследование движения и разрушения каждого конкретного метеороида является самостоятельной задачей, так как каждый из них существенно индивидуален: его форме присуща произвольная геометрическая конфигурация, а структура – сугубо неоднородна. В качестве примеров проанализировано движение и разрушение нескольких конкретных метеороидов, которые сильно различаются своими размерами, свойствами и составом материала, и траекторными параметрами. Эти метеороиды были выбраны в качестве эталонных для понимания кинематики их движения и механизмов разрушения как наиболее известные объекты, вторгнувшиеся в атмосферу Земли.

Войдя в атмосферу с гиперзвуковыми скоростями, лежащими в диапазоне от 11.2 до 72 км/с, космические тела становятся потенциальными импакторами [Дудоров, Еретнова, 2020]. Условно можно разделить это статистическое множество ОКО на пять групп, различающихся уровнем влияния на них защитных свойств атмосферы (способности уменьшения ею возможности нанесения ими ущерба, т.е. уменьшения риска), в зависимости от кинематических и физических характеристик [Хохряков, 1977; Бондаренко, Медведев, 2014; Андрущенко и др., 2020б].

Первая группа – это метеороиды любой прочности, которые, вторгаясь в атмосферу под небольшими углами к горизонту ($< 10^\circ$), не выпадают на поверхность Земли, а пронизывают атмосферу насквозь и либо становятся спутниками Земли, либо уходят обратно в космическое пространство [von Niessl, 1917; Jacchia, 1974; Метеориты, летящие вверх, 2015].

Вторая группа – это самые прочные метеороиды, входящие в атмосферу под большими углами к линии горизонта и преодолевающие ее практически без убыли скорости и массы, становясь таким образом реальными импакторами – причиной стихийных бедствий различного вида. При падении на сушу они образуют кратеры, приводят к выбросу породы и газопылевых плюмов в атмосферу, инициируют пожары, наносят значительный урон инфраструктуре, природной среде и населению; при падении в моря и океаны они образуют цунами со всеми вытекающими неблагоприятными последствиями [Катастро-

фическое воздействие..., 2005; Андрущенко и др. 2007а; Астероидно-кометная опасность..., 2010, 2015].

Третья группа – это метеороиды менее прочные, которые из-за сопротивления атмосферы теряют большую часть своей массы, но не разваливаются на части, а выпадают на земную поверхность в виде одиночных метеоритов, могущих нанести или не наносящих урон разной степени тяжести [Катастрофическое воздействие..., 2005; Андрущенко и др. 2007а; Стулов, 2008; Астероидно-кометная опасность..., 2010, 2015; Сызранова, Андрущенко, 2016].

Четвертая группа – это еще менее прочные метеороиды, которые при взаимодействии с атмосферой не только теряют большую часть своей массы, но и распадаются на фрагменты под воздействием аэродинамических нагрузок. Их фрагменты также выпадают на земную поверхность в виде метеоритов, наносящих ущерб разной степени тяжести, либо продолжают дальше распадаться до мелкой консистенции, сгорающей в плотных слоях атмосферы [Иванов, Рыжанский, 1997; Стулов, 2008; Сызранова, Андрущенко, 2016; Андрущенко и др., 2018б].

Пятая группа – это метеороиды, которые на некоторой стадии движения в атмосфере «взрываются», превращаясь в рой осколков различных размеров [Покровский, 1964; Мартынюк, 1976; Невский, 1978; Григорян, 1979; Барелко и др., 2014; Андрущенко и др., 2018а].

Предметом изучения в настоящей главе являются небесные тела всех этих групп.

3.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим проблему входа метеорных тел в атмосферу Земли. Крупные тела (> 100 м) долетают до поверхности Земли, почти не потеряв свою скорость и энергию, вызывают образование кратеров и приводят к катастрофе. Мелкие тела (размером < 1 см) сгорают на очень больших высотах. Тела промежуточных размеров большей частью разрушаются и сгорают на высотах ~ 20 – 40 км, вызывая яркие вспышки (метеоры), образуя УВ и облака продуктов горения.

Процессы, происходящие при движении метеорных тел в атмосфере с гиперзвуковой скоростью, связаны с чрезвычайно высокими температурами, возникающими в ударном слое около обтекаемого тела, что приводит к интенсивному испарению материала метеорита и другим процессам абляции (шелушению, плавлению и сдуванию пленки расплава с поверхности). Кроме того, на определенной высоте полета давление в ударном слое (силовая нагрузка) может сравниться с величиной прочности материала метеороида, в результате чего происходит фрагментация тела, причем часто многократная.

Рассматривается модель, описывающая падение метеороида в атмосфере Земли. Одним из важных аспектов в этой модели является нахождение закона движения его центра массы; другим – определение параметров обтекания тела

с учетом эффектов абляции, теплопередачи, излучения, механического разрушения. Изменения скорости метеороида V , массы M , угла наклона вектора скорости к горизонту θ описываются уравнениями физической теории метеоров [Левин, 1956]:

$$M \frac{dV}{dt} = Mg \sin \theta - C_D S_{mid} \frac{\rho V^2}{2} - fV \frac{dM}{dt}, \quad (3.1)$$

$$MV \frac{d\theta}{dt} = Mg \cos \theta - \frac{MV^2 \cos \theta}{R_E + z} - C_N S_{mid} \frac{\rho V^2}{2}, \quad (3.2)$$

$$H_{eff} \frac{dM}{dt} = -C_H S_{mid} \frac{\rho V^3}{2}, \quad (3.3)$$

$$\frac{dz}{dt} = -V \sin \theta. \quad (3.4)$$

Здесь C_D , C_N , C_H – коэффициенты лобового сопротивления, подъемной силы, теплопередачи к поверхности тела, соответственно; f – коэффициент реактивной отдачи ($-1 \leq f \leq 1$); S_{mid} – площадь поперечного сечения тела; R_E – радиус Земли; H_{eff} – эффективная энтальпия испарения материала метеороида; z – высота его положения над поверхностью Земли. Изменение плотности воздуха с ρ высотой z задается формулой:

$$\rho = \rho_0 \exp(-z/h), \quad (3.5)$$

где ρ_0 – плотность атмосферы при $z = 0$, h – характерная шкала высоты:

$$h = - \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right)^{-1}. \quad (3.6)$$

В атмосфере Земли для высот $H < 120$ км среднее значение $h \sim 7$ км.

Площадь поперечного сечения или площадь миделя S_{mid} в общем случае величина переменная, так как масса метеорного тела меняется с высотой:

$$\frac{S_{mide}}{S_{mid}} = \left(\frac{M_e}{M} \right)^\mu. \quad (3.7)$$

Индекс «e» соответствует параметрам входа тела в атмосферу. Величина параметра μ характеризует влияние изменения формы тела из-за уноса его массы. При $\mu = 2/3$ унос происходит равномерно по всей поверхности. Необходимым условием для этого является быстрое и беспорядочное вращение метеорного тела, обеспечивающее равномерный унос массы со всей поверхности. В другом предельном случае – ориентированного движения без вращения – максимальный нагрев, и, следовательно, унос массы приходится на окрестность критической точки тела. Этот случай эквивалентен допущению о постоянстве миделевого сечения, то есть $S_{mid} = \text{const}$, а $\mu = 0$.

Одной из трудностей в рассматриваемой задаче является неопределенность формы летящего метеороида. Космические тела имеют различную форму, как правило, несимметричную. К тому же они могут быть произвольно ориентированы в полете или хаотично вращаться. Данных о вращении метеорных тел мало, однако изучение выпавших метеоритов показывает, что подавляющее большинство из них имеет признаки взаимодействия с атмосферой, равномерно распределенные по всей поверхности тела [Бронитэн, 1995].

В зависимости от высоты движения метеороида в атмосфере, а, следовательно, от плотности атмосферы можно выделить три режима обтекания:

1) свободномолекулярный, когда рассматривается движение отдельных частиц, для этого режима обтекания трение и теплообмен рассчитываются из условия однократного столкновения молекул газа с поверхностью;

2) переходный режим;

3) континуальный режим, когда воздух считается сплошной средой.

Основным параметром, определяющим, какой из этих режимов обтекания реализуется, является число Кнудсена K_n , которое определяется как отношение длины свободного пробега молекул к характерному размеру тела.

Классификация по числу K_n следующая:

– $K_n > 10$ – свободномолекулярный режим;

– $0.1 < K_n < 10$ – переходный (промежуточный) режим;

– $K_n < 0.1$ – континуальный режим обтекания.

Если режим течения свободномолекулярный или переходный, то изменением массы метеороида можно пренебречь, так как абляция и разрушения тела на этих высотах не происходит (как правило, до высот ~ 80 км). В этом случае можно рассматривать систему уравнений движения тела без уравнения уноса массы (1.3). Коэффициент C_D можно считать зависящим от числа Кнудсена, причем он убывает с высотой и меняется в пределах $2 \geq C_D \geq 0.92$ при изменении K_n от 10 до 0.1 [Коробейников, 1996].

3.2. ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ КОСМИЧЕСКИМ ТЕЛОМ И ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ

Проблема теплообмена движущихся с гиперзвуковой скоростью тел с окружающей средой разработана достаточно полно (см. например, [Суржиков, Шувалов, 2013]). Это связано в первую очередь с исследованиями полетов космических аппаратов (КА) и организацией их тепловой защиты. В метеорной же физике знание коэффициента теплообмена необходимо для максимально приближенной к реальности оценки поведения космических тел при движении в атмосфере. Отличие физико-химических процессов, сопровождающих падение метеороидов в атмосфере, от процессов, присущих спуску КА, состоит в следующих моментах:

1) скорость метеорных тел намного выше скорости КА, в связи с чем в ударном слое реализуются более высокие температуры, что требует рассмотрения более сложных моделей среды, учитывающих свойства реального газа;

2) размеры крупных метеорных тел, как правило, больше размеров КА, поэтому на определенных участках траектории необходимо учитывать радиационные потоки, которые могут на порядки превосходить конвективные потоки к поверхности;

3) вещество метеорных тел радикально отличается от материала теплозащиты КА – оно легче испаряется.

Корректное определение коэффициентов теплообмена и режимов абляции в широком диапазоне параметров движения является одной из главных задач физики метеорных тел. Различают два вида теплообмена – конвективный и радиационный.

При метеорных скоростях за УВ температура может достигать десятков или даже сотен тысяч градусов. При таких температурах воздух уже нельзя считать однородным и необходимо учитывать происходящие в нем физико-химические процессы. Действительно, если температура $T \leq 1000\text{K}$, то состав воздуха определяется азотом (N_2) и кислородом (O_2), молекулярные веса которых близки, поэтому воздух можно считать однородной средой. Такие температуры реализуются при обтекании тел в атмосфере Земли со скоростями, меньшими 1 км/с. С увеличением скорости полета тел температура газа в ударном слое быстро возрастает, возбуждаются колебательные степени свободы молекул. При температуре $T \geq 2000\text{K}$ начинается диссоциация молекул кислорода, а при $T \geq 4000\text{K}$ – азота. В диапазоне температур $T \sim 2000\text{--}4000\text{K}$ характерное время диссоциации много больше времени колебательной релаксации молекул, поэтому эти процессы можно рассматривать независимо, не учитывая их взаимного влияния. При дальнейшем повышении температуры отсутствует равновесие между внутренними (колебательными, вращательными, электронными) и поступательными степенями свободы и имеют место ионизация и неравновесное излучение. При температурах порядка $\sim 10000\text{K}$ воздух становится многокомпонентной смесью газов (N_2 , N , O_2 , O , N^+ , e и др.), которую можно рассматривать как смесь, состоящую из молекул, атомов, ионов и электронов. Кроме того, при высоких температурах ($T \geq 10000\text{K}$) времена колебательной релаксации и диссоциации становятся величинами одного порядка и независимо эти процессы рассматривать нельзя, к тому же в общем случае необходимо учитывать возбуждение электронных состояний, ионизацию и излучение.

Если рассматривать движение тел с характерными линейными размерами ~ 1 м, со скоростями $V < 10$ км/с в атмосфере Земли, то в данных условиях неравновесное излучение можно не учитывать. Оно начинает проявляться при больших характерных размерах тела [Brown, 1985] или при больших скоростях движения тел.

В зависимости от соотношения скоростей протекания реакций и газодинамических процессов могут реализовываться различные типы течений. Если скорость химических реакций очень велика по сравнению со скоростью газодинамического или диффузионного переноса, то состояние газа можно считать равновесным. Когда характерные времена реакций много больше характерного времени обтекания, то течения называются замороженными. Равновесные

режимы течений для атмосферы Земли для тел с характерным размером $\sim 1\text{ м}$ имеют место на небольших высотах ($< 30\text{ км}$), замороженные – на больших высотах: ($> 80\text{ км}$) [Лунев, 1975]. Между ними существует обширная область неравновесного обтекания.

Задача о конвективном теплообмене при движении тел в газе решается на основе полной системы уравнений Навье-Стокса. Упрощения этой системы достигаются в предельных случаях: малых и больших числах Рейнольдса, определяющих относительную роль конвекции и вязкости в уравнениях импульса. При больших числах Рейнольдса, которые реализуются в плотных слоях атмосферы, теория теплообмена строится на основе теории пограничного слоя.

Классическая постановка задачи об определении теплопередачи в высоко-температурном пограничном слое в окрестности критической точки сферического тела и ее решения приводятся в работе [Fay, Riddell, 1958].

В работе [Андрущенко и др., 2007в] с помощью метода последовательных приближений находится решение системы уравнений пограничного слоя в химически реагирующей смеси газов в случаях химически равновесного и замороженного пограничных слоев и используется для практических целей – оценки тепловых потоков к поверхности тел, движущихся в атмосферах планет. С помощью анализа полученных соотношений, а также результатов численных расчетов неравновесных газовых смесей определяются параметры, влияющие на конвективную теплопередачу к поверхности тел в широком диапазоне условий обтекания. Получены формулы для быстрой оценки тепловых потоков в критической точке, зависящие от параметров траектории тела, движущегося в атмосфере Земли.

Согласно результатам работы [Андрущенко и др., 2007в], для равновесного пограничного слоя в случае «холодной» стенки конвективный тепловой поток q_k в критической точке сферического тела радиуса R запишется в виде:

$$q_k \approx 3.3 \times 10^{-5} \left(\frac{\rho_\infty}{R} \right)^{1/2} V_\infty^{3.2}, \text{ Вт/м}^2. \quad (3.8)$$

Здесь R – в м, ρ_∞ – в кг/м^3 , V_∞ – в м/с. Индекс « ∞ » соответствует параметрам набегающего потока.

В работе [Фенстер, 1965] проведены расчеты для моделей, учитывающих кроме реакций диссоциации реакции ионизации воздуха. В случае равновесных реакций получена следующая формула для теплового потока в критической точке сферического тела радиуса R :

$$q_k \approx 0.635 \times 10^{-9} \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_0 R} \right)^{1/2} V_\infty^{2.862} (\text{кВт/см}^2). \quad (3.9)$$

Здесь R выражено в см, V_∞ – в м/с, ρ_0 – плотность атмосферы на уровне моря.

Значения теплового потока, рассчитанные разными способами, для гиперзвуковых скоростей согласуются с допустимой точностью (до 30%).

Однако основным видом теплообмена при гиперзвуковом движении метеорного тела является радиационный теплообмен. В настоящее время имеется ряд численных решений задачи обтекания в рамках радиационной газовой динамики. В прикладных задачах, как правило, применяются эмпирические формулы для оценки радиационного потока к поверхности тела. Коэффициент теплопередачи лучистого теплообмена определяется как

$$C_{Hr} = q_r / (0.5 \rho_\infty V_\infty^3),$$

где q_r – радиационный тепловой поток к поверхности.

Для коэффициента теплопередачи в критической точке сферического тела предложена следующая формула [ReVelle, 1976]:

$$C_{Hr} = f \times e^{A_1} \rho^{A_2 + A_3 V^{-1}} R^{A_4 + A_5 V + A_6 V^2} V^{A_7 + A_8 V + A_9 V^2 - 3}. \quad (3.10)$$

Здесь A_i – числовые коэффициенты, определяемые экспериментально. Выражение (3.10) верно для определенных значений плотности, скорости набегающего потока и размеров обтекаемого тела. В работе [Ханукаева, 2002] эта формула скорректирована для более широкого диапазона исходных параметров следующим образом:

$$C_{Hr} = 1.9576 \times 10^{-38} \times r_1 \times r_2,$$

где

$r_1 = \rho^{0.0754} V^{84.9769/\ln V}$	$V \geq 20 \text{ км/с}$
$r_1 = \rho^{1.32 - 0.01223V - 1} V^{-51.89 - 1.558V + 0.02659V^2 - 3}$	$10.67 < V < 20 \text{ км/с}$
$r_1 = \rho^{0.1895 - 1} V^{-0.51087(10.67 - V)^{1.7} + 35.2834}$	$V \leq 10.67 \text{ км/с}$
$r_2 = 450^{0.248}$	$R \geq 4.5 \text{ м} \quad V \geq 20 \text{ км/с}$
$r_2 = R^{0.248}$	$R < 4.5 \text{ м} \quad V \geq 20 \text{ км/с}$
$r_2 = 450^{1.688 - 0.1796V + 0.005381V^2}$	$R \geq 4.5 \text{ м} \quad 10.67 < V < 20 \text{ км/с}$
$r_2 = R^{1.688 - 0.1796V + 0.005381V^2}$	$R < 4.5 \text{ м} \quad 10.67 < V < 20 \text{ км/с}$
$r_2 = 450^{0.3842}$	$R \geq 4.5 \text{ м} \quad V \leq 10.67 \text{ км/с}$
$r_2 = R^{0.3842}$	$R < 4.5 \text{ м} \quad V \leq 10.67 \text{ км/с}$

Здесь плотность ρ выражена в г/см^3 , радиус R – в см, скорость V – в км/с.

Суммарный тепловой поток к поверхности тела определяется как $q = q_k + q_r$.

Если тепловой поток к поверхности тела велик, то он вызывает интенсивное испарение вещества его поверхности, то есть, вдув метеорных паров в приповерхностную область. Если скорость вдува небольшая, то его учет проводится

в рамках теории пограничного слоя [Шевелев, 1986]. Интенсивным же вдувом считается такой расход вдуваемого газа $(\rho V)_w$, который соизмерим с удельным расходом $(\rho V)_\infty$ набегающего потока. При наличии интенсивного вдува картина обтекания тела сильно меняется. Вблизи поверхности образуется слой паров, толщина которого зависит от интенсивности вдува и давления набегающего потока, то есть от плотности воздуха и скорости тела. Как показано в работе [Шевелев, 1986], при достижении величины безразмерной скорости вдува $(\rho V)_w / (\rho V)_\infty = 0.2$ конвективный тепловой поток падает на порядок. При дальнейшем увеличении скорости вдува происходит отрыв пограничного слоя от поверхности, и тогда конвективный тепловой поток полностью блокируется, а аэродинамический нагрев сводится лишь к радиационному нагреву.

Лучистый тепловой поток может также экранироваться вдуваемым газом, однако полной блокировки не происходит даже при интенсивном вдуве [Румынский, Чуркин, 1974]. Основным количественным фактором, определяющим долю экранируемого потока лучистой энергии, является спектральный состав излучения, а не интенсивность вдува. Поэтому, согласно данным работы [Стулов и др., 1995], коэффициент лучистого теплообмена в критической точке испаряющейся поверхности может быть записан в виде:

$$C_{Hrw} = [1 - \psi_0(V)] C_{Hrb}, \quad (3.11)$$

где $\psi_0(V)$ – степенная функция от скорости полета V : $\psi_0 = \alpha_0 V^{\beta_0}$. Здесь V выражено в км/с, а $\alpha_0 = 0.0059$, $\beta_0 = 1.36$ для воздуха.

Для корректного расчета уноса массы необходимо знание распределения тепловых потоков по лобовой поверхности тела. Распределение конвективных тепловых потоков вдоль обтекаемой поверхности обсуждается во многих работах, например, в [Мурзинов, 1966; Шевелев, Сызранова, 2010]. Показано, что на распределение относительной величины конвективного теплового потока (отнесенной к потоку в критической точке q_{k0}) вдоль сферической поверхности практически не влияет режим обтекания тела и степень неравновесности течения. Это распределение, рассчитанное без учета переноса энергии излучением, практически не зависит от каких-либо определяющих параметров, а является только функцией угла β меридионального сечения, отсчитываемого от направления на критическую точку, то есть довольно хорошо аппроксимируется формулой [Мурзинов, 1966]:

$$q_k / q_{k0} = (0.55 + 0.45 \cos 2\beta).$$

Для относительного распределения лучистых тепловых потоков в работе [Апштейн и др., 1986] предлагается следующая зависимость:

$$q_r / q_{r0} = \cos^n \beta_s, \quad (3.12)$$

где β_s – угол между нормалью к головной УВ и направлением движения тела.

Показатель n для скоростей $10 \text{ км/с} < V < 18 \text{ км/с}$ по результатам численного эксперимента определяется как

$$n = 1/(0.051V - 0.43) + 1.811, \quad (3.13)$$

где V – скорость движения тела в км/с.

В случае осесимметричных течений для определения угла β_s можно воспользоваться приближенной зависимостью [Апитейн и др., 1986]:

$$\beta_s = \beta - \arctg[0.164 \sin \beta / (\sqrt{1 - 0.698 \sin^2 \beta} + \cos \beta)]$$

Сравнение относительных распределений лучистого и конвективного тепловых потоков по поверхности сферы представлено на рис. 3.1.

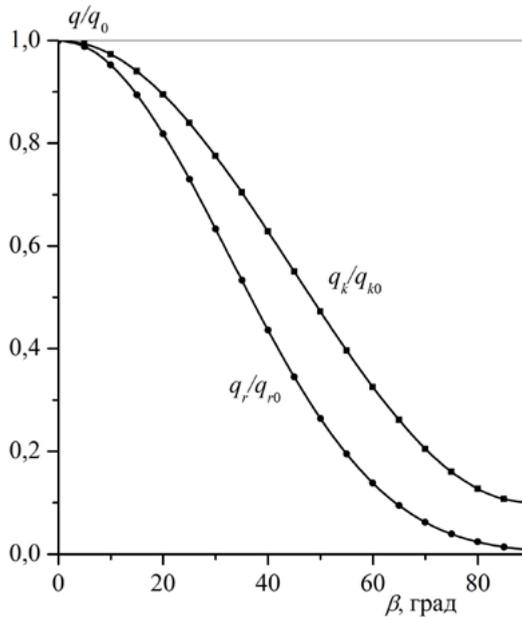


Рис. 3.1

Видно, что с увеличением расстояния от критической точки относительные величины лучистых тепловых потоков падают более быстро, чем конвективных потоков. Заметим также, что, согласно формулам (3.12) и (3.13), распределение лучистых тепловых потоков зависит от скорости полета. Данные на рис. 3.1 получены при скорости метеороида $V = 17 \text{ км/с}$.

Таким образом, зная распределения лучистого и конвективного тепловых потоков по образующей сферического тела, можно вычислить соответствующий коэффициент теплоотдачи.

3.3. О МЕХАНИЗМАХ РАЗРУШЕНИЯ МЕТЕОРОИДОВ В АТМОСФЕРЕ

3.3.1. Унос массы под действием тепловых потоков

Характерной особенностью метеорных процессов является преимущество процесса испарения над торможением при больших скоростях полета. Большинство метеорных тел испаряются практически при постоянной скорости [Halliday et al., 1996.]. В связи с этим рассмотрим решение системы уравнения (3.3) с учетом предположения постоянства скорости метеороида, то есть определим изменение массы метеороида под действием интенсивных тепловых нагрузок, действующих на поверхность тела в атмосфере. Уравнение (3.3) представим в следующем виде:

$$H_{\text{eff}} \frac{dM}{dz} \frac{dz}{dt} = -C_H S_{\text{mid}} \frac{\rho V^3}{2} \quad (3.14)$$

Предположим, что площадь миделя и объем тела связаны следующей зависимостью (индекс «е» соответствует условиям входа тела в атмосферу):

$$\frac{S_{\text{mide}}}{S_{\text{mid}}} = \left(\frac{M_e}{M} \right)^\mu \quad (3.15)$$

С учетом (3.4) и (3.15) уравнение (3.14) запишется в виде:

$$\frac{dM}{M^\mu} = C_H S_{\text{mide}} \frac{\rho V^2}{2 H_{\text{eff}} M_e^\mu \sin \theta} dz \quad (3.16)$$

Предположим, что $C_H \approx \text{const}$, тогда интегрируя (3.16) с учетом (3.6), получим аналитическое решение изменения массы тела при движении его в атмосфере с постоянной скоростью:

$$M = M_e \left(1 - \frac{(1-\mu) C_H S_{\text{mide}} \rho h V^2}{2 H_{\text{eff}} M_e^\mu \sin \theta} \right)^{1/(1-\mu)}. \quad (3.17)$$

В случае быстрого и беспорядочного вращения метеорного тела, обеспечивающего равномерный унос массы со всей поверхности при $\mu = 2/3$, получится

$$M = M_e \left(1 - \frac{C_H S_{\text{mide}} \rho h V^2}{6 H_{\text{eff}} M_e \sin \theta} \right)^3. \quad (3.18)$$

В случае ориентированного движения без вращения ($\mu = 0$) получится

$$M = M_e \left(1 - \frac{C_H S_{\text{mide}} \rho h V^2}{2 H_{\text{eff}} M_e \sin \theta} \right). \quad (3.19)$$

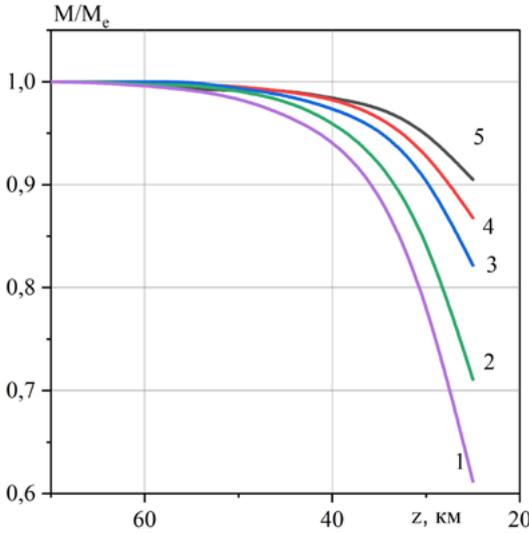


Рис. 3.2

метеороидов разного размера, входящих в атмосферу с параметрами $V_e = 17$ км/с; $\theta_e = 14^\circ$. Видно, что для данных параметров входа в плотных слоях атмосферы коэффициент теплопередачи меняется незначительно и варьируется в зависимости от размера тела в пределах 0.1–0.2.

Из уравнений (3.18)–(3.19) видно, что при равных значениях коэффициента теплоотдачи и эффективной энтальпии разрушения материала тела меньших размеров теряют большую долю массы за счет абляции, что демонстрирует рис. 3.2, на котором приведено относительное изменение массы метеороидов вдоль траектории сферических форм с радиусом R ($V_e = 17$ км/с; $\theta_e = 14^\circ$), кривая 1 – $R = 1$ м; 2 – 3 м; 3 – 5 м; 4 – 7 м; 5 – 10 м.

На рис. 3.3. представлен суммарный коэффициент теплопередачи $C_H = C_{Hr} + C_{Hk}$ в критической точке для сферических

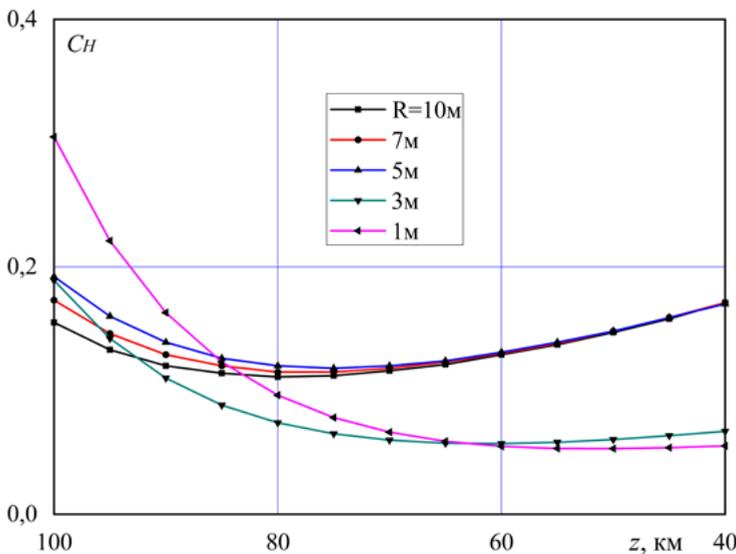


Рис. 3.3

Изменение формы лобовой поверхности метеороидного тела в зависимости от времени полета можно рассчитать с помощью уравнения баланса энергии в любой точке поверхности в предположении, что поток энергии целиком рас-

ходуется на испарение материала тела [Стулов и др., 1995]. Пусть $R = R(\varphi, t)$ – форма меридионального сечения тела в момент времени t , представленная в полярных координатах. В случае предположения, что весь тепловой поток к поверхности тела q_w расходуется на унос массы dM , можно записать:

$$q_w dt ds = H_{eff} dM, \quad dM = \rho_T ds dr \cos(\vartheta - \varphi). \quad (3.20)$$

Здесь ds – элементарная площадка, H_{eff} – эффективная энтальпия разрушения материала, ρ_T – плотность материала тела, ϑ – угол между направлением оси тела и внешней нормалью к поверхности:

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{R \operatorname{tg} \varphi - dR/d\varphi}{R + (dR/d\varphi) \operatorname{tg} \varphi} \quad (3.21)$$

Формулы (3.20) и (3.21) приводят к дифференциальному уравнению для переменной формы тела [Стулов и др., 1995]:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{q_w(\vartheta, t)}{\rho_T H_{eff} \cos(\vartheta - \varphi)} \quad (3.22)$$

Величину теплового потока к поверхности $q_w(\vartheta, t)$ можно оценить с помощью зависимостей, представленных в разделе 3.2. Например, распределение лучистого теплового потока на испаряющейся поверхности (с учетом экранировки теплопередачи) запишется в виде:

$$q_{rw}(\vartheta, t) = q_{r0} \cos^{n(V)} \vartheta, \\ C_H = \frac{\int q_{r0} \cos^{n(V)} \vartheta d\sigma}{\frac{1}{2} \rho V^3 S_{mid}} = C_{H_0} \frac{\int (1 - \psi_0(v)) \cos^{n(V)} \vartheta d\sigma}{S_{mid}}. \quad (3.23)$$

Здесь считается, что коэффициент экранировки излучения слабо зависит от угла ϑ .

3.3.2. Фрагментация метеороидов

Расчет абляции метеорного тела требует учета его дробления. Дробление или фрагментация метеорных тел в полете давно установленный в метеорной физике факт (см., например, [Baldwin, Sheaffer, 1971]). Оно наблюдалось многократно как визуально, так и фотографическими методами. Примерно половина больших тел ($> 1\text{ м}$) дробится в полете, не долетая до поверхности Земли. После дробления на мелкие осколки происходит их быстрое и яркое сгорание в виде вспышки [Бронштэн, 1981].

Фрагментация метеороидов может проявляться по-разному, например, в форме квазинепрерывного поверхностного дробления (пиролиза), когда под воздействием касательных и нормальных аэродинамических сил, ослабления за счет возможного пиролиза и выдува летучих компонентов, дефектов плавления, трещин, термонапряжений поверхность тела эрозирует – происходит от-

деление и унос твердых частиц и отдельных фрагментов различных размеров, которые сгорают в ударном слое [Турский, 2021].

В других предельных случаях тело может распадаться на несколько крупных отдельных фрагментов, летящих потом независимо друг от друга («gross fragmentation» [Ceprecha, Revelle, 2005]), или весь объем тела дезинтегрируется сразу на множество мелких фрагментов.

Существует множество моделей фрагментации метеорных тел, однако до сих пор остается открытым вопрос о построении адекватной математической модели этого физического явления.

Если метеороид быстро дробится на мелкие фрагменты, то образующаяся раздробленная масса ведет себя подобно жидкости. В работе [Григорян, 1979] принято, что при достижении в ударном слое величины давления, соответствующего значению напряжения разрушения тела, происходит его интенсивное дробление за время, равное D/c_i , где D – диаметр тела, c_i – «объемная» скорость звука в теле. В этом случае масса раздробленного тела будет растекаться в стороны под действием аэродинамического напора, причем облако фрагментов будет деформироваться: сжиматься в продольном направлении и расширяться в поперечном. В работе [Коробейников и др., 1994] принимается локальный критерий разрушения под воздействием максимальных касательных напряжений $\tau_{\max} \geq \sigma$, где σ – прочность тела на разрушение. Считается, что в этот момент происходит глобальное разрушение тела. Аналитические оценки скорости расширения облака фрагментов проводились многими авторами, причем были выведены различные соотношения, связывающие скорость расширения поперечного размера тела с параметрами набегающего потока.

Например, в работе [Брыкина, 2018] рассмотрено движение сфероида, представляющего собой облако фрагментов и паров, движущееся с общей УВ. Под действием аэродинамических сил первоначальная форма этого сфероида деформируется в сплюснутый сфероид, в итоге было получено соотношение для скорости увеличения радиуса миделева сечения сфероида с учетом меняющейся плотности облака фрагментов за счет увеличения промежутков между ними.

В работе [Брыкина и др., 2019] рассматриваются и сравниваются четыре модели дробления метеороида на фрагменты: 1 – модель, предложенная в работах [Григорян, 1979; Григорян и др., 2013]; 2 – модель, предложенная в работе [Hills, Goda, 1993]; 3 – модель, предложенная в работе [Брыкина, 2018]; 4 – модель – модификация модели 3.

В первых двух моделях (общепринятых) рассматривается движение облака фрагментов с общей УВ и получены следующие уравнения для изменения радиуса миделева сечения R_s тела в зависимости от времени без учета изменения формы метеороида (фактически для шара):

$$\frac{dR_s}{dt} = c \left(\frac{\rho}{\delta_e} \right)^{1/2} V, \quad (3.24)$$

где $c = \text{const}$: $c = 1$ в модели 1, $c = (7/2)^{1/2}$ в модели 2; ρ – плотность атмосферы; δ_e – начальная плотность метеороида; V – его скорость. Решение уравнения

(3.24) в моделях 1 и 2 определяется полностью начальными данными и в полученном решении не учитывается влияние изменения массы метеороида вследствие абляции на величину R_s .

В модели 3 предполагается реализация двух процессов: сплющивание метеороида, т.е. трансформация его в эллипсоид с соотношением полуосей $a = k \geq 1$ и уменьшение его плотности за счет увеличения промежутков между фрагментами:

$$\delta = \delta_e / \gamma^3,$$

где δ – текущая плотность метеороида, γ – параметр уменьшения плотности.

В работе [Брыкина и др., 2019] было получено следующее соотношение для изменения радиуса миделева сечения R_s облака фрагментов:

$$\frac{dR_s}{dt} = \frac{1}{k^{1/2}} \left(\frac{\gamma^3 \rho}{\delta_e} \right)^{1/2} V, \quad k = \frac{4\pi\delta_e}{3} \frac{R_s^3}{M\gamma^3},$$

где M – масса метеороида в текущий момент времени.

Модель 4 отличается от модели 3 тем, что в ней ограничивается рост параметра k . Таким образом, модели 3 и 4 отличаются от моделей 1 и 2 тем, что в них учитывается скорость увеличения радиуса миделева сечения R_s в зависимости от текущей массы метеороида M , которая определяется с учетом решения совместных уравнений движения и абляции метеороидов. В работе [Брыкина и др., 2019] было выявлено, что модели 1 и 2 дают высоту пика яркости, например, для Челябинского болида на несколько километров выше наблюдаемой. В этой же работе установлено, что решение для энерговыделения, полученное с помощью модели 3, удовлетворительно согласуется с данными наблюдений до высоты 27 км, а на более низких высотах необходимо учитывать независимое движение фрагментов. Перечисленные приближенные подходы могут давать результаты, отличающиеся в 2–3 раза, поэтому детальное сравнение результатов расчетов по этим моделям может дать лишь некоторую оценку их точности [Светцов, 1996].

В работе [Егорова, 2011] решение задачи о напряженно-деформированном состоянии упругого тела шарообразной формы при его входе с гиперзвуковой скоростью в атмосферу Земли получено в виде ряда по полиномам Лежандра для случая гиперзвукового режима обтекания вязким газом в квазистационарной постановке. В этой работе, применяя энергетический критерий Губерта-Мизеса-Генки, аналитически найдены предельные напряжения, при которых начинается разрушение тела, что позволило судить о характере его разрушения и оценить высоты, на которых могло начаться разрушение некоторых известных метеороидов.

Постановка задачи следующая. Рассматривается однородный упругий шар радиуса R , движущийся поступательно с гиперзвуковой скоростью вертикально к поверхности Земли. При гиперзвуковом обтекании на поверхность шара действуют нормальные и касательные напряжения, а внутри него возникает соответствующее напряженное состояние. В некоторый момент времени, т.е.

на определенной высоте, напряжения внутри шара могут достигнуть критического значения (предела прочности) и начинается разрушение. Задача состоит в определении высоты, на которой достигаются такие предельные напряжения при заданной скорости полета \mathbf{V} , приводящие к разрушению метеороида. Напряженное состояние ищется в рамках статической линейной теории упругости в неинерциальной системе координат, в которой шар покоится [Лурье, 1955]. Исходное уравнение Ламе в этом случае имеет вид:

$$\frac{1}{1-2\nu} \text{grad div } \mathbf{u} + \Delta \mathbf{u} = \frac{\delta}{G} \frac{d\mathbf{V}}{dt} - \frac{K}{G}, \quad K = -\delta \frac{dV}{dt} = -\frac{3\mathbf{F}}{4\pi R^3}, \quad (3.25)$$

$$\sigma_r = \sigma(\theta), \quad \tau_{r\theta} = \tau(\theta), \quad r = R,$$

где \mathbf{u} – вектор перемещений; σ_r – нормальное давление на поверхности шара; $\tau_{r\theta}$ – касательное напряжение на его поверхности; ν – коэффициент Пуассона; G – модуль сдвига; R – радиус шара; r, θ – сферические координаты; K – объемная плотность сил инерции; \mathbf{F} – суммарная сила, действующая на шар, вызванная сопротивлением атмосферы; δ – плотность материала тела. При гиперзвуковом обтекании шара-метеороида нормальное и касательное напряжения на его поверхности задаются в виде [Лунев, 2007]:

$$\{\sigma(\theta), \tau(\theta)\} = \begin{cases} \rho V^2 \{-\alpha \cos^2 \theta, \beta \cos \theta \sin \theta, 0 \leq \theta \leq \pi/2\} \\ 0, \pi/2 \leq \theta \leq \pi \end{cases}, \quad (3.26)$$

здесь α и β – аэродинамические коэффициенты сопротивления; ρ – плотность атмосферного воздуха, определяемая в изотермической атмосфере экспоненциальным законом $\rho(z) = \rho_0 \exp(-z/h)$, $\rho_0 = \rho(0)$, z – высота, отсчитываемая от поверхности планеты; $\alpha = O(1)$, $\beta \rightarrow 1$ при числе Рейнольдса Re , стремящемся к нулю (верхние слои атмосферы), при больших числах Рейнольдса $\beta \sim Re^{-1/2} \rightarrow 0$ (нижние слои атмосферы).

Уравнение теории упругости в перемещениях представляется в виде:

$$\frac{1}{1-2\nu} \text{grad div } \mathbf{u} + \Delta \mathbf{u} = -\frac{3\rho}{8RG} V^2 c_D \mathbf{k}.$$

Здесь \mathbf{k} – единичный вектор в направлении скорости движения, $V = |\mathbf{V}|$. Коэффициент сопротивления $c_D = \alpha + \beta$ меняется от 2 (в режиме свободно-молекулярного гиперзвукового обтекания) до 1 (в континуальном режиме обтекания).

Решение задачи в работе [Егорова, 2011] ищется как сумма частного решения неоднородного уравнения и общего решения однородной задачи. Частное решение неоднородного уравнения (3.25) запишется как

$$\bar{u}_r = -\frac{3}{32} \frac{c_D \rho V^2}{GR} r^2 \cos \theta \frac{1-2\nu}{1+\nu}, \quad \bar{u}_\theta = -\frac{3}{32} \frac{c_D \rho V^2}{GR} r^2 \sin \theta \frac{1-2\nu}{1+\nu}.$$

Решение однородной задачи

$$\frac{1}{1-2\nu} \text{grad div} \mathbf{u}^0 + \Delta \mathbf{u}^0 = 0$$

$$\sigma_r^o = \begin{cases} -\alpha \rho V^2 \cos^2 \theta + \frac{3}{8}(\alpha + \beta) \rho V^2 \cos \theta, & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}, r = R \\ \frac{3}{8}(\alpha + \beta) \rho V^2 \cos \theta, & \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi, r = R \end{cases}$$

$$\tau_{r\theta}^o = \begin{cases} -\beta \rho V^2 \cos \theta \sin \theta, & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ 0, & \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi \end{cases}$$

ищется в виде рядов по полиномам Лежандра [Лурье, 1955]:

$$u_r^0 = \sum_{n=0}^{\infty} [A_n(n+1)(n-2+2\nu)r^{n+1} + B_n n r^{n-1}] P_n(\cos \theta),$$

$$u_{r\theta}^0 = \sum_{n=0}^{\infty} [A_n(n+5-4\nu)r^{n+1} + B_n n r^{n-1}] \frac{dP_n(\cos \theta)}{d\theta}.$$

При учете граничных условий находятся значения первых шести коэффициентов в этих рядах и после подстановки их в выражения для перемещений получается решение задачи для однородного уравнения [Егорова, 2011]. Таким образом, находится точное решение системы уравнений теории упругости для полей перемещений внутри шара при заданных значениях скорости его центра масс и плотности атмосферного газа:

$$u_r = -\xi r^2 \frac{1-2\nu}{1+\nu} P_1(\theta) + u_r^0, \quad u_\theta = \xi r^2 \frac{1-2\nu}{1+\nu} \frac{dP_1}{d\theta} + u_\theta^0, \quad \xi = \frac{3}{32}(\alpha + \beta) \frac{\rho V^2}{GR}.$$

Компоненты тензоров деформаций и напряжений определяются по известным формулам теории упругости [Лурье, 1955].

Напряженное состояние оценивается с использованием второго инварианта тензора упругих напряжений I_2 [Беляев, 1976].

Картина распределения упругих напряжений, рассчитанная с помощью полученных формул в работе [Егорова, 2011], приводится на рис. 3.4 при $\nu = 0.2$, $\alpha = 1$ и разных β . Здесь $\tau_i = 2\sqrt{6}\sqrt{I_2}/(\alpha \rho V^2)$

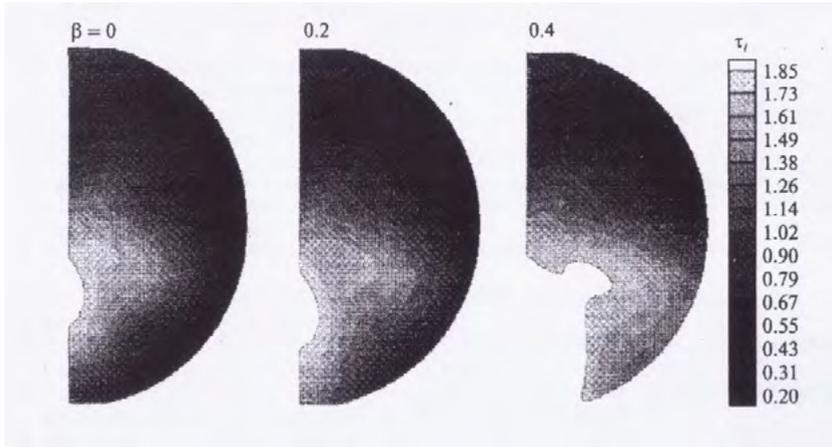


Рис. 3.4

На рис. 3.4 более светлые области соответствуют более высокому напряжению.

В работе [Егорова, 2011] показано, что опасные упругие напряжения возникают за счет аэродинамических сил внутри шара ближе к его наветренной стороне. Область опасных напряжений имеет форму шара, смещенного к наветренной стороне. Учет касательных напряжений приводит к тому, что опасные нагрузки еще более смещаются к критической точке и при определенных условиях начинают занимать всю наветренную полусферу. Возникновение внутри шара областей с критическим значением напряжений может привести к его разрушению. В качестве условия прочности считается, что плотность потенциальной энергии изменения формы $\sqrt{3}\tau_i$ должна быть меньше ее критического значения σ_* (энергетический критерий Губерта–Мизеса–Генки) [Беляев, 1976]:

$$\sqrt{3}\tau_i = \sqrt{3I_2} < \sigma_*.$$

Из этого условия можно найти высоту, на которой произойдет разрушение тела. Предполагается, что на участке траектории, где происходит разрушение, скорость шара мало меняется. Тогда величина второго инварианта будет зависеть только от плотности атмосферы, которая, в свою очередь, зависит от высоты:

$$\frac{\sigma_*}{\sqrt{3I_2(0)_{\max}}} = \frac{\rho(z)}{\rho(0)} = \exp(-z/h).$$

Отсюда находится высота z , на которой тело разрушается:

$$z = h \ln \frac{\sqrt{3}\sqrt{I_2(0)_{\max}}}{\sigma_*},$$

где $I_2(0)_{\max}$ – максимальное значение инварианта I_2 внутри шара на высоте $z = 0$.

Разрушение тела начинается, когда в какой-либо его точке плотность потенциальной энергии изменения формы достигает предела прочности для данного материала, т.е. при

$$z = h \ln \frac{\alpha \rho_0 V^2 \bar{\tau}_{\max}}{2\sqrt{2}\sigma_*}$$

Если же предел прочности достигнут в области, занимающей значительную часть объема тела, то считается, что оно обязательно разрушится. Для нахождения соответствующей высоты достаточно заменить $\bar{\tau}_{\max}$ на $\bar{\tau}_{\min}$.

В качестве примера рассматривается шарообразное тело, предел прочности которого $\sigma_* = 7 \times 10^7$ Н/м², вторгнувшееся в атмосферу со скоростью 20 км/с. Положим следующие определяющие параметры: $h = 6.7$ км, $\rho_0 = 1.29$ кг/м³, $\nu = 0.2$, $\bar{\tau}_{\max} = 1.6$, $\bar{\tau}_{\min} = 0.2$. По полученным формулам высота, на которой тело начнет разрушаться, будет равна 9.5 км, и, согласно данной теории, оно не успеет полностью разрушиться и выпадет на поверхность Земли. А тело, предел прочности которого $\sigma_* = 5 \times 10^6$ Н/м², с такими же параметрами входа разрушится, не достигнув поверхности Земли (высоты, на которых такое тело начнет разрушаться и полностью разрушится, будут, соответственно, равны 27 км и 13 км). Таким образом, получено аналитическое решение задачи о напряженно-деформированном состоянии упругого шара-метеороида, вторгнувшего в атмосферу Земли с гиперзвуковой скоростью.

Модель абляции метеороида с учетом последовательного дробления была предложена в работе [Baldwin, Sheaffer, 1971]. При этом подходе полагается, что в определенные моменты времени метеороид разваливается на N фрагментов-метеороидов, геометрически подобных исходному телу, и имеющих массу m_i :

$$m_i = m/N,$$

где m – текущая масса метеороида. Этот процесс меняет площадь миделя – она (S_*) возрастает по закону:

$$S_* = N^{1/3}S,$$

где S – площадь миделя до фрагментации.

Число фрагментов N , согласно модели дробления [Baldwin, Sheaffer, 1971], определяется из сопоставления скоростного напора с прочностью метеороида:

$$\rho_* V_*^2 = \sigma(N).$$

Считается, что пока число фрагментов мало, прочность определяется пределом прочности на растяжение, т.к. растягивающие напряжения возникают при изгибном нагружении нерегулярной формы. Затем наступает прогрессивное дробление при достижении значений скоростного напора, соответствующих пределу прочности материала на сжатие:

$$\begin{aligned} \sigma(N) &= N\sigma_t \text{ при } N\sigma_t < \sigma_c, \\ \sigma(N) &= \sigma_c \text{ при } N\sigma_t \geq \sigma_c. \end{aligned}$$

Здесь σ_t – прочность на растяжение, σ_c – прочность на сжатие.

Далее предполагается, что N одинаковых фрагментов движутся в образовавшемся рое аэродинамически независимо. Основным недостатком этой модели является допущение об идентичности образовавшихся фрагментов.

Модель быстрого последовательного дробления с учетом масштабного фактора была разработана в работе [Иванов, Рыжанский, 1997]. Согласно этой модели, метеорное тело при накоплении необходимого количества упругой энергии распадается на две равные части. Процесс разрушения тела представляется как цепочка последовательных этапов фрагментации на более мелкие части по мере нарастания аэродинамического сопротивления. Считается, что первоначальное тело и его осколки имеют сферическую форму. Разрушение происходит, когда скоростной напор в ударном слое достигнет критической величины для прочности объекта σ_* , то есть $\sigma_* \sim \rho V^2$.

Упругая энергия за счет сил аэродинамического торможения в первоначальном теле-шаре с радиусом R_e равна:

$$E_e = \frac{\rho^2 V^4}{2E} \frac{4}{3} \pi R_e^3,$$

где E – модуль Юнга. Работа разрушения тела на две части равна $2\gamma_* \pi R_e^2$ (величина $2\gamma_*$ – удельная (на единицу поверхности) энергия разрушения). Таким образом, необходимое условие разрушения на первом этапе:

$$\frac{\rho^2 V^4}{2E} \frac{4}{3} \pi R_e^3 = 2\gamma_* \pi R_e^2 \quad \text{или} \quad \rho^2 V^4 = \frac{3\gamma_* E}{R_e}.$$

Сразу после первого этапа дробления равенство упругой энергии работе разрушения естественно нарушается, так как уменьшается радиус тела. Если скоростной напор ρV^2 продолжает возрастать, то продолжается и накопление упругой энергии в каждом фрагменте. Таким образом, процесс дробления каждого фрагмента на две части продолжается до тех пор, пока на некотором этапе величина скоростного напора ρV^2 не начнет уменьшаться из-за торможения фрагментов. Считается, что на каждом этапе между дроблениями фрагменты движутся аэродинамически независимо. Их траекторию и абляцию вычисляют с помощью методики, рассчитывающей движение единого тела с учетом скачкообразного изменения радиуса тела при каждом дроблении.

Во многих работах, например, [Тирский, Ханукаева, 2008; Андрущенко и др., 2016а] рассматривается одна из моделей последовательного дробления, использующая статистическую теорию прочности. Известно, что структура метеорных тел, проникающих в атмосферу, имеет прочностную неоднородность. Структурно неоднородные тела изучает статистическая теория прочности (см., например, [Weibull, 1951]). В рамках этой теории дробление происходит по дефектам, трещинам, которые присутствуют в космических телах, то есть на процесс фрагментации влияет неоднородность структуры метеорных тел. В результате дробление происходит как процесс последовательных устранений дефектов при возрастании нагрузки путем разрушения тела по этим дефек-

там, так что образующиеся фрагменты каждый раз обладают большей прочностью, чем исходное тело. Таким образом процесс фрагментации завершится, как только скоростной напор начнет убывать. Прочность фрагмента σ_f^* в этом случае запишется в виде:

$$\sigma_f^* = \sigma_e (M_e / M_f)^\alpha, \quad (3.26)$$

где σ_e , M_e – предел прочности и масса метеороида на внеатмосферном участке траектории, σ_f^* , M_f – характеристика прочности и масса фрагмента; показатель α характеризует степень неоднородности материала, чем неоднороднее материал, тем больше α .

При высотах менее 100 км воздействие атмосферы на метеорные тела сводится в основном к нормальному давлению (силы трения на этих высотах малы из-за больших чисел Рейнольдса). Известно, что распределение давления на наветренной стороне сферической поверхности при различных режимах обтекания имеет вид:

$$p \approx k \rho V^2 \cos \beta \quad 0 \leq \beta \leq \pi / 2.$$

Здесь для гиперзвуковых скоростей $k = 0.95-0.97$. На подветренной стороне сферы давление близко к нулю.

Поведение метеороида зависит от соотношения его прочностных характеристик (характеристик на сжатие, растяжение, сдвиг) и величины скоростного напора, которая монотонно увеличивается с уменьшением высоты полета до своего максимального значения. Условие начала разрушения запишется в виде:

$$\rho_* V_*^2 = \sigma^*, \quad (3.27)$$

где σ^* – одна из прочностных характеристик. При достижении условия (3.27) начинается фрагментация метеорного тела. Высота начала дробления z_* определяется из условия $\rho_* = \rho_0 \exp(-z_*/h)$. Если считать, что тело еще не успевает затормозиться к моменту дробления ($V_* = V_e$), то

$$z_* = h \ln(\rho_0 V_e^2 / \sigma^*). \quad (3.28)$$

Начиная с этой высоты, движется уже рой дробящихся осколков с увеличивающимся их числом, то есть в рассматриваемой модели в каждый момент движения к набору характерных переменных добавляется N – число фрагментов метеороида. Считается, что все образовавшиеся осколки имеют одинаковую с исходным телом сферическую форму и массу M_f :

$$M_f = M / N. \quad (3.29)$$

С учетом (3.26), (3.27), (3.29) получается формула для числа осколков в зависимости от текущих скоростного напора и суммарной массы всех осколков M :

$$N = \frac{M}{M_*} \left(\frac{\rho V^2}{\rho_* V_*^2} \right)^{1/\alpha} = \frac{M}{M_*} \left(\frac{\rho V^2}{\sigma^*} \right)^{1/\alpha}. \quad (3.30)$$

Параметры со звездочкой относятся к моменту начала дробления.

Если исследовать баллистику роя осколков, то можно использовать уравнения движения для единого тела, но с переменной площадью мишени, определяемой по формуле:

$$S_{mid} = S_{mid*} \frac{M}{M_*} \left(\frac{\rho V^2}{\rho_* V_*^2} \right)^{1/3\alpha}. \quad (3.31)$$

Предполагается, что образующиеся осколки не перекрываются.

В работе [Тирский, Ханукаева, 2008] при постоянном аэродинамическом коэффициенте C_D получается следующее выражение для скорости полета роя осколков:

$$V = V_* \left[1 + \frac{f_*}{1 + 3\alpha} \left(\left(\frac{\rho}{\rho_*} \right)^{\frac{1}{3\alpha+1}} - 1 \right) \right]^{-3\alpha/2}, \quad f_* = \frac{C_D S_{mid*} \rho_* h}{M_* \sin \theta},$$

а для постоянного параметра уноса $\sigma = C_H / (H_{eff} C_D)$ изменение суммарной массы фрагментов имеет вид:

$$M = M_e \exp \left[\frac{\sigma}{2} (V^2 - V_e^2) \right].$$

При этом задача решается в три этапа. На первом этапе рассматривается движение единого тела от высоты входа в атмосферу до высоты начала дробления, на втором – движение роя фрагментов от высоты начала дробления до высоты максимального скоростного напора. На третьем этапе, поскольку считается, что все фрагменты идентичны и движутся независимо, достаточно отслеживать движение только одного фрагмента.

Конечно, это весьма приближенная модель для процесса дробления метеороида: во-первых, считается, что образующиеся фрагменты имеют одинаковую массу и форму (в более корректной постановке необходимо задаваться законом распределения получившихся фрагментов по массам); во-вторых, не учитывается взаимодействие образовавшихся фрагментов между собой на заключительном этапе полета. Процесс дробления тела на равные фрагменты, по-видимому, здесь следует считать среднестатистическим.

Понятно, что возможно множество сценариев фрагментации в зависимости от количества осколков, их форм, размеров и масс, а также от их относительного положения в потоке. Для расчета обтекания конгломерата осколков метеороида разработан, например, эффективный метод моделирования на си-

стеме сеток [Максимов, 2013], который позволяет рассматривать фрагменты различных форм, размеров и масс, а также допускает достаточно произвольное их относительное положение в потоке. Реализуется сопряжение аэродинамического и баллистического расчетов. Сложность решения задачи и громоздкость вычислений заключается в учете взаимной интерференции тел – фрагментов метеороида в системе при их обтекании гиперзвуковым потоком. Метод моделирования обтекания такой системы осуществляется с помощью многосеточного алгоритма. На регулярную сетку с прямоугольными ячейками накладывается система криволинейных сеток, связанных с обтекаемыми объектами. Внешняя регулярная сетка не позволяет адекватно описать вязкие эффекты в следе из-за недостаточного сгущения узлов в соответствующих областях, и моделирование на этой сетке осуществляется посредством уравнений Эйлера. Около поверхности обтекаемых тел строится специальная криволинейная сетка, включающая в себя нормаль к поверхности тела и обеспечивающая сгущение узлов к ней для представления газодинамических функций в вязком слое около нее. Здесь используются уравнения Навье-Стокса в приближении тонкого слоя, в рамках которых учитываются как члены уравнений Эйлера, так и члены пограничного слоя [Максимов и др., 2011]. В приближении пограничного слоя учитываются основные диссипативные процессы, для правильной оценки которых необходимо сгущение узлов по нормали к поверхности тела, что и обеспечивается используемой сеткой. Решения на внешней регулярной и на наборе криволинейных сеток около тел срачиваются с помощью обмена информацией о газодинамических функциях посредством интерполяции [Максимов, 2013; Лукашенко, Максимов, 2017]. Преимущество подобного подхода проявляется в возможности рассмотрения обтекания системы тел различных размеров и форм с достаточно произвольной ее конфигурацией.

После решения задачи обтекания рассчитываются аэродинамические силы, действующие на каждое из тел, по найденному распределению давления. На следующем шаге решаются уравнения движения и проводится перерасчет состояния системы (координат и скорости тел) за некоторый малый интервал времени. Аэродинамические коэффициенты при этом определяются из решения аэродинамической задачи, а значения баллистических параметров – по текущим значениям для каждого из тел. Далее тела перемещаются на сетке решения задачи обтекания – каждое из них на расстояние, соответствующее относительному смещению тел в системе (т. е. за исключением смещения всей системы в среднем). Шаг интегрирования по времени выбирается из условия так, чтобы максимальное смещение тел на сетке для расчета обтекания составляло не более некоторого задаваемого значения. Такое условие необходимо для обеспечения хорошего начального приближения для решения задачи с помощью метода установления и, соответственно, более быстрого процесса установления течения. Причем все газодинамические расчеты проводятся при фиксированном числе Маха. В случае изменения скорости набегающего потока на каждом шаге интегрирования применение метода установления требовало бы дополнительных вычислений и, как следствие, больших временных затрат.

В общем случае скорости разных тел в системе имеют различные значения. Предполагается, что первоначально тела движутся почти с одинаковой скоростью или есть направление, в котором практически и происходит движение конгломерата тел с некоторой средней скоростью. Скорость каждого отдельного элемента может иметь некоторое относительно небольшое отклонение от среднего значения. Именно при среднем значении скорости осуществляется аэродинамический расчет. Если какое-то тело имеет значительно отличающуюся скорость, то оно будет заведомо быстро удаляться от системы, и тогда его движение можно рассматривать независимо от остальных тел системы.

В качестве примера на рис. 3.5 показаны результаты расчета обтекания и разлета системы, состоящей из трех тел-фрагментов, расположенных вначале в вершинах равностороннего треугольника, полученные в работе [Андрущенко и др., 2018а]. Рассматривается обтекание с учетом интерференции, приводящей к появлению расталкивающей силы между тремя фрагментами при начальной их скорости 13 км/с на высоте 22 км. Уже через 0.157с тела разлетаются и далее движутся автономно.

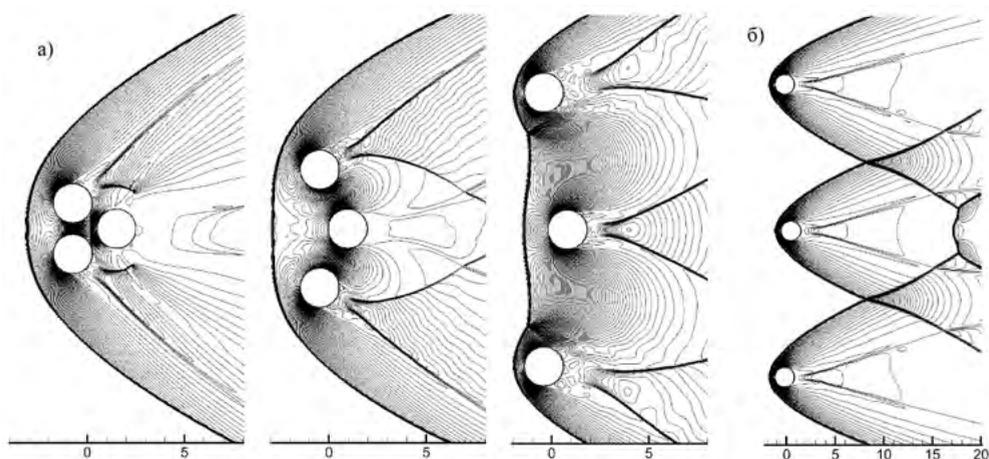


Рис. 3.5

3.3.3. О влиянии вращения на напряженно-деформированное состояние космического тела при движении в атмосфере

Космические тела, входящие в атмосферу со скоростями порядка десятков километров в секунду, могут обладать весьма большой скоростью вращения, инициированной еще во внешнем космосе [Величко, Лутишко, 1991; Кошкин, 1986; Шестаналов, 1988]. Уже к началу 1990-х годов было обнаружено более 600 вращающихся и «кувыркающихся» астероидов [Величко, Лутишко, 1991]. Самым быстрым из них был астероид Икар, вращающийся с периодом примерно 136 мин. В настоящее время продолжается процесс накопления наблюдательных данных о скоростях, направлениях движения таких астероидов и

ориентации их осей в пространстве, а также об их форме, внутреннем строении и прочности вещества, слагающего эти астероиды. Так, в 1998 г. был обнаружен прошедший мимо Земли на удалении 810 тыс. км астероид КУ26 [Ostro et al., 1999]. Это был углистый хондрит, имеющий форму слегка вытянутого сфероида диаметром около 30 м, и с поверхностными следами столкновения с другими космическими телами. Это, по-видимому, и явилось первопричиной его вращения вокруг своей оси, причем с большой скоростью – один оборот за 10.7 мин. Следует отметить, что вращаться могут не только астероиды, но и ядра комет [Чурюмов и др., 2001].

С целью объяснения некоторых непонятных с точки зрения падения обычных космических объектов фактов, относящихся к Тунгусскому феномену, в работах [Grigorian, 1998; Григорян, 2003] было сделано предположение, что при входе в атмосферу это тело также уже обладало начальным осевым вращением. Расчеты показали, что при определенных (реальных) условиях возникающие в теле метеороида за счет вращательного движения центробежные силы в состоянии разорвать его на фрагменты. Причем разрушение произойдет на больших высотах, чем обычное дробление за счет сил сопротивления, единственное возможное для не вращающихся метеороидов. Этот прогноз находится в согласии с наблюдательными данными о вращении метеороидов (пульсация их блеска [Кошкин, 1986]) и их фрагментации на достаточно больших высотах, что объясняет не вполне понятный факт неоднородностей распределения остаточных эффектов – вывала леса и пожара [Григорян, 2003].

Исследование движения в атмосфере вращающегося объекта в модельной постановке приводится в работе [Андрущенко и др., 2007б]. В этой работе для качественного анализа процесса разрушения исследуется напряженно-деформированное состояние метеороида в плоской упругой постановке. Космическое тело моделируется упругим цилиндром радиуса R плотности ρ . Предполагается, что скорость V направлена перпендикулярно оси цилиндра. Для космических тел внеземного происхождения скорости входа в атмосферу имеют порядок 11–70 км/с [Бронштэн, 1981]. При таких скоростях на поверхности действует давление [Фадеевко, 1967]:

$$p = P_0 \cos^2 \varphi \text{ при } \varphi \in [-\pi / 2; \pi / 2]$$

$$p = 0 \text{ – с теневой стороны.}$$

Величина P_0 зависит от скорости объекта и плотности атмосферы. Угол φ отсчитывается от направления вектора скорости.

В рамках упругой постановки [Ляв, 1939] имеем

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}}{r} = -\frac{4}{3\pi} \cdot \frac{P_0}{R} \cos \varphi,$$

$$\frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial r} + \frac{2}{r} \sigma_{r\varphi} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\varphi\varphi}}{\partial \varphi} = \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{P_0}{R} \sin \varphi, \quad (3.32)$$

где σ_{rr} , $\sigma_{r\varphi}$, $\sigma_{\varphi\varphi}$ – компоненты тензора напряжений.

Связь тензора напряжений с соответствующими составляющими тензора деформаций определяется упругим законом:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{rr}, \\ \sigma_{\varphi\varphi} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{\varphi\varphi}, \\ \sigma_{r\varphi} &= 2\mu\varepsilon_{r\varphi},\end{aligned}\quad (3.33)$$

где λ и μ – коэффициенты Ламе, $\theta = \varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\varphi\varphi}$.

Отметим, что уравнения равновесия (3.32) записаны в предположении, что угловая скорость вращения ω достаточно мала, и волновыми эффектами можно пренебречь:

$$\frac{\omega R}{c} < 1, \text{ где } c = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \text{ – скорость распространения объемной волны.}$$

Для ε_{rr} , $\varepsilon_{\varphi\varphi}$, $\varepsilon_{r\varphi}$ имеем

$$\varepsilon_{rr} = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{u}{r}, \quad \varepsilon_{r\varphi} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right), \quad (3.34)$$

где u , v – радиальные и угловые перемещения.

Граничные условия таковы:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= -P_0 \cos^2 \varphi \text{ при } |\varphi| \leq \pi/2; \\ \sigma_{rr} &= 0 \text{ при } \pi/2 \leq |\varphi| \leq \pi; \\ \sigma_{r\varphi} &= 0 \text{ при } 0 \leq |\varphi| \leq \pi.\end{aligned}\quad (3.35)$$

Используя (3.32)–(3.35) для определения перемещений u , v , получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} + \frac{b^2}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{1-b^2}{r} \frac{\partial^2 v}{\partial r \partial \varphi} - \frac{1+b^2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \varphi} &= -a \cos \varphi, \\ \frac{1-b^2}{r} \frac{\partial^2 u}{\partial r \partial \varphi} + \frac{1+b^2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + b^2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} &= a \sin \varphi,\end{aligned}\quad (3.36)$$

$$\text{где } b^2 = \frac{\mu}{\lambda + 2\mu}, \quad a = \frac{4}{3\pi R} \cdot \frac{P_0}{\lambda + 2\mu}.$$

Решения системы (3.36) ищется в виде сумм тригонометрических рядов:

$$\begin{aligned}u &= \sum_{n=0}^{\infty} u_n(r) \cos n\varphi, \\ v &= \sum_{n=1}^{\infty} v_n(r) \sin n\varphi.\end{aligned}$$

При $n \neq 1$ система уравнений для определения u_n, v_n имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u_n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du_n}{dr} - \frac{u_n}{r^2} - \frac{b^2 n^2 u_n}{r^2} + n \frac{1-b^2}{r} \frac{dv_n}{dr} - n \frac{1+b^2}{r^2} v_n = 0, \\ -n \frac{1-b^2}{r} \frac{du_n}{dr} - n \frac{1+b^2}{r^2} u_n + b^2 \left(\frac{d^2 v_n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv_n}{dr} - \frac{v_n}{r^2} \right) - \frac{n^2 v_n}{r^2} = 0. \end{aligned} \quad (3.37)$$

При $n = 1$:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du_1}{dr} - \frac{u_1}{r^2} - \frac{b^2 u_1}{r^2} + \frac{1-b^2}{r} \frac{dv_1}{dr} - \frac{1+b^2}{r^2} v_1 = -a, \\ -\frac{1-b^2}{r} \frac{du_1}{dr} - \frac{1+b^2}{r^2} u_1 + b^2 \left(\frac{d^2 v_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv_1}{dr} - \frac{v_1}{r^2} \right) - \frac{v_1}{r^2} = a. \end{aligned} \quad (3.38)$$

С граничными условиями при $r = R$:

$$\begin{aligned} \frac{du_n}{dr} + (1-2b^2) \left(\frac{u_n}{r} + \frac{nv_n}{r} \right) = A_n, \\ -\frac{nu_n}{r} + \frac{dv_n}{dr} - \frac{v_n}{r} = 0, \end{aligned} \quad (3.39)$$

где $A_0 = -\frac{P_0}{4(\lambda + 2\mu)}$; $A_n = \frac{4 \sin(n\pi/2)}{\pi n(n^2 - 4)} \frac{P_0}{(\lambda + 2\mu)}$ при $n \neq 2$,
 $A_2 = -\frac{P_0}{4(\lambda + 2\mu)}$.

С учетом ограниченности перемещений при $r = 0$ и граничных условий (3.39) решение (3.37)–(3.38) представляется в виде:

$$u_0 = \frac{A_0}{2(1-b^2)} r.$$

При $n = 1$:

$$\begin{aligned} u_n = A_n \frac{2b^2 - n(1-b^2)}{4b^2(1-b^2)(n+1)} \left(\frac{r}{R} \right)^n r + A_n \frac{n}{4b^2(n-1)} \left(\frac{R}{r} \right)^{n-1} R, \\ v_n = A_n \frac{2 + n(1-b^2)}{4b^2(1-b^2)(n+1)} \left(\frac{r}{R} \right)^n r - A_n \frac{n}{4b^2(n-1)} \left(\frac{R}{r} \right)^{n-1} R. \end{aligned}$$

При $n \neq 1$:

$$u_1 = -\frac{a}{4(1-b^2)} r^2 + D, \quad v_1 = -\frac{a}{4(1-b^2)} r^2 - D,$$

где D – произвольная постоянная, которая характеризует смещение объекта как жесткого тела и не влияет на напряженно-деформированное состояние.

Напряжения могут быть представлены в виде:

$$\sigma_{rr} = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_{rnn} \cos n\varphi, \sigma_{\varphi\varphi} = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_{\varphi\varphi n} \cos n\varphi, \sigma_{r\varphi} = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{r\varphi n} \sin n\varphi,$$

где:

$$\sigma_{rr0} = \sigma_{\varphi\varphi 0} = -\frac{P_0}{4};$$

при $n \neq 1$

$$\begin{aligned} \sigma_{rnn} &= P_0 \frac{2}{\pi} \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \left(\frac{r}{R}\right)^n \left[-\frac{1}{n(n+2)} + \frac{1}{n^2-4} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \right], \\ \sigma_{\varphi n} &= P_0 \frac{2}{\pi} \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \left(\frac{r}{R}\right)^n \left[\frac{1}{n(n-2)} - \frac{1}{n^2-4} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \right], \\ \sigma_{r\varphi n} &= P_0 \frac{2}{\pi} \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \left(\frac{r}{R}\right)^n \left[\frac{1}{n^2-4} - \frac{1}{n^2-4} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \right], \end{aligned} \quad (3.40)$$

(значения при $n = 2$ получаются из (3.40) предельным переходом при $n \rightarrow 2$)
при $n = 1$

$$\sigma_{rr1} = \sigma_{\varphi\varphi 1} = -P_0 \frac{4}{3\pi} \frac{r}{R}; \quad \sigma_{r\varphi 1} = 0. \quad (3.41)$$

В качестве разрушающего фактора наибольшую опасность представляют сдвиговые напряжения. Расчеты показывают, что максимальное сдвиговое напряжение T_{\max} достигается на луче $\varphi = 0$ на расстоянии $R_1 = 0.21R$, при этом $T_{\max} = 0.26P_0$.

Отметим, что аналогичные оценки, полученные в [Фадеевко, 1967] для шара, отличаются от полученных здесь для плоской задачи, однако для качественного анализа явления это различие несущественно.

При вращении зона разрушения (область, где максимальные сдвиговые напряжения превосходят критическую величину) внутри него смещается. Фактически внутри твердого объекта «вырезается» круглая область радиуса R_1 , где $R_1 = 0.21R$. При полном вырезании формируется независимая система – внешний и внутренний объекты. При резком торможении внешнего объекта внутренний ударяет его изнутри. Это является одним из возможных механизмов разрушения.

Проведем качественный анализ перераспределения напряжений на начальном этапе процесса разрушения.

Предположим, что на луче $\varphi = 0$ при $r = R_1 = 0.21R$ имеется круговая полость радиуса $R_0 \ll R$. Тензор напряжений $\tilde{\sigma}$ представляется в виде $\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}_0 + \Delta\tilde{\sigma}$, где $\tilde{\sigma}_0$ – тензор напряжений, соответствующий решению для сплошного объекта без полости, $\Delta\tilde{\sigma}$ – дополнительная составляющая, вызванная на-

личием полости. Поскольку размер полости предполагается малым, то в ее окрестности компоненты тензора напряжений $\tilde{\sigma}_0$ в системе координат (X, Y) соответственно равны:

$$\sigma_{xx}^0 = -0.61P_0, \sigma_{yy}^0 = -0.09P_0, \sigma_{xy}^0 = 0.$$

Фактически поставленная задача сводится к задаче о двусном растяжении плоскости, ослабленной круговым отверстием радиуса R_1 . В локальной полярной системе координат (r, φ) с началом в центре полости тензор напряжений $\tilde{\sigma}_0$ имеет компоненты:

$$\sigma_{rr}^0 = -P_0(0.35 + 0.26 \cos 2\varphi), \sigma_{\varphi\varphi}^0 = -P_0(0.35 - 0.26 \cos 2\varphi), \sigma_{r\varphi}^0 = -P_0 0.13 \sin 2\varphi.$$

Для дополнительных перемещений, вызванным наличием полости, имеем следующую систему уравнений, полученную из (3.37) для $n = 0, n = 2$.

Для $n = 0$ имеем:

$$\frac{d^2 u_0}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du_0}{dr} - \frac{u_0}{r^2} = 0 \quad (3.42)$$

с граничным условием при $r = R_0$

$$\lambda \left(\frac{du_0}{dr} + \frac{u_0}{r} \right) + 2\mu \frac{du_0}{dr} = 0.35P_0 \quad (3.43)$$

Из условия ограниченности решения (3.43) на бесконечности имеем

$$u_0 = \frac{A_0}{r}, \quad A_0 = -\frac{0.35P_0}{2\mu} R_0^2$$

Тогда

$$\Delta \sigma_{rr0} = 0.35P_0 \frac{R_0^2}{r^2}, \quad \Delta \sigma_{\varphi\varphi0} = -0.35P_0 \frac{R_0^2}{r^2}. \quad (3.44)$$

При $n = 2$ имеем

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u_2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du_2}{dr} - \frac{u_2(1+4b^2)}{r^2} + \frac{2(1-b^2)}{r} \frac{dv_2}{dr} - \frac{2(1+b^2)}{r^2} v_2 = 0, \\ -\frac{2(1-b^2)}{r} \frac{du_2}{dr} - \frac{2(1+b^2)}{r^2} u_2 + b^2 \left(\frac{d^2 v_2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv_2}{dr} - \frac{v_2}{r^2} \right) - \frac{4v_2}{r^2} = 0. \end{aligned} \quad (3.45)$$

с граничными условиями при $r = R_0$

$$\begin{aligned} \lambda \left(\frac{du_2}{dr} + \frac{u_2}{r} + \frac{2v_2}{r} \right) + 2\mu \frac{du_2}{dr} = 0.26P_0, \\ \mu \left(-\frac{2u_2}{r} + \frac{dv_2}{dr} - \frac{v_2}{r} \right) = 0.13P_0. \end{aligned} \quad (3.46)$$

С учетом ограниченности решения на бесконечности, согласно (3.45) имеем

$$u_2 = \frac{A}{r} + \frac{B}{r^3}, \quad v_2 = -\frac{Ab^2}{r} + \frac{B}{r^3}.$$

Используя (3.45), для определения A и B получим систему уравнений:

$$-\frac{4b^2(1-b^2)}{R_0^2}A - \frac{6b^2}{R_0^4}B = \frac{0.26P_0}{\lambda + 2\mu}, \quad -\frac{2b^2(1-b^2)}{R_0^2}A - \frac{6b^2}{R_0^4}B = \frac{0.13P_0}{\lambda + 2\mu}.$$

Решая ее, находим

$$A = -\frac{0.13P_0}{2(\lambda + 2\mu)b^2(1-b^2)}, \quad B = 0.$$

Тогда

$$\Delta\sigma_{rr2} = 0.26P_0 \frac{R_0^2}{r^2} \cos 2\varphi, \quad \Delta\sigma_{\varphi\varphi 2} = 0, \quad \Delta\sigma_{r\varphi 2} = 0.13P_0 \frac{R_0^2}{r^2} \sin 2\varphi.$$

В таком случае напряженное состояние в окрестности полости выражается соотношениями:

$$\sigma_{rr} = -0.35P_0 \left(1 - \frac{R_0^2}{r^2}\right) - 0.26P_0 \left(1 - \frac{R_0^2}{r^2}\right) \cos 2\varphi,$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = -0.35P_0 \left(1 + \frac{R_0^2}{r^2}\right) - 0.26P_0 \cos 2\varphi,$$

$$\sigma_{r\varphi} = -0.13P_0 \left(1 - \frac{R_0^2}{r^2}\right) \sin 2\varphi.$$

Отметим, что максимальное сдвиговое напряжение T_{\max} на границе $r = R_0$ достигается при $\varphi = \pm \pi / 2$ и равно соответственно $T_{\max} = 0.48P_0$. Следовательно, T_{\max} существенно возрастает, то есть образование разрушенных зон приводит к еще большей активизации процесса разрушения.

3.3.4. Моделирование механизмов разрушения поверхностного слоя метеороидов под действием термического фактора

Установлено, что на завершающем этапе движения метеорных тел процесс разрушения может продолжиться за счет температурных напряжений [Холин и др., 2016]. Термические напряжения не играют большой роли для крупных метеорных тел, но, если размер обломка достигнет нескольких сантиметров, то возникшие градиенты температуры могут разрушать в дальнейшем небольшие обломки до размеров крупной пыли, которая быстро расплавляется и испаряется в высокотемпературном воздухе. О сложности механизма фрагментации

рассматриваемых метеороидов свидетельствуют также факты, приведенные в работе [Емельяненко и др., 2013]. На обширной территории найдено множество мелких (размером не более 2 см) осколков Челябинского метеороида. Среди собранных сантиметровых обломков обнаружены куски, не полностью покрытые коркой плавления, что свидетельствует о том, что дробление продолжалось и после потери метеороидом скорости, и этот процесс, вызванный температурными напряжениями, приводит к дополнительному уносу массы дробящегося метеороида.

В связи с этим оценивается характер возникающих напряжений из-за неоднородности температурного поля на примере шара радиуса R (в предположении наличия сферической симметрии). В работе [Холин и др., 2016] были получены следующие соотношения для радиальных напряжений σ_r и тангенциальных напряжений σ_φ при известном законе распределения температуры $T(r)$:

$$\sigma_r(r) = \frac{2E}{1-\nu} \frac{\alpha_l}{r^3} \left[\frac{r^3}{R^3} \int_0^R T(z) z^2 dz - \int_0^r T(z) z^2 dz \right], \quad (3.47)$$

$$\sigma_\varphi(r) = \frac{E}{1-\nu} \frac{\alpha_l}{r^3} \left[\frac{2r^3}{R^3} \int_0^R T(z) z^2 dz + \int_0^r T(z) z^2 dz - T(r) r^3 \right]. \quad (3.48)$$

Здесь E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона, α_l – коэффициент температурного расширения.

Для оценки характера распределения температуры по радиусу рассматривается следующая модельная задача.

Пусть имеется шар радиуса R , с начальной нулевой температурой, к которому мгновенно на границе «подводится» температура Θ , считающаяся в дальнейшем постоянной. Изменение температуры внутри шара описывается уравнением теплопроводности, которое в сферической системе координат при наличии сферической симметрии имеет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{a}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (3.49)$$

Здесь a – коэффициент температуропроводности, $T(r,t)$ – температура (функция радиуса r и времени t). Начальные условия: $T(r,0) = 0$, граничные условия $T(R,t) = \Theta$.

Решение уравнения (3.47) представляется в виде [Холин и др., 2016]:

$$T = \Theta \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \cdot (-1)^n \frac{R}{r} \sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right) \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2}{R^2} at\right) \right] \quad (3.50)$$

Качественный анализ соотношений (3.47), (3.48), (3.50), показывает, что напряжение σ_φ имеет отрицательный знак на поверхности шара и положительный

в его центре. Напряжение σ_r всюду положительно и его максимум достигается в центре. Так как свойства каменных метеороидов близки к свойствам гранита, а у гранита предел прочности на сжатие существенно выше (в 40–60 раз) предела прочности на растяжение, то далее анализируется напряжение σ_r . Согласно формулам (3.47) и (3.50):

$$\sigma_r(r, t) = \frac{2E}{1-\nu} \alpha_t \Theta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n^2 \pi^2} \cdot (-1)^n \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2}{R^2} at\right) \times \left[(-1)^{n+1} - \frac{R^2}{r^2} \cos\left(\frac{n\pi r}{R}\right) + \frac{R^3}{r^3} \frac{1}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right) \right]$$

Если величина at/R^2 порядка единицы, то для оценки возникающих напряжений достаточно ограничиться одним слагаемым:

$$\sigma_r(r, t) = \frac{2E}{1-\nu} \alpha_t \Theta \frac{2}{\pi^2} \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2}{R^2} at\right) \left[-1 - \frac{R^2}{r^2} \cos\left(\frac{\pi r}{R}\right) + \frac{R^3}{r^3} \frac{1}{\pi} \sin\left(\frac{\pi r}{R}\right) \right]$$

При этом

$$\sigma_r(0, t) = \frac{2E}{1-\nu} \alpha_t \Theta \frac{2}{3} \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2}{R^2} at\right) \left(\frac{\pi^2 - 3}{\pi^2}\right) \quad (3.51)$$

При условии $at/R^2 \ll 1$ (тело успевает прогреться на незначительную глубину) для оценки характера распределения температурного поля можно воспользоваться решением следующей одномерной задачи:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

с начальными условиями $T(x, 0) = 0 (t = 0)$ и граничными условиями $T(0, t) = \Theta (x = 0)$.

Решение данного уравнения представляется в виде [Холин и др., 2016]:

$$T(x, t) = \Theta \left[1 - \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\frac{x}{\sqrt{2at}}} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \right]. \quad (3.52)$$

Тогда

$$\sigma_r(0, t) = \frac{2E}{1-\nu} \frac{\alpha_t}{R^3} \left[\int_0^{\infty} T(z, t) R^2 dz \right] = \frac{2E}{1-\nu} \frac{\alpha}{R} \left[\int_0^{\infty} T(z, t) dz \right]. \quad (3.53)$$

С использованием (3.50) и (3.51) получается:

$$\sigma_r(0, t) = \frac{2E}{1-\nu} 2\alpha_t \Theta \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{at}}{R}.$$

Проведем оценки с использованием следующих данных для гранита: коэффициент температурного расширения $\alpha_t = 7.9 \times 10^{-6}$; коэффициент температуропроводности $a = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; модуль Юнга $E = 10^{11} \text{ Н/м}^2$; коэффициент Пуассона $\nu = 0.25$; предел прочности на растяжение $\sigma^* = 3 \times 10^6 \text{ Н/м}^2$; $\Theta = 100^\circ$.

Оценим время, необходимое для достижения критического значения напряжения σ . Если положить $\sigma_r(0,t) = \sigma$, то $\sqrt{at}/R \approx 2 \times 10^{-2}$. Таким образом, время t^* , необходимое для критического прогрева, может быть оценено следующим соотношением:

$$t^* = 4 \times 10^{-4} R^2 / a.$$

В частности, для тела радиуса 10 см время t^* достижения критических напряжений $\sim 4\text{с}$, то есть, такое тело может успеть не один раз за время прохождения в атмосфере подвергнуться разрушению из-за возникающих температурных напряжений. Этим можно, по-видимому, объяснить отсутствие следов плавления на отдельных обломках и этот процесс приведет к дополнительному уносу массы дробящегося метеороида.

Таким образом, если фрагменты болида достаточно велики, термические напряжения не играют большой роли. Когда же размеры обломков уменьшаются до нескольких сантиметров, часть из них температурные градиенты могут разрушить до размеров крупной пыли.

3.4. ИЗМЕНЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ НЕБЕСНОГО ТЕЛА ВДОЛЬ ТРАЕКТОРИИ

Одной из важных характеристик в метеорной физике является потеря кинетической энергии тела на единицу длины в зависимости от высоты полета. Так как метеороиды в большинстве случаев разрушаются и тормозятся в атмосфере Земли, то они передают свою кинетическую энергию окружающему газу. Реальный процесс передачи воздуху кинетической энергии движущегося с гиперзвуковой скоростью в атмосфере тела принято называть в метеоритике «метеорным взрывом» [Григорян, 1976; Шувалов и др., 2016].

Точнее, «взрывом» метеорного тела в полете называют процесс на отрезке траектории, где наблюдается максимальная потеря им кинетической энергии. На этом участке траектории происходит интенсивное разрушение метеорного тела («air blast»). На самом деле, конечно, никакого взрыва не происходит. Ввиду кратковременности передачи энергии метеороида окружающему воздуху, возникающие газодинамические явления будут подобны тем, что происходили бы при таком же выделении энергии заряда ВВ на соответствующем участке траектории. УВ на больших расстояниях от места значительного торможения тела похожа на УВ от взрыва. Поэтому этот механизм энерговыделения – торможения самого метеороида, его паров и фрагментов – называют метеорным «взрывом».

С учетом (3.1) и (3.3) можно определить энергию, выделяющуюся в атмосфере на единицу длины, приняв ее равной потере кинетической энергии тела E :

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{d(MV^2)}{2dt} = MV \frac{dV}{dt} + \frac{V^2}{2} \frac{dM}{dt} = -S_{mid} \rho V^3 \left(C_D + C_H \frac{V^2}{2H_{eff}} \right), \\ \frac{dE}{dz} \frac{dz}{dt} &= -S_{mid} \rho V^3 \left(C_D + C_H \frac{V^2}{2H_{eff}} \right), \\ \frac{dE}{dz} &= \frac{S_{mid} \rho V^2}{\sin \theta} \left(C_D + C_H \frac{V^2}{2H_{eff}} \right). \end{aligned} \quad (3.54)$$

Два слагаемых в скобках в полученном выражении (3.54) отвечают за выделение кинетической энергии за счет торможения и уноса массы.

На рис. 3.6 представлены расчетные кривые потери кинетической энергии на единицу длины в зависимости от высоты полета при разных значениях масштабного параметра (1 – единое тело; 2 – $\alpha = 0.5$; 3 – $\alpha = 0.25$; 4 – $\alpha = 0.125$) [Сызранова, Андрущенко, 2016], полученные для тела, моделирующего Челябинский болид, без учета (единое тело) и с учетом дробления при различных значениях параметра неоднородности материала тела α (использовалась модель последовательного дробления и статистическая теория прочности).

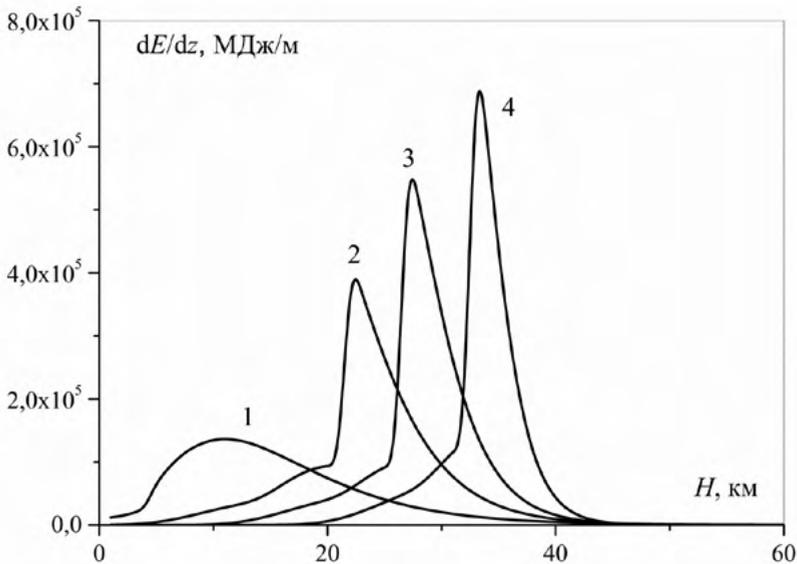


Рис. 3.6

Видно, что максимум потери энергии, так называемый «взрыв», приходится на высоту 12 км при использовании модели единого тела, и на высоты 20–35 км при изменении α от 0.5 до 0.125 (данные наблюдений отмечают высоту ос-

нового «взрыва», равную 23 км). Доля энергии, отдаваемая атмосфере дробящимся метеороидом, значительно выше энергии, рассчитанной для модели единого тела. Понятно, что чем интенсивнее происходит дробление (меньше значение α), тем большее количество фрагментов образуется и тем острее наблюдается пик максимума потери кинетической энергии.

В следующем разделе представлены различные концепции физико-математического моделирования взрыва или взрывоподобного разрушения космических тел в земной атмосфере.

3.5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗРЫВА ИЛИ ВЗРЫВОПОДОБНОГО РАЗРУШЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

Приводятся концепции, представленные за последние шесть десятилетий, на основе которых построены физико-математические модели явления «взрыва» космических тел, вторгнувшихся с гиперзвуковой скоростью в атмосферу Земли. Слово «взрыв» здесь заключено в кавычки, поскольку это явление в данном случае нельзя трактовать в привычном для специалистов в смысле взрыва типа взрыва ядерных и химических веществ или даже типа инициирования лазерной искры. В данном случае это явление почти мгновенного или даже растянутого по времени и пространству взрывоподобного разрушения твердого материала космических тел с переходом их колоссальной кинетической энергии в кинетическую и тепловую энергию ограниченного объема окружающего их атмосферного газа при проявлении физико-химических механизмов (сил) различного происхождения. Общим во всех нижеприведенных моделях «взрыва» является инициирование при их реализации интенсивных взрывных ударных волн (УВ) и мощного потока излучения, присущих истинным – классическим взрывам различных ингредиентов. Следует также отметить, что среди приведенных ниже моделей почти все являются гипотетическими, и, пожалуй, только концепция «метеорного взрыва» С.С. Григоряна на данное время можно считать более или менее общепринятой среди специалистов.

3.5.1. Взрыв метеороида в результате прогрева его массы извне, в ходе взаимодействия с атмосферным воздухом (концепция К.П. Станюковича)

В работе [Покровский, 1964] предлагается одна из моделей, построенная на основе концепции К.П. Станюковича, реализующаяся в случае:

- 1) однородной массы метеора;
- 2) более или менее равномерного обогрева его со всех сторон (что реализуется, например, для вращающегося тела);
- 3) компактная форма метеора, близкая к шару.

Тогда при движении метеора в соответствующих слоях атмосферы при осуществлении его интенсивного нагрева тепловая волна входит внутрь его на глубину δ , определяемую из теории теплопроводности:

$$\delta = (\lambda t / c\rho)^{1/2}, \quad (3.55)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, c – удельная теплоемкость, ρ – плотность вещества метеора, t – время прогрева.

Несмотря на приближенность формулы (3.55) из-за неопределенности начала отсчета времени (по причине нечетко определенной верхней границы атмосферы Земли), она вполне допустима при рассмотрении принципиальных основ взрыва метеора.

Внешний прогретый слой, расширяясь, растягивает оставшееся холодным внутреннее ядро объекта, и возникающие в нем растягивающие напряжения равны:

$$\sigma = (\delta / R) [(\Delta L_t - \Delta L_\sigma) E / L - 0.5\mu\sigma], \quad (3.56)$$

где δ – толщина прогретого слоя, R – радиус холодного ядра, E – модуль упругости вещества метеора, μ – его коэффициент Пуассона.

$$\Delta L_t / L = \alpha\theta, \quad (3.57)$$

где α – коэффициент линейного расширения (при нагревании) вещества метеора, θ – температура внешней части нагретого слоя.

$$\Delta L_\sigma / L = \sigma(1 - 2\mu) / E. \quad (3.58)$$

Из соотношения (3.58) устанавливаются условия, при которых реализуется взрыв метеора – в момент взрыва σ должна равняться временному сопротивлению разрыву вещества метеора σ_p . Заменяв σ на σ_p , можно из соотношений (3.56), (3.57) и (3.58) определить температуру прогрева, обеспечивающую взрыв:

$$\theta_{\text{вз}} = (\sigma_p / \alpha E) (R / \delta + 1 - 3\mu / 2). \quad (3.59)$$

Тогда соотношение между δ и R в момент взрыва равно:

$$(\delta / R)_{\text{вз}} = (\alpha E \theta_{\text{вз}} / \sigma_p - 1 + 3\mu / 2)^{-1}. \quad (3.60)$$

Выражения (3.59) и (3.60) служат критериями факта для установления самой возможности взрыва. При времени t , выходящим за пределы времени торжества метеора в атмосфере или времени его сгорания, взрыв невозможен. Тогда метеор достигает поверхности Земли и выпадает в виде метеорита, или

же, если его скорость еще достаточно велика, он может взорваться при ударе о поверхность грунта или воды.

Установим, при каких величинах скорости движения возможен взрыв рассмотренного типа. Для прогрева поверхностного слоя метеора требуется энергия, приближенно равная:

$$3\delta mc\theta_{\text{гс}} A / (R + \delta) = 3mc\theta A / (R / \delta + 1), \quad (3.61)$$

где m – масса метеора, c – теплоемкость его вещества, A – механический эквивалент теплоты.

Эта энергия составляет ту часть энергии, которую он теряет при торможении в атмосфере. Пусть при торможении его скорость меняется от величины v_1 до v_2 . Тогда можно записать:

$$3mc\theta_{\text{гс}} A / (R / \delta + 1) = \beta m (v_1^2 - v_2^2) / 2, \quad (3.62)$$

где β – коэффициент, указывающий долю энергии движения метеора, переходящую в теплоту ($\beta \in [0, 1]$).

Можно предполагать, что в случае входа в атмосферу метеора, содержащего вещества, испаряющиеся при нагреве, они в начале нагрева будут выделяться, формируя светящийся след и снижая величину коэффициента β . При ослаблении выделения светящийся след также слабеет, а величина β существенно возрастает. В итоге создаются условия для взрыва рассматриваемого типа, который и должен произойти сравнительно скоро после ослабления яркости метеорного следа. Из формулы (3.62) следует:

$$v_2 / v_1 = \left[1 - 6c\theta_{\text{гс}} A / \beta v_1^2 (R / \delta + 1) \right]^{1/2}. \quad (3.63)$$

Ясно, что взрыв осуществляется лишь при положительной величине подкоренного выражения. При этом получим нижний предел скорости v_{min} входа метеора в атмосферу, при которой возможен взрыв рассмотренного типа:

$$v_{\text{min}} = \left[6c\theta_{\text{гс}} A / \beta (R / \delta + 1) \right]^{1/2}. \quad (3.64)$$

Используя соотношение (3.61), получим

$$v_{\text{min}} = \left[6c\theta_{\text{гс}} A / \beta (\alpha E\theta_{\text{гс}} / \sigma_p + 3\mu / 2) \right]^{1/2}. \quad (3.65)$$

Для железных космических тел при приближенных значениях: $c = 1$ ккал м²/кг с² град, $\theta_{\text{гс}} = 10^3 K$, $A = 427$ кг м/ккал, $\beta = 0.1$, $\alpha = 10^{-5}$ град⁻¹, $\mu = 1/3$, $E/\sigma_p = 400$. Тогда для них $v_{\text{min}} = 2.4$ км/с, откуда ясно, что при фактических скоростях входа метеора в атмосферу в 11.2–70 км/с взрыв рассмотренного типа вполне возможен.

Учитывая величину v_{\min} , можно написать:

$$v_2 / v_1 = \left[1 - (v_{\min} / v_1)^2 \right]^{1/2}.$$

А поскольку $(v_{\min} / v_1)^2 \sim 1$, величины v_2 и v_1 достаточно близки друг другу. Следовательно, чем быстрее движется метеор, тем меньшее уменьшение его скорости необходимо, чтобы произошел его взрыв. Вместе с тем, чем крупнее метеор, тем глубже он должен внедриться в атмосферу, чтобы в ней взорваться.

Рассмотрим характер дробления массы метеора при взрыве. Энергия напряженного состояния, необходимого для взрыва, в единице объема равна $3\sigma_p^2 / 2E(1+2\mu)$. Энергия, затрачиваемая на динамическое разрушение, равна $0.25[3\sigma_p^2 / 2E(1+2\mu)]$. Следовательно, энергия, затрачиваемая на разброс осколков, равна $0.75[3\sigma_p^2 / 2E(1+2\mu)]$.

Отсюда следует, что средняя квадратичная скорость разлета равна:

$$v_p = 3 / 2 [3\sigma_p^2 / \rho E(1+2\mu)]^{1/2},$$

где ρ – плотность вещества метеора. Учитывая, что $a = (E/\rho)^{1/2}$ – скорость звука в веществе метеора, можно написать:

$$v_p = (3\sigma_p / 2E)[a/(1+2\mu)]^{1/2}.$$

При принятых выше значениях σ_p/E и μ :

$$v_p = \alpha/267.$$

Так как для железа $\alpha = 5000$ м/с, получим: $v_p = 19$ м/с.

Таким образом, осколки будут двигаться относительно их общего центра массы достаточно медленно по сравнению со скоростью самого этого центра.

Осколки дадут при этом интенсивное выделение светящегося вещества и, пролетев сравнительно небольшие пути, вновь взорвутся в соответствии с рассмотренным выше механизмом взрыва.

Вторичные же осколки повторяют этот процесс на еще меньших путях. И такое разрушение продолжится, пока не произойдет полное диспергирование всей массы метеора или его скорость не упадет ниже величины v_{\min} . После этого оставшиеся осколки упадут на поверхность Земли в виде метеоритного дождя.

3.5.2. Взрыв Тунгусского болида как пример фазового взрыва космического вещества метеороида

В работах [Мартынюк, 1976, 1977 и 1980] выдвинута гипотеза о том, что взрыв Тунгусского космического тела в основном определялся фазовым взрывом вещества, который произошел на конечном небольшом участке траектории полета.

Для обоснования истинности этой гипотезы приводятся данные о свойствах «метеорных шариков», найденных в слоях торфа, относящихся к Тунгусскому событию 1908 г., в зоне взрыва объекта. Их исследования показали [Васильев, 2004], что в своей массе шарики имеют размер $(1-3) \times 10^{-3}$ см и состоят из прозрачного стекловидного вещества: (65–76%) SiO_2 , (4–14%) Al_2O_3 и (11–14%) Na_2O , причем многие из них имеют сферические полости. С определенной степенью достоверности можно сказать, что эти шарики образовались в результате фазового взрыва вещества Тунгусского тела.

Состав метеоритных шариков [Васильев, 2004] и относительно небольшая высота взрыва (6–9 км) дают основание для предположения, что метеорное тело перед вторжением в атмосферу являлось монолитом или совокупностью крупных консолидированных кусков, обладающих хорошей прозрачностью для светового излучения и большой вязкостью расплава. При скорости входа в атмосферу в несколько десятков километров в секунду метеороид уже на высоте 80 км инициировал в ней интенсивную ударную баллистическую волну с температурой на фронте более 10^5 К [Станюкович, Шалимов, 1961]. Ультрафиолетовое и видимое излучение фронта УВ, проникая вглубь вещества метеороида, объемно прогревало его приповерхностный слой. Глубина прогрева определяется толщиной слоя d , в котором поглощается половина лучистого потока энергии. Так в ультрафиолетовой области для плавленого и кристаллического кварца (SiO_2) – $d = 5-10$ мм, для корунда (Al_2O_3) – $d = 1$ мм, что дает основания принять для вещества метеороида среднее значение $d = 1-5$ мм. При малой плотности лучистого потока абляция расплавленного слоя толщиной d осуществлялась под воздействием аэродинамических нагрузок и обычного кипения. При его же плотностях, превышающих критическое значение, абляция происходила в результате периодического фазового взрыва приповерхностного слоя. Длительность циклов такого пульсирующего фазового взрыва $t_s = q_s / H_s \bar{D} d$ (здесь \bar{D} – среднее значение плотности вещества метеороида; H_s – удельная энтальпия жидкой фазы при $T = T_s = 0.95 T_c$, где T_s – предельная температура существования метастабильной жидкости, T_c – критическая температура) для прозрачного Тунгусского космического тела намного больше, чем для железных или каменных метеороидов, и при плотности лучистого потока $q_s = 10^5$ Вт/см² составляла 0.1 с. За такое время при средней скорости испарения $\bar{u}_s = 1.7$ см/с испарится слой вещества $d = 1.7$ мм, сравнимый с величиной d при больших плотностях лучистого потока энергии $\delta_s < d$.

Каждый цикл фазового взрыва порождал в теле метеороида сильную, сходящуюся к центру УВ, под воздействием которой осуществлялось интенсивное дробление остальной твердой массы. Мелкие кусочки и жидкие капли отставали от основной массы метеорного вещества; крупные же куски продолжали движение в более плотных слоях атмосферы и дробились под воздействием последующих циклов фазового взрыва. Когда средний радиус частиц достиг величины $r = 2d = 2 \dots 10$ мм, оставшаяся масса метеорного тела полностью взорвалась по фазовзрывному механизму, причем этот взрыв был близок к точечному.

Энерговыделение при фазовом взрыве метеорного вещества определяется избыточной энтальпией метастабильной фазы $H_s - H_b$, равной разности энтальпии жидких фаз в точке спинодали H_s и в нормальной точке кипения H_b [Мартьянюк, 1977]. Для железного материала $T_b = 3135\text{K}$, $T_s = 7000\text{K}$, теплоемкость жидкой фазы $C_p = 46$ Дж/моль·град, поэтому $H_s - H_b = 22$ кДж/см³. Для стекловидного материала SiO_2 при таком же температурном интервале перегрева $T_s - T_b$ и при $C_p = 73$ Дж/моль·град $H_s - H_b = 7.1$ кДж/см³. Для обоих веществ энерговыделение, рассчитанное на единицу объема, превышает тепловой эффект при взрыве тротила, равного 6 кДж/см³. Полная энергия, выделившаяся при Тунгусском взрыве, рассчитанная по разрушительному воздействию сферической УВ на вывал леса, составила $(3 - 5) \times 10^{16}$ Дж. При удельном энерговыделении в 6.42 кДж/г масса вещества, взорвавшегося на конечном участке траектории движения болида, составила $(5 - 8) \times 10^6$ т.

Поскольку для железа и окиси кремния избыточная энтальпия примерно в два раза меньше теплоты испарения, то после завершения фазового взрыва субстанция метеорного тела испарилась только наполовину, а остальная масса диспергировалась на мелкие капельки из-за большой интенсивности зародышей пара. Если на конечном участке траектории полета метеорное тело обладало еще достаточно значительной скоростью, то доля мелкодисперсной жидкой фазы будет меньше, так как капельки частично испарились вследствие собственной кинетической энергии.

Возникший в результате взрыва вещества метеорного тела пар с начальной температурой около 7000К и плотностью примерно в одну десятую часть от плотности конденсированной фазы, начинал быстро расширяться, инициируя мощную УВ, которая и приводила к вывалу таежного леса. А раскаленный воздух фронта этой УВ и потоки горячих паров метеорного вещества вызывали ожоги деревьев. При значительном расширении эти пары охлаждались и конденсировались. При достаточно быстром расширении достигалось практически предельное переохлаждение и формировались на флуктуациях плотности зародыши жидкости; размер такого критического зародыша в этом случае составлял $\sim 10^{-6}$ см. Таким образом, в результате взрыва Тунгусского метеорного тела должны были возникнуть «метеорные шарики» двух видов: шарики, образовавшиеся при диспергировании жидкой фазы, и шарики, образовавшиеся при конденсации пара. Найденные исследователями в районе эпицентра взрыва шарики размером $(1 - 3) \times 10^{-3}$ см [Васильев, 2004], по-видимому, относятся к шарикам первого вида, доказательством чего служит наличие в них сферических пустот, которые могли образоваться в кипящей жидкости в ходе ее взрыва. Шарики же, образовавшиеся из паровой фазы, имели бы меньшие размеры и их следует искать за пределами вывала леса, куда их мог снести ветер.

3.5.3. Взрыв космических тел в свете электрической теории метеорных явлений. Тунгусская катастрофа 1908 г.

В работе [Соляник, 1980] приводится ряд фактов, дающих основание для привлечения к рассмотрению метеорной проблемы теории электричества:

– это возникновение свечения метеорных тел на высотах $H \geq 150$ км, которого не должно быть в рамках физической теории метеоров, поскольку в зоне свободномолекулярного режима, где плотность атмосферного воздуха на девять порядков меньше, чем его плотность у поверхности Земли, аэродинамические эффекты и УВ не проявляются;

– диаметр световой границы метеорного тела на два порядка больше диаметра самого тела;

– движущееся метеорное тело оставляет за собой проводящий высокоионизированный след – шлейф с большим содержанием слабо рекомбинирующих свободных электронов ($n \geq 10^9$ эл/см²);

– часто отмечаются повторные вспышки метеоров на трассе полета, их распад и дробление, которые нельзя объяснить аэродинамическим воздействием воздуха, особенно для железно-никелевых тел типа Сихотэ-Алинского болида с пределом прочности $\sigma_n = 4500$ кг/см²;

– существование так называемых электрофонных болидов и связанных с ними метеороэлектрическими явлениями [Астапович, 1958], что свидетельствует об определенных зарядах подобных тел.

При допущении, что свечение метеорных тел в зоне свободно-молекулярного режима полета обусловлено их зарядом, то, считая тело шаром, окруженным «световой оболочкой» (называемой ниже ее короной), для явной видимости такой короны напряженность поля должна быть порядка $E = 10^2 \div 10^4$ В/см (в зависимости от плотности окружающего воздуха). Тогда, применяя закон Кулона, получим, что у поверхности самого тела напряженность должна быть порядка $10^6 \div 10^8$ В/см. Такая высокая напряженность поля в глубоком вакууме в принципе достижима, поскольку напряжение пробоя в нем составляет $\geq 10^6$ В/см [Тарасова, Калинин, 1964]. Но в случае такой напряженности должна развиться автоэлектронная, вторичная электронная эмиссия, и, возможно, имеет место даже взрывной характер электронной эмиссии.

Скорость движения метеорных тел в верхних слоях атмосферы значительно больше 5 км/с (≥ 11.2 км/с). Этого вполне достаточно для преодоления потенциального барьера и вызова ударами налетающих на тело молекул воздуха выбивания внешних электронов с его поверхности, что ведет к положительному зарядению тела. Поскольку отрицательное собственное электрическое поле Земли (хотя и незначительное) имеет место и на больших высотах, то инициированный след метеорного тела приводит к усилению зарядения самого тела.

При вторжении метеорного тела в атмосферу все механизмы его зарядения действуют в одном направлении, заряжая его положительно. Здесь следует от-

метить, что напряженность порядка 10^8 В/см является для прочных железных метеороидов предельной, так как при этом пондемоторные силы электрического поля взрывают их подобно бомбе.

Косвенным подтверждением достаточно высокой напряженности поля у поверхности железного метеора (по спектральным данным) является его след. Замечая, что любой процесс заряжения тела – это разделение разноименных зарядов, полагая минимальным плотность свободных электронов в следе $n = 10^9$ эл/см³ [Martin, 1966], из закона сохранения заряда, получим, что даже 0.01% свободных электронов в следе, выбитых из поверхности тела, вполне достаточно для обеспечения предельного положительного заряжения метеороидного тела. Сам же метеороид и активная часть его следа являются, по существу, своеобразным электрическим диполем.

Далее делаются следующие допущения:

1. Метеороид считается однородным, изотропным телом шаровой формы;
2. Земная поверхность на площади в несколько квадратных километров является проводящей плоскостью;
3. Электрическое поле индуцированных отрицательных зарядов на земной поверхности (с момента начала фазы разряда между метеороидом и Землей) рассматривается как поле, создаваемое положительным точечным зарядом (головной части потока тел) на высоте h_k (км);
4. Магнитное поле зарядов не учитывается, поскольку скорость метеороидного тела $v \sim c$.

Примем следующие обозначения и размерности параметров явления: ρ – расстояние на земной поверхности (км); E – напряженность электрического поля (В/см); Q – заряд тела и потока тел-фрагментов (Кул); Q_0 – исходный заряд первичного тела (Кул); R – радиус тела (м); σ_n – предел прочности вещества тела (кг/см²); h_k – высота тела над поверхностью Земли в момент начала разряда (км); F – сила взаимодействия метеора с Землей при нахождении на высоте h_k (кгс = 9.81Н = 9.8×10^5 Дин); W – собственная электрическая энергия тела (эрг); W_0 – удельная электрическая энергия, приходящаяся на грамм веса (эрг/г).

Предельная напряженность электрического поля у поверхности метеороида определяется только пределом прочности его вещества на разрыв σ_n . Как известно, пондемоторные силы электрического поля действуют по внешней нормали к поверхности электрически напряженного тела (независимо от знака заряда) и стремятся его растянуть и разорвать. Из теории упругости следует, что если к телу по всей поверхности приложены одинаковые растягивающие нормальные напряжения σ , то внутри него напряжения будут такими же, то есть его напряженное состояние оказывается однородным. Отсюда следует, что если $\sigma = \sigma_n$, то тело неизбежно взрывается. Причем это относится не только к шаровому телу, но и к любому телу выпуклой формы [Timoshenko, Goodier, 1970].

Максимально допустимая напряженность электрического поля у поверхности тела равна:

$$E_m = 1.49 \times 10^6 \sqrt{\sigma_n}. \quad (3.66)$$

Предельный заряд Q_m , который возможно сообщить телу, до его разрушения таков:

$$Q_m = (1/9) \times 10^{-7} E_m R^2. \quad (3.67)$$

Собственная электрическая энергия такого заряженного тела равна:

$$W = 1.23 \times 10^{13} \sigma_n R^3. \quad (3.68)$$

Удельная энергия W_0 такова:

а) для железного метеороида при $\sigma_n = 4500$ кг/см², $E = 10^8$ В/см

$$W_0 = 1.7 \times 10^9 \text{ эрг/г}, \quad (3.69)$$

то есть она сопоставима с удельной энергией взрывчатки типа тротила;

б) для каменного метеороида из-за его небольшой механической прочности на разрыв $E_m \leq 10^7$ В/см, W_0 примерно на два порядка меньше, чем у железного.

Пусть имеется железный метеороид (например, Сихотэ-Алинское космическое тело) с $\sigma_n = 4500$ кг/см², радиусом $R = 1$ м. Его вес равен ~ 32 т, $E = 10^8$ В/см. Тогда $Q = 1.1$ Кул, а $W = 5.5 \times 10^{16}$ эрг. Интересен контраст между незначительным максимальным зарядом и очень большой собственной электрической энергией заряженного метеороидного тела.

При достижении максимальной величины напряженности поля у поверхности тела, когда оно взрывается, мгновенно падает и напряженность поля. Если же тело при дальнейшем движении вновь взрывается, то, очевидно, действуют механизмы заряжения, приводящие тело вновь к предельному напряженному состоянию. Как известно из наблюдавшихся ранее случаев, такие механизмы заряжения существуют, поскольку они могут вызвать интенсивное и непрерывное дробление прочных железоникелевых метеорных тел на трассе их полета (как это происходило, например, в случае с Сихотэ-Алинским метеороидом).

Можно показать, что при таком дроблении общий заряд потока осколков непрерывно растет, величина этого заряда Q определяется соотношением:

$$Q = \alpha Q_0, \quad (3.70)$$

где α – коэффициент возрастания заряда тела при дроблении. Этот коэффициент можно найти из анализа конкретных случаев падения метеороидов или оценить при помощи чисто теоретических соображений о скорости нарастания заряда при исследовании повторных вспышек метеорных тел.

Естественно, электрическая энергия потока осколков метеороида сохранялась бы неизменной, если бы отсутствовало рассеивание его массы. А, следовательно, собственная энергия потока осколков со временем достаточно быстро убывает. Расчеты показывают, что при непрерывном дроблении первичного космического тела его потенциал, а значит, и напряженность поля в

некоторой окрестности метеороида непрерывно уменьшаются. Это означает, что при приближении объекта к Земле при его дроблении уменьшается и диаметр его короны.

Область индуцированных на земной поверхности зарядов, в которой напряженность достигает значения пробоя $E_1 = 3 \times 10^4$ В/см и выше ее, назовем «пятном напряженности». Оно естественно перемещается вслед за метеорным телом. При пологой траектории движения метеороида, скорости перемещения «пятна» и тела незначительно отличаются друг от друга.

При вертикальном падении метеороида это пятно остается на месте, увеличиваясь в диаметре. В этом случае при падении крупных железных метеороидов обязательно возникают из-за электроэрозионного воздействия на земной поверхности метеоритные кратеры, еще до непосредственного их контакта с Землей.

Критическая высота h_k тела над земной поверхностью, когда начинает развиваться лавинный разряд между ним и Землей, такова:

$$h_k = \sqrt{180Q / E_1}, \quad (3.71)$$

здесь E_1 – напряженность индуцированного поля в центре «пятна напряженности» в начальный момент развития пробоя. Так, для сухого воздуха при нормальном атмосферном давлении $E_1 = 3 \times 10^4$ В/см напряженность продолжает расти и после достижения величины пробоя до тех пор, пока не завершится обменный процесс между зарядами. Весь этот процесс длится малые доли секунды, но он обязательно осуществляется, иначе нельзя понять механизм эрозии при электрической обработке металлов [Золотых, 1953].

Сила взаимодействия головной части потока осколков метеороида с Землей на критической высоте находится по закону зеркального отображения из формулы:

$$F = 918Q^2 / 4h_k^2. \quad (3.72)$$

При начале обменного процесса между зарядами и их нейтрализации, силы электростатического взаимодействия этих зарядов, связанных с телом и Землей, могут достигать колоссальных значений. В них и состоит суть дела, равно как и ответ на вопрос, почему сколь угодно прочные металлы не способны противостоять электрической эрозии при разряде.

Для оценки заряда диаметра возникающего на земле кратера или оценке «пятна напряженности» приводится формула:

$$Q = 1.43 \times 10^{-2} E \rho^2, \quad (3.73)$$

где ρ – расстояние от центра «пятна напряженности» до заданной точки (км); E – максимальная величина напряженности индуцированного на Земле поля на заданном расстоянии ρ ; Q – суммарный заряд потока головной части осколков метеорного тела.

Ниже на основе выведенных соотношений для развития электрического пробоя и взрыва метеорного тела проводится анализ Тунгусской катастрофы 1908 г.

Из приведенного описания своеобразного характера ожога леса в зоне катастрофы [Кринов, 1949] вытекает, что такой ожог мог быть результатом местного электрического пробоя, который не следует смешивать с лавинным пробоем в центральной зоне катастрофы. Поскольку при полете положительного заряженного метеороида на земной поверхности индуцируются отрицательные заряды, то концы веток деревьев по отношению к земле являются анодом и напряженность поля на их уровне еще выше, чем у земли. Когда начинается местный пробой, возникают пондемоторные силы, которые стремятся пригнуть к земле ветки деревьев. Во время пробоя анод страдает наиболее всего, концы веток обламываются и на них возникает уголек со стороны земли [Кринов, 1949]. По окончании пробоя ветки возвращаются в исходное положение и уголек оказывается расположенным косо и имеющим вид «птичьего коготка» по определению Л.А. Кулика. Здесь следует отметить, что ожог типа «птичьего коготка» должен быть отчетливо виден не в центре катастрофы, а на расстоянии в 5–6 км в направлении, перпендикулярном к вертикальной плоскости полета тела. В центральной же зоне разрушений картина чрезвычайно сложна, здесь она могла быть серьезно искажена пожаром. Для возвращения ветвей в исходное положение требуется время, существенно большее, чем при обычном разряде, длящимся малые доли секунды.

Оценим время местного пробоя в Тунгусском событии. Определим, используя формулу (3.73), величину заряда метеорного тела. Полагая на границе зоны ожога $\rho = 7.5$ км и $E = 3 \times 10^4$ В/см, получим $Q = 2.4 \times 10^4$ Кул. Это довольно большой заряд, для размещения которого потребовалось бы метеорное тело очень большого размера.

Так, если бы это был железный метеороид такой же прочности, как Сихотэ-Алинский, то напряженность его электрического поля была бы $E = 10^8$ В/см, а его радиус из соотношения (3.67) оказался бы равным $R = 147$ м. Поскольку диаметр короны метеорного тела на два порядка больше размера самого тела, то он бы оказался гигантом около 30 км, что нереально. Для каменного же метеорного тела при напряженности $E = 10^7$ В/см его радиус должен быть равным $R = 465$ м, что также нереально.

Таким образом, такое метеорное тело не могло быть ни железным, ни каменным единым телом, а он мог быть только сильно раздробившимся железным метеороидом. И причем обязательно железным, потому что каменный метеороид не мог бы выделить той энергии, которая фактически выделилась в зоне Тунгусской катастрофы.

Коэффициент возрастания зарядов при дроблении α был определен В.Ф. Соляником из информации, содержащейся в работах [Сихотэ-Алинский..., 1959 и 1963], в которых подробно изложен материал о картине падения и морфологических особенностях воронок, кратеров и субстанций Сихотэ-Алинского метеорита, он оказался равным $\alpha = 200$.

Учитывая тот факт, что время, в течение которого наблюдался Сихотэ-Алинский болид с момента его «возгорания» (когда диаметр его короны мгновенно возрос в 100 раз, что произошло примерно на высоте 40 км) до падения, и время, в течение которого был виден Тунгусский болид (до разряда над центром катастрофы), сопоставимы, можно положить и в данном случае $\alpha = 200$. Тогда из соотношения (3.70) можно получить исходный заряд первичного эквивалентного тела Тунгусского метеороида до его распада, $Q_0 = 1.2 \times 10^2$ Кул. Так как железный метеороид весьма интенсивно дробился в атмосфере, то предельное напряженное состояние тела было достигнуто.

Полагая $E = 10^8$ В/см, из (3.67) находится радиус тела $R = 10^4$ м. При $\gamma = 7860$ кг/м³ вес такого тела составит ~ 40000 т.

Собственная электрическая энергия тела находится из соотношения (3.68) и составляет 6.8×10^{19} эрг, или округленно 10^{20} эрг. Однако это отнюдь не полная энергия, выделившаяся при разряде. Чтобы прояснить ситуацию, необходимо представить картину состояния движущегося тела. Удержать заряд на теле диаметром больше 20 м и иметь при этом напряженность поля у поверхности тела 10^8 В/см в стационарном состоянии совершенно невозможно. Этого можно достигнуть только в динамическом режиме движения тела и его непрерывного заряжения и разряжения. В таком случае события развиваются следующим образом. Когда развиваются взрывные механизмы электронной эмиссии, достигается предельная напряженность, и тело дробится, его осколки отбрасываются в хвостовую зону потока. В нижних слоях атмосферы, где плотность воздуха становится достаточно значительной, несамостоятельный разряд постепенно переходит в искровой и даже дуговой. Так образуется метеорный хвост, который существенно отличается от следа тела. Возникают токи большой плотности между головной и хвостовой частями объекта. Начинается потрескивание и шипение, как в процессе электросварки, отмечаемые наблюдателями при падениях даже небольших железных метеороидов [Астапович, 1958]. Эти токи, как считает В.Ф. Соляник, и порождают регмаглипты и кору плавления на металлических поверхностях частей метеорных тел; а в период дробления тела рождаются и так называемые линии Неймана в структуре металла.

Когда же метеорное тело настолько сближается с земной поверхностью, что напряженность индуцированного здесь поля начинает достигать пробойной величины, вся эта колоссальная энергия, циркулирующая в системе голова-хвост объекта, переключается на разряд с земной поверхностью. Тогда она и причиняет те разрушения, которые наблюдаются при падении крупных железных метеороидов.

Абстрактно представим некий гигантский конденсатор, в котором накоплен заряд Q_0 . В таком случае время, необходимое для его разряда, составит примерно $t_1 = 10^{-3}$ с. Мощность, развиваемая при таком разряде, равна:

$$N = 10^{20}/10^{-3} = 10^{23} \text{ эрг/с} = 10^{13} \text{ кВт},$$

что кажется совершенно чудовищной величиной. Однако это и есть приблизительно та самая мощность, которая развивается в рассматриваемом здесь случае.

Высота h_k метеорного тела над земной поверхностью в момент его разряда составит согласно соотношению (3.71) – 12 км. Скорость, которую метеорное тело могло иметь на этой высоте, лежит в пределах $8 \text{ км/с} < v < 15 \text{ км/с}$. Поскольку по данным очевидцев траектория полета осколков Тунгусского болида была пологой кривой ($\beta = 6 \div 10^\circ$), то скорость «пятна напряженности» на земной поверхности была примерно равна скорости тела. Отсюда, используя данные работы [Васильев, 2004], находится время длительности разряда между болидом и Землей, в пределах $1 \text{ с} < t_2 < 2 \text{ с}$, то есть оно совершенно достаточно, чтобы вызвать ожог леса типа «птичий коготок», который упоминался выше, на расстоянии $\rho = 7.5 \text{ км}$ от вертикальной плоскости движения тела.

При диаметре эквивалентного первичного тела $D = 20.8 \text{ м}$ в момент разряда диаметр короны при интенсивном дроблении мог быть не более 100 м, что согласуется с данными работы [Золотов, 1969], где видимый диаметр тела оценивался в 60–70 м.

Полная энергия, выделившаяся при разряде, лежит в пределах $W = Nt_2 = (1 \div 2) \times 10^{23} \text{ эрг} = (1 \div 2) \times 10^{16} \text{ Дж}$, что также находится в хорошем согласии с оценками многих других исследователей.

Сила взаимодействия между телом и Землей F на высоте h_k находится из формулы (3.72) и составляет 918000 т. Она больше веса метеорного тела в 25 раз, что привлекает внимание. Когда прекращается разряд между метеороидом и Землей, отключаются кулоновские силы взаимодействия тел ударным образом. При большой скорости движения раздробленного метеороида это неизбежно приводит к тому, что поток осколков взмывает ввысь и вновь начинает работать механизм заряжения и разряжения через «хвост», вновь продолжается процесс дальнейшего дробления и испарения раздробленного метеороида.

При большой скорости полета метеороид еще значительное время мог двигаться на нижней границе стратосферы (у тропопаузы). Можно показать, что если бы он двигался хотя бы еще 20 с, то при той мощности, которая здесь развивается, метеороид превратился бы в пыль и газ.

Начальная масса Тунгусского метеороида, вторгнувшегося в земную атмосферу, была, по-видимому, не менее 200000 т. Высота его «возгорания» была ниже, чем у Сихотэ-Алинского метеороида. Как показывают расчеты, чем крупнее начальная масса космического тела, тем позже наступает его предельное напряжение. По-видимому, примерно в пять раз большей была и его начальная собственная электрическая энергия, быстро рассеивающаяся вместе с массой на траектории полета.

Лавинный разряд в центре Тунгусской катастрофы, длившийся 1–2 с и двигавшийся с гиперзвуковой скоростью, образовал цилиндрические УВ, которые и вызвали радиальный вывал леса на большей площади. Ширина полосы лавинного разряда, на границах которой напряженность поля E достигала значений 10^7 В/с (достаточная для разрушения каменного материала), находится из формулы (3.73). Она примерно равна 820 м. Температура в центральной части этого лавинного разряда достигала нескольких тысяч градусов. При этом из хвостовой

части болида могли выпасть даже весьма крупные осколки тела, но искать их следует не в месте катастрофы, а за многие сотни километров от него.

Таким образом, показано, что в физической картине Тунгусской катастрофы электрические процессы сыграли главную роль.

В заключение подраздела приведем некоторые интересные сведения геологов о возможности космогенного происхождения взрывных (эксплозивных, криптовулканических) структур [*Хазанович-Вульф*, 1991 и 1994]. Некоторые геологи полагают, что эти структуры имеют импактную природу и образовались в результате падения (или приземного взрыва) на Землю крупных метеороидов. Так, по каталогу В.И. Фельдмана (1990 г.) из 136 метеоритных кратеров метеоритное вещество обнаружено в 47 структурах, то есть примерно в 1/3 от их общего числа.

До сих пор никто из исследователей не рассматривал в качестве причины электрических пробоев земной коры вторжение в атмосферу Земли крупных метеорных тел. Однако, согласно соответствующим данным, в этот момент вокруг них возникает мощный электрический заряд, вызывающий на поверхности планеты в пределах так называемого «пятна напряженности» равный по величине заряд, но противоположный (отрицательный) по знаку (см. выше). Подтверждением служат сигналы об электрических возмущениях в атмосфере и на поверхности Земли при пролете даже относительно мелких (сгорающих в верхних слоях атмосферы) болидов [*Астапович*, 1958]. Более наглядным примером может служить зафиксированное 26 февраля 1984 г. в Западной Сибири электрическое воздействие на земные объекты достаточно крупного Чулымского болида [*Овчинников, Пасечник*, 1988] – без видимых причин перегорали лампочки, были помехи в телевидении, выходили из строя фотоэлементы ламп дневного освещения. При пролете огромного Сихотэ-Алинского тела возник сильный электрический ток в телефонной сети, зафиксированы сейсмические проявления [*Сихотэ-Алинский...*, 1959 и 1963].

Отсюда возникает логический вывод о том, что электрополя крупных болидов, по-видимому, инициируют электроразрядные процессы в недрах планеты. Их сила может сыграть роль «спускового механизма» для мощного взрыва, который разрушит либо метеороид (как было, например, с Сихотэ-Алинским и, возможно, с Тунгусским телами) либо земную поверхность, образовав кратерную структуру. Такой взрыв наиболее вероятен при пересечении траектории болида и зоны тектонического разлома, поскольку именно значительные разломы генерируют высокие электрические поля. Метеорное тело, накопившее на себе мощный, но еще не предельно допустимый заряд, взрывается над зоной наиболее заряженного геологического тела, и тогда становится понятным наличие метеорного вещества в породах взрывной структуры [*Хазанович-Вульф*, 1991 и 1994].

3.5.4. Механизм «парового взрыва» метеороида

Первые попытки ответа на вопрос о физическом механизме взрывоподобных катастрофических явлений, сопровождающих вхождение крупных ме-

теороидов в плотные нижние слои атмосферы и приводящих к появлению масштабных зон разрушения и пожара на поверхности Земли, ученые уже предприняли более века назад, после самого известного на данный исторический момент падения Тунгусского космического тела в 1908 г. Причем многие сопутствующие естественные вопросы, в том числе последствия таких взрывов и падений оставались без адекватных ответов. Пожалуй, самый известный из них: как объяснить ничтожную массу найденных на земной поверхности метеоритов – фрагментов выпавшего метеорного тела, а то и их полное отсутствие как в случае Тунгусского тела, обладавшего огромной первоначальной массой при вторжении в атмосферу Земли? Так, например, по итогам последствий взрывов и падения Челябинского метеороида в 2013 г. на колоссальной территории зоны его рассеивания площадью в сотни квадратных километров с привлечением самых современных методов поиска было собрано осколков общим весом в несколько сот килограммов при общей массе вторгнувшегося тела от 6 до 10 тысяч тонн [Челябинский суперболид, 2016].

В работах [Barelko et al., 2013; Barelko и др., 2014, 2015] полагалось, что причину взрыва метеороида следует искать в ряду газодетонационных механизмов образования сверхзвукового фронта УВ. Поскольку присутствие в метеороиде традиционных для взрывчатых веществ химических источников взрывного газовыделения в данном случае исключено, представляется вполне обоснованным рассмотрение процесса взрывного объемного вскипания, перегретого до нескольких тысяч градусов небесного тела. Другими словами, предлагалось обсудить применительно к этому виду природной катастрофы роль «парового взрыва» в качестве фактора, сопровождавшего превращение метеороидов (болидов) в плотных слоях атмосферы.

Далее авторами предложенной газопаровой детонационной концепции схема взрыва метеороида представлялась следующей. Твердое космическое тело входит с гиперзвуковой скоростью (> 11 км/с) в плотные нижние слои атмосферы, в результате на его поверхности образуется горячий пограничный слой, сжатый до колоссальных давлений. Тело перегревается много выше температуры кипения образующего его вещества, и по мере торможения этого тела под воздействием аэродинамических нагрузок и снижения сжимающего его давления мгновенно происходит вскипание его массы. Перешедшее в газопаровое состояние и пока еще сжатое до высоких давлений вещество взрывоподобно распадается, то есть осуществляется «объемный взрыв» – процесс, происходящий в результате самоперемешивания за ультракороткий промежуток времени этой горячей субстанции с окружающим ее холодным объемом атмосферного газа и формирующий интенсивную УВ, приводящую к катастрофическим последствиям.

В пользу предлагаемой гипотезы свидетельствовала ничтожно малая масса найденных метеоритов – осколков выпавших метеороидов по сравнению с их начальной массой вторжения в атмосферу (см. выше). УВ рассеивала газопаровое облако вещества взорвавшихся в атмосфере метеороидов на территориях очень большой площади на поверхности Земли, именно поэтому не удавалось собрать сколько-нибудь значительного объема продуктов их превращений.

Затем авторы жаловались на отсутствие физической теории, объясняющей явление парового взрыва на настоящее время, и соответственно на отсутствие и математической модели такого взрыва [Барелко и др., 2015]. И поэтому советовали обратиться к поиску объектов для экспериментального изучения этой проблемы, полагая, что лабораторной моделью, имитирующей взрыв метеорного тела (болида), может служить явление так называемых «взрывающихся проволочек» [Exploding wires, 1959; Барелко и др., 2014]. Если через очень тонкую металлическую проволоку диаметром 0.1–1 мм, помещенную в реактор, пропустить очень короткий импульс электрического тока большой плотности $j = 10^4 - 10^6$ А/мм², то почти мгновенно – за $t = 10^{-7} - 10^{-5}$ с – она перегревается выше температуры кипения своего материала, и, взрываясь, объемно сублимирует, разбрасывая по всему пространству и стенкам реактора наночастицы металла со сверхзвуковыми скоростями. Инициированный таким образом электрический взрыв сопровождается образованием и распространением сверхинтенсивной УВ с давлением на ее фронте до нескольких тысяч атмосфер; такой взрыв обеспечивается сверхбыстрым нагревом проволочного элемента в 10^7 К/с до температур больших, чем $T = 10^4$ К.

Далее авторы констатировали, что процесс взрыва массивного метеороида естественно реализуется значительно сложнее, чем проволочного элемента.

Но в статьях [Невский, 1978; Соляник, 1980] за 30 с лишним лет до работ В.В.Барелко с сотрудниками была разработана математическая модель электроразрядного механизма, приведившего в итоге именно к «объемному паровому взрыву» вещества метеороида, сублимировавшегося мгновенно под воздействием электрического разряда почти целиком из твердого состояния в парообразное и образовавшего при этом мощную УВ. Причем весь этот процесс по существу происходил аналогично явлению так называемых «взрывающихся проволочек», описанного в работах [Exploding wires, 1959; Барелко и др., 2014]. Он мгновенен $t = 10^{-5} - 10^{-2}$ с, плотность электрического тока чрезвычайно велика – $j_e = 10^5$ А/см², и в ходе его реализаций происходит сверхбыстрый разогрев объекта до колоссальных температур, естественно приводящий к сверхбыстрой сублимации большей части вещества метеороида (см. подраздел 3.5.3).

А далее в работах [Невский, 1978; Соляник, 1980] утверждалось, что физические процессы, сопровождавшие электроразрядный механизм, приводящий к взрыву метеорита, позволяют воспроизвести картину внешних проявлений данного эффекта, объясняющего с научных позиций ряд наблюдений обстоятельств падения особо крупных метеороидов, которые до этого оставались во многом загадочными.

Во-первых, образование высотного электрического пробоя и развитие сверхмощного разряда между метеороидом и земной поверхностью должно приводить к эффекту вспышки гигантского многокилометрового сверхъяркого столба, интенсивное излучение которого могло вызвать ожоги и одновременный вызов пожаров на огромной площади, что и наблюдалось, например, при падении Тунгусского тела [Кринов, 1955; Астапович, 1958; Васильев, 2004].

Вслед за вспышкой на месте столба некоторое время должен был наблюдаться след. Действительно, в работе [Кринов, 1955] в случае Тунгусского метеороида отмечалось появление «гигантского столба», который в работе [Астапович, 1958] интерпретировался как «вертикальный фонтан взрыва».

Во-вторых, взрывообразное выделение громадной энергии в почти цилиндрическом объеме должно приводить к образованию интенсивной квазицилиндрической УВ, которая может вызвать совместно с электроразрядным дроблением пород многочисленными разрядными каналами образование обширных, но мелких кратеров, или привести к гигантскому вывалу леса, как и произошло в случае Тунгусского метеороида [Кринов, 1955].

В-третьих, сверхмощный высотный взрыв естественно должен приводить к взрывному разрушению самого метеороида, и к трансформации значительной части его материала из-за чрезвычайно высокой температуры в разрядном столбе в основном в парообразное и пылевое состояние. В момент взрыва на месте метеороида должно возникнуть быстрорастущее газопылевое облако, которое вместе со следом от разрядного столба может составлять грибоподобную конфигурацию (как при ядерном взрыве). Образование такого облака неоднократно наблюдалось в действительности, что «послужило причиной для указаний в летописных записях о падении метеоритов из внезапно появившихся туч» [Кринов, 1955]. Явление высотного взрыва метеороида объясняет и факт отсутствия достаточно заметного количества метеоритного вещества непосредственно в кратерах. Как известно, на данное время абсолютное большинство исследователей придерживается мнения о высотном взрыве Тунгусского тела [Васильев, 2004].

В-четвертых, при таком взрыве метеороидов, вызванных электрическим разрядом, могут оставаться и относительно крупные фрагменты метеороида, которые мощным взрывом отбрасываются на многие десятки и даже сотни километров от места взрыва. Таким образом, его крупные осколки могут быть обнаружены на удалении от места взрыва на многие сотни километров. А, следовательно, и в случае Тунгусского метеороида достаточно большие осколки могли выпасть на значительном расстоянии от эпицентра взрыва и необходимы их поиски вдали от него [Астапович, 1958].

В-пятых, как и в случае исследования сверхмощных электрических разрядов [Арцимович, 1961], такой особо огромный электрический разряд, инициировавший взрыв Тунгусского тела, должен был сопровождаться интенсивными потоками нейтронного и жесткого рентгеновского излучения, что могло инициировать ряд дополнительных эффектов, некоторые из которых были зафиксированы в ходе сравнительно недавних экспедиций [Васильев, 2004].

Дополнительно отмечен факт, что сверхмощные наведенные пробойные электрические поля могут вызывать эффект электростатической левитации, который объясняет наблюдаемые явления подъема в воздух крупных предметов. Так, в монографии [Васильев, 2004] описывается случай подъема в атмосфере чума вместе с находившимися в нем людьми, а в монографии [Астапович, 1958] приводятся сведения о событии, когда во время падения крупного метеороида «напала темная мгла, во время которой взвились в воздух олени,

люди, юрты, бревна». И это явление нельзя отнести к воздействию взрывной или баллистической УВ, которые приводят совсем к другим последствиям.

Таким образом, именно мощный «паровой взрыв» метеороидов, инициированный электроразрядным механизмом, удовлетворяет практически всем условиям и последствиям, сопровождающим это грозное природное явление.

3.5.5. Механизм взрыва метеороидов при трансформации их кинетической энергии в энергию локального объема окружающего газа (модель С.С.Григоряна)

Явление «взрыва» метеороидов в гипотезе С.С. Григоряна описывается следующим образом [Григорян, 1979; Григорян и др., 2013]. На заключительном участке траектории космического тела в атмосфере, когда вся его масса уже полностью трансформируется в поток обломков, капель и пара из вещества метеороида, который уже так быстро тормозится, что переданная им кинетическая энергия окружающему атмосферному газу оказывается локализованной в достаточно тонкой протяженной области на высоте максимального торможения, так что последующие газодинамические явления близки к последствиям «мгновенного» выделения энергии вдоль отмеченного участка траектории, то есть взрыву удлиненного (близкого к цилиндрическому) заряду взрывчатых веществ с соответствующим распределением его мощности по длине [Григорян, 1979], или даже сильному точечному взрыву [Седов, 1946], как это предполагалось в работе [Войцеховский, 1980].

Тогда быстро переданная потоком обломков тела атмосфере кинетическая энергия частично перейдет в энергию излучения сильно прогретого газа атмосферы и паров материала метеороида, так что из области «взрыва» будет распространяться наряду с УВ интенсивный поток излучения, который нанесет при близости поверхности планеты достаточно сильный радиационный удар по ней.

Именно по такой схеме последовательности процессов и был предложен С.С. Григоряном механизм явления, и на его основе были объяснены процессы, сопровождавшие Тунгусское событие [Кринов, 1955; Астапович, 1958].

Дальнейшие расчеты показали, что на самом деле торможение крупных космических тел типа суперболидов (Тунгусский, Бразильский, Челябинский и прочие объекты [Андрущенко, Шевелев, 2013]) в атмосфере Земли ничтожно вплоть до достижения ими плотных нижних слоев, причем толщина самого слоя резкого торможения весьма мала по сравнению с длиной всего полета в атмосфере [Григорян и др., 2013]. Подобный характер эволюции движения метеороидного тела в атмосфере приводит к наблюдаемому эффекту концевой вспышки болидов. Развитие очень высоких температур и генерация интенсивной УВ в слое резкого торможения вызывается гиперзвуковыми скоростями (более 10 км/с) космических тел, вторгающихся в земную атмосферу. При таких скоростях удельная энергия тел существенно, более чем в 10–100 раз превышает теплоту сублимации их вещества, составляющую порядка 10^6 Дж/кг, что приводит при «взрыве» болида в таком слое к формированию интенсивно

светящейся плазмы с начальной температурой, превышающей температуру поверхности Солнца.

Взрывная энергия, выделяющаяся в области максимального торможения болида и создающая горячую плазму, $E_e = E_m$, определяется начальной массой вторгнувшегося в атмосферу и порождающего взрыв болида M_0 и массой исходного атмосферного газа во взрывном слое ΔM_a . Расчет этой массы, приведенный в работе [Григорян и др., 2013], показал, что $\Delta M_a \approx M_0$, и тогда получим:

$$E_e = \pi \rho_m R_0^3 V_0^2 / 3e,$$

где ρ_m – плотность материала болида; R_0 , V_0 – радиус и скорость его входа в атмосферу. Так, для Челябинского болида эта энергия «взрыва» равна $E_e = 6.3 \times 10^{13}$ Дж и эквивалентна энергии взрыва 6 кТ тротила.

Высота же над земной поверхностью, где происходит начало «взрыва» болида, из работы [Григорян и др., 2013] определяется формулой:

$$h_e = 2.3H \left[\lg(\rho_0 V_0^2 / \sigma_*) - \lg(1 - C/b) \right],$$

где H – высота однородной атмосферы; ρ_0 – плотность атмосферы у поверхности Земли; σ_* – прочность материала болида; C , b – параметры.

Для Челябинского болида $h = 35$ км.

Именно модель «взрыва метеороида» С.С. Григоряна, а точнее, взрывоподобное явление, было выбрано за эталон при дальнейших исследованиях на эту тему большинством отечественных специалистов, занимающихся вопросами, связанными с метеоритикой. Эта модель была использована как во всех известных академических и специализированных монографиях, затрагивающих тематику по проблеме астероидно-кометной опасности: [Астероидно-кометная опасность..., 1996; 2010 и 2015; Угроза с неба..., 1999; Катастрофические воздействия ..., 2005] так и в многочисленных статьях специалистов, входящих и не входящих в число авторов перечисленных изданий, число которых очень велико (см., например, [Андрущенко, Стуцкий, 2020]).

При неvertикальном вторжении космического объекта в атмосферу форма энерговыделения отличается от круговой, характерной для сосредоточенного взрыва [Шувалов и др., 2013]. Однако для быстрой приближенной оценки последствий падения такого тела взрывная аналогия очень полезна. Малоизученным оставался вопрос об определении высоты эквивалентного (то есть производящего такую же УВ) сосредоточенного взрыва. Определение эффективной высоты взрыва H_{eff} проводится в работе [Шувалов и др., 2016], она равна:

$$H_{eff} / H = -1.31 \ln \left[(D/H) (\rho_m / \rho_0)^{2/3} \sin \alpha \right] + 1, \quad (3.74)$$

где H – высота однородной атмосферы, D – диаметр метеороида, α – угол его входа в атмосферу, ρ_m и ρ_0 – плотности материала метеороида и воздуха на поверхности Земли.

На рис. 3.7 приведены траектория космического тела (КТ) и возможное положение эффективного точечного источника, используемого при построении соотношения подобия для избыточного давления [Глазачев и др., 2021].

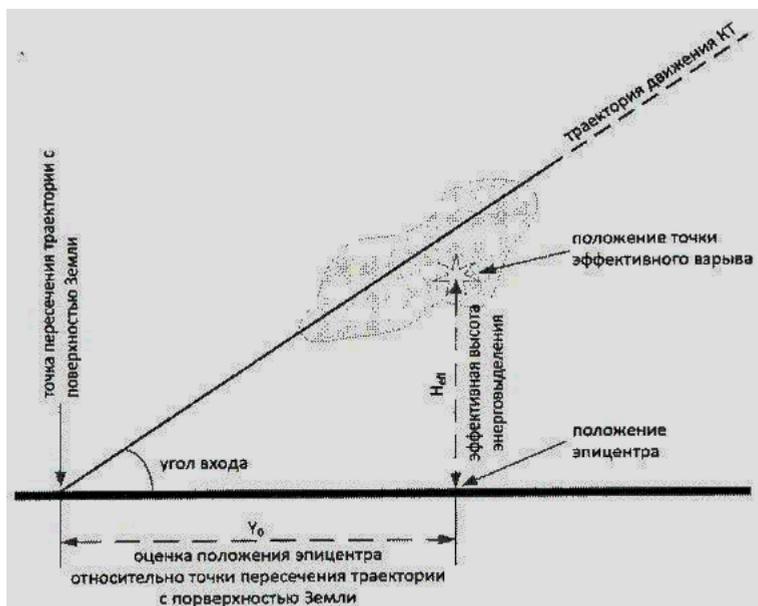


Рис. 3.7

Проведенные в работах [Шувалов и др., 2016; Глазачев и др., 2021] расчеты показали, что в качестве быстрой оценки падения на Землю космических тел можно использовать взрывную аналогию. И эффективную высоту «метеорного взрыва» можно оценивать по вышеприведенной формуле (3.74), полученной на основе сравнения прямых численных расчетов ударов космических тел и сосредоточенных взрывов, которая применима для достаточно больших ($> 10\text{--}30$ м) каменных и кометоподобных объектов с плотностями от ~ 1000 до ~ 4000 кг/м³ и углов входа больших 5° .

Если в работах [Collins et al., 2005 и 2017] предполагалось, что эффективный источник располагается непосредственно на траектории движения метеороида, то в работе [Глазачев и др., 2021] было определено, что он может располагаться в точках как ниже, так и выше траектории. На рис. 3.8 приведены положения эффективного точечного источника относительно траектории метеороида (для вариантов $D \sim 15\text{--}400$ м, $\alpha \sim 15^\circ\text{--}90^\circ$), области: светло-серая – источник расположен над траекторией, темно-серая – под ней. Линиями уровня показана разница высоты в км (под траекторией до -20 км, над траекторией до $+2$ км). Заштрихованная зона отвечает области параметров, где H_{eff} имеет значения от 0 до 3 км, белая зона отвечает кратерообразующим ударам с $H_{eff} = 0$ км. Левый рисунок отвечает кометам ($\rho = 1000$ кг/м³), центральный и правый – астероидам ($\rho = 2650$ и 3320 кг/м³ соответственно).

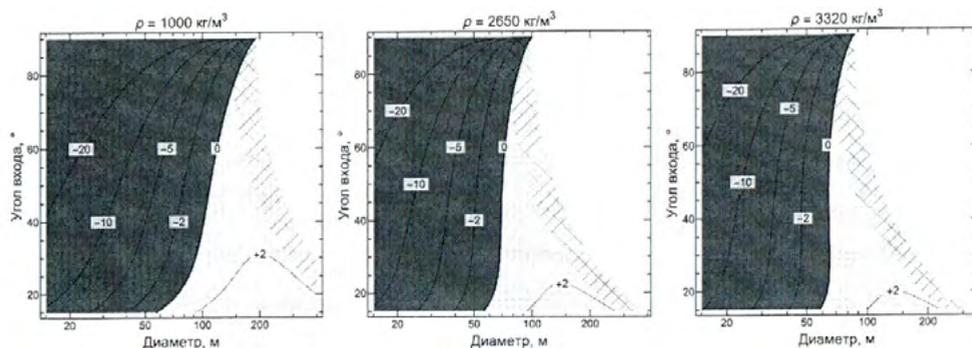


Рис. 3.8

Следует отметить, что высота эффективного точечного взрыва для Тунгусского космического тела, рассчитанная по формуле (3.74), хорошо коррелирует с соответствующими высотами, полученными в ранних работах (см., например, [Иванов, 1963]).

3.5.6. О множественных взрывах фрагментов метеороида на заключительной стадии его движения

В работе [Андрущенко и др., 2018а] изучается «взрыв» фрагментов метеороида на заключительном этапе при их торможении с рассмотрением процессов регулярных и нерегулярных (маховских) стадий столкновения множественных сферических УВ друг с другом, образования и распространения вторичных УВ, формирования сложных вихревых структур. Задача о множественных взрывах в этой работе решается на основе системы трехмерных нестационарных уравнений Эйлера для сжимаемого газа, которая аппроксимируется разностными уравнениями с помощью явной двухшаговой схемы типа предиктор-корректор. Поскольку УВ рассчитываются сквозным способом, выбранная схема 2-го порядка точности генерирует осцилляции в их окрестностях – проявление так называемого эффекта Гиббса [Lax, 2006], объясненного теоремой Годунова [Годунов, 1959]. Эти осцилляции подавляются специальным градиентным сглаживанием по всем трем координатным направлениям, сводящим выбранную схему к схеме типа TVD, обладающую свойством монотонности и позволяющую достаточно хорошо рассчитывать сквозным способом УВ большой интенсивности и их взаимодействия [Жмакин, Фурсенко, 1980] (подробно постановка задачи и метод ее решения представлены в [Андрущенко и др., 2016в]).

Рассмотрим результаты расчета процесса трансформации кинетической энергии фрагментов в энергию окружающего газа в виде множественных взрывов. В качестве примера выберем три сценария модельной задачи, в ходе которых на первом этапе метеороид массой $M = 7$ т дробится на 2, 3 и 6 равных фрагментов, которые на втором этапе после взаимодействия, вызванного ин-

терференцией, оказываются на окружности радиуса 130 м с центром на высоте $H = 20$ км и продолжают движение в направлении к земной поверхности под углом $\theta = 30^\circ$ со скоростью $V = 12$ км/с (см. рис. 3.9, на котором приведена схема расположения центров фрагментов метеороидов в начальный момент времени в вертикальной плоскости сечения (x, z) : а – для системы из двух, б – трех, в – шести осколков).

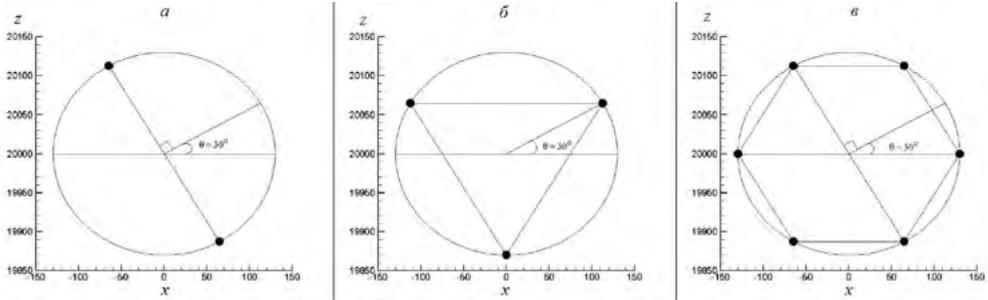


Рис. 3.9

Вариант 1. Рассмотрим вариант, когда в ходе падения метеороид дробится на 2 фрагмента массой $m = 3.5$ т каждый и они расходятся на $L = 260$ м (рис. 3.9а).

На третьем заключительном этапе происходит процесс мгновенного разрушения обоих фрагментов метеороида – их мгновенная сублимация с переходом кинетической энергии во внутреннюю и кинетическую энергию некоторых малых объемов газа, окружающих их в этот момент времени. Подобный процесс можно рассматривать как взрыв [Григорян, 1979]. На самом деле, при супергиперзвуковых скоростях (число Маха ~ 40), такой переход инициирует именно взрывные УВ [Добровольский, 2002]. И в этом случае за начальные условия для решения задачи о движении, инициированным парой фрагментов метеороида в атмосфере, на третьем этапе выбирается решение о двух сильных точечных синхронных взрывах неподвижных зарядов (с энергией $E = mV^2/2 = 2.52 \times 10^{11}$ Дж) [Седов, 1969], как это было рекомендовано М.А. Лаврентьевым [Войцеховский, 1980].

Итак, на основе трехмерной нестационарной системы уравнений Эйлера при помощи явной двухшаговой разностной схемы типа предиктор-корректор [Андрущенко и др., 2016в] численно решается задача о парном взрыве. Граничные условия в расчетной области в виде куба таковы: на всех гранях – данные невозмущенной экспоненциальной атмосферы:

$$u = v = w = 0, p_a(z) = p_a(0) \exp(-z/\Delta), T_a(z) = T_a(0).$$

За начальный момент времени $t = 0.0$ с выбран момент парного взрыва. К моменту времени $t = 0.095$ с УВ двух сильных точечных взрывов подходят в упор к друг другу, пройдя расстояния ~ 130 м, но еще не начинают взаимодействовать, имея значения давления на фронтах $p_o = 34$ кПа.

На регулярной стадии лобового столкновения двух взрывных сферических УВ в точке контакта давление возрастает в 3.8 раз и становится равным $p = 131$ кПа при $t = 0.11$ с (см. рис. 3.10а, на котором приведено изменение давления в зависимости от времени в центре системы из двух осколков), а затем образуются пары исходящих УВ и тангенциальных разрывов.

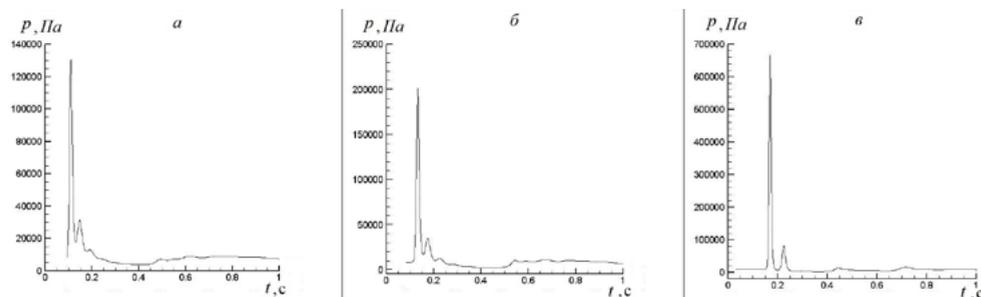


Рис. 3.10

Далее реализуется нерегулярная стадия отражения с формированием Маховской конфигурации с двумя тройными точками, когда каждая приходящая УВ распадается на две исходящие УВ и тангенциальный разрыв. Теория локального приближения подобного отражения (так называемая теория Y) с получением канонических уравнений для Маховской конфигурации разработана и приведена в [Ляхов и др., 1989]. Конфигурации ударных фронтов идентифицируются нами путем локализации особенностей методом дифференциальных анализаторов [Ворожцов, Яненко, 1985] и их качественное совпадение с экспериментальными данными, полученными теневым методом при лазерном просвечивании в ходе лабораторных опытов [Бархударов и др. 1984], позволяет считать полученные результаты с помощью используемой численной методики вполне адекватными реальному физическому процессу (см. рис. 3.10', на котором приведены: расчетная Маховская конфигурация с двумя тройными точками (а) (повернутая в ракурсе, удобном для сравнения) и соответствующая экспериментальная конфигурация (б)).

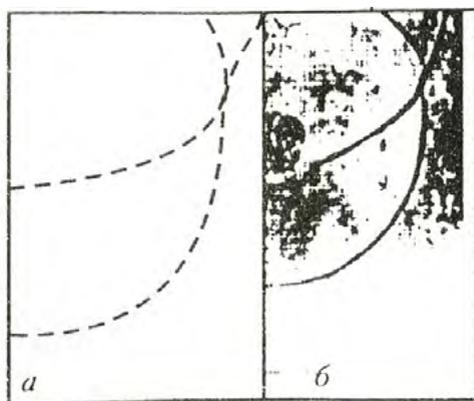


Рис. 3.10'

За развитием ударно-волнового процесса можно следить по графикам газодинамических функций давления, температуры и скорости на прямой, проходящей через центры этих двух взрывов. Пока взаимодействие происходит в достаточно плотном газе в области с относительно низкой температурой, образуются две УВ, распространяющиеся в противоположных направлениях.

Далее эти УВ сталкиваются с границами резкого уменьшения плотности при входе в горячие центральные области («огненные шары») взрывов. При этом происходит их распад на УВ, продолжающие распространяться в прежнем направлении, и волны разрежения, которые движутся к точке начального столкновения. При попадании фронтов в центральные зоны разреженного газа их скорости значительно возрастают, интенсивности падают, а сами УВ сильно «размазываются». При выходе УВ из зон разреженного газа они сталкиваются теперь уже с границами резкого возрастания плотности, распадаясь при этом на пары УВ, распространяющихся в противоположных направлениях: одни из них движутся вперед вслед за головными фронтами, а другие – назад в горячие зоны. Далее УВ, проходящие через горячие центральные области, снова сталкиваются с границами резкого увеличения плотности и распадаются на УВ, одни из которых движутся к точкам, расположенным между центрами взрывов, где газ в этот момент сильно разрежен, а другие возвращаются в горячие центральные области. Через некоторое время происходит повторное столкновение уже существенно ослабленных вторичных УВ в точке первичного контакта, но уже с незначительным возрастанием давления в ней (см. рис. 3.10а). Несколько позже происходит догон фронтом вторичной УВ, который движется в попутном потоке, головного фронта, распространяющегося вверх, с незначительным увеличением его интенсивности. Фронт же вторичной УВ, распространяющийся вниз, не догоняет головной фронт, поскольку за ним уже успевает образоваться зона возвратного течения с отрицательными фазами избыточного давления $\Delta p = p - 1$ и скорости V , суммарный импульс которого превышает суммарный импульс поступательного движения вторичной УВ, распространяющейся вниз. И, таким образом, к земной поверхности распространяется тандем (цуг) из двух УВ, со значительным превышением интенсивности головной УВ интенсивности последующей.

На рис. 3.11 приведены картины распределения давления p и мгновенных линий тока для парного взрыва фрагментов метеороида в центральной вертикальной плоскости сечения (x, z) для двух моментов времени: $t = 0.6$ с (а); 2с (б).

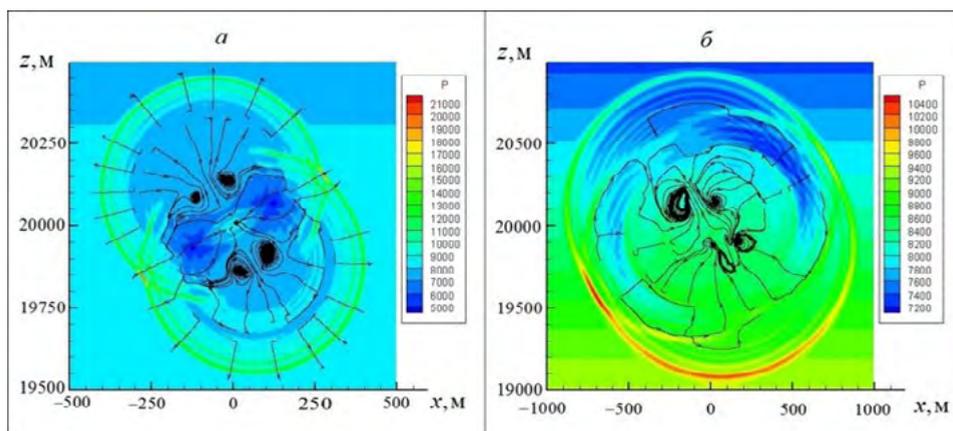


Рис. 3.11

На рис. 3.11а видны в виде некоторого «пояса» в боковой экваториальной зоне области возмущенного газа максимумы давления, образовавшиеся ранее при переходе от регулярного к нерегулярному отражению пары сферических УВ. А внутри возмущенной области в ее частях, относящихся к верхнему и нижнему взрывам, вокруг оси, проходящей через их центры, уже сформировались две тороидальные вихревые структуры около пары окружностей, состоящих из особых точек типа фокусов. Аналогичная единичная структура была выявлена нами ранее при изучении одиночного взрыва в экспоненциальной атмосфере [Андрущенко и др., 2011]. Следует отметить, что для этого малого момента времени $t = 0.6$ с неоднородность атмосферы еще не успевает проявиться – картины распределения давления и конфигурации головных и вторичных фронтов УВ практически симметричны для верхней и нижней частей возмущенной области.

К моменту времени $t = 2$ с внешняя конфигурация головного фронта парного взрыва принимает форму, близкую к сферической, как для одиночного взрыва с двойной энергией (рис. 3.11б). Причем ударно-волновая фаза парного взрыва уже близка к завершению – интенсивности УВ очень малы (внизу перепад давления на головном фронте УВ $p_{\phi}/p_a \approx 1.11$, а сверху – 1.15). По картине распределения давления виден эффект, описанный выше, – фронт вторичной УВ в верхней части уже догнал головной фронт и объединился с ним, а фронт вторичной УВ в нижней части не нагоняет головной фронт, а движется за ним цугом с меньшей величиной давления, чем на головной (рис. 3.11б). Внутри возмущенной области сохраняются некоторые остатки неупорядоченных вихревых структур, сильно трансформированные воздействием вторичных УВ.

Вариант 2. Рассмотрим вариант, когда в ходе падения на первом этапе метеороид дробится на три фрагмента массой $m = 2.33$ т каждый, и на втором этапе из-за интерференции они расходятся друг от друга и образуют в центральной вертикальной плоскости сечения (x,z) своими центрами правильный треугольник со сторонами $L = 225$ м (см. рис. 3.9б).

За начальный момент времени $t = 0.0$ с для третьей стадии выбирается момент их взрывов. При $t = 0.085$ с сферические УВ трех сильных точечных синхронных взрывов энергии $E = mV^2/2 = 1.68 \times 10^{11}$ Дж каждый приходят в соприкосновение на трех сторонах треугольника, пройдя расстояние $R = 112.5$ м, но еще не взаимодействуют, значения давления на их фронтах $p_{\phi} = 34$ кПа. Исходные уравнения и граничные условия те же, что и в первом варианте.

Общие закономерности взаимодействия трех и двух сферических УВ весьма схожи, есть только некоторые отличительные нюансы. Так, при фокусировке трех УВ в центре правильного треугольника, в отличие от лобового столкновения двух УВ (см. выше) с равной суммарной энергией взрывов – давление в этом случае при $t = 0.132$ с увеличивается примерно в 6 раз и равно $p = 202$ кПа (см. рис. 3.10б, на котором приведено изменение давления в зависимости от времени в центре системы из трех осколков). Происходит и всплеск давления при повторной фокусировке вторичных УВ в точке начального контакта.

На рис. 3.12 представлены картины распределения давления p и мгновенных линий тока для трех синхронных взрывов фрагментов метеороида в центральной вертикальной плоскости сечения (x, z) для двух моментов времени $t = 0.6$ с (а); 2с (б).

На рис. 3.12а видно, что давление максимально в малой окрестности центра правильного треугольника, где ранее произошла фокусировка трех сферических УВ, и в трех зонах реализации маховского отражения между головными фронтами трех УВ. А во внутренней области возмущенного газа во всех трех ее частях, относящихся к каждому индивидуальному взрыву, уже сформировались три тороидальные вихревые структуры около трех окружностей, состоящих из особых точек типа фокусов. Для этого малого момента времени неоднородность атмосферы еще не играет заметной роли – все картины распределений симметричны относительно центра треугольника.

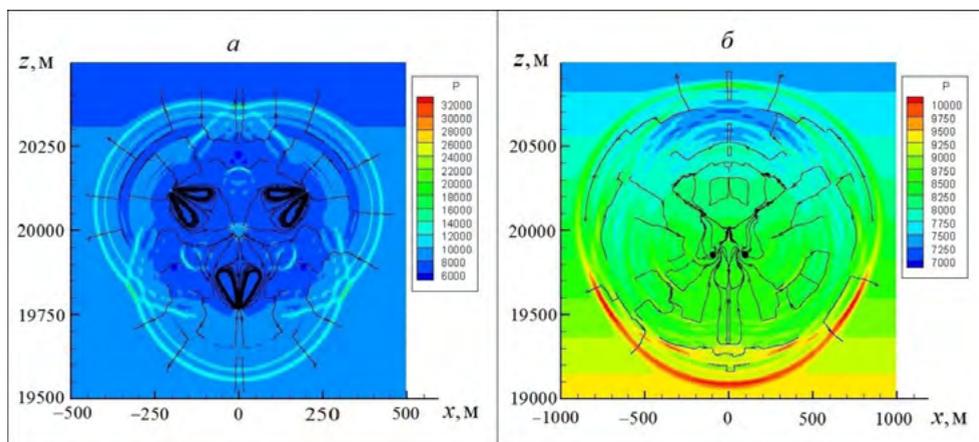


Рис. 3.12

В момент времени $t = 2$ с внешняя конфигурация головного фронта трех взрывов фрагментов метеороида, как и для парного взрыва, становится практически сферической (рис. 3.12б). Здесь также ударно-волновую фазу взаимодействия трех сферических УВ можно считать законченной, в виду малости интенсивностей как головной (внизу перепад давления на головном фронте УВ $p_{\phi}/p_a \approx 1.08$, а сверху – 1.13), так и вторичных УВ. Как и для парного взрыва, фронт вторичной УВ в верхней части возмущенной области догоняет головной фронт и несколько увеличивает его интенсивность, а фронт вторичной УВ в нижней части – следует цугом за головным, имея величину давления на фронте меньшую, чем на головном (рис. 3.12б). В этом случае тройка первоначальных вихревых структур разрушается вторичными УВ. Но когда распространение этих вторичных УВ внутри возмущенной области с течением времени угасает и формируется сферическая область, охваченная одной головной УВ как для единичного взрыва с их же суммарной энергией и симметричная относительно направления неоднородности атмосферы, под ее воздействием заново образу-

ется единственная вихревая структура, как это происходит и для одиночного взрыва [Андрущенко и др., 2011] (см. рис. 3.12б).

Вариант 3. Рассмотрим вариант, когда в ходе первого этапа метеороид дробится на шесть осколков массой $m = 1.17$ т каждый, на втором этапе из-за интерференции они расходятся, образуя структуру в форме правильного шестиугольника со сторонами $L = 130$ м (см. рис. 3.9в).

За начальный момент времени $t = 0.0$ с для третьей стадии выбирается момент их взрывов. При $t = 0.031$ с сферические УВ шести сильных точечных синхронных взрывов энергии $E = mV^2/2 = 0.84 \times 10^{11}$ Дж каждый приходят в соприкосновение друг с другом на всех сторонах шестиугольника, пройдя расстояние 65 м, но еще не взаимодействуют, значения давления на их фронтах $p_0 = 68$ кПа. Исходные уравнения и граничные условия такие же, как для двух первых вариантов.

Общие закономерности взаимодействия шести сферических УВ на начальных этапах схожи для таковых для случая трех взрывов. Отличие состоит в том, что для трех синхронных взрывов в результате фокусировки трех УВ в центре треугольника увеличивается в 6 раз, а при фокусировки шести УВ оно увеличивается на порядок и равно $p = 669$ кПа при $t = 0.169$ с (см. рис. 3.10в, на котором приведено изменение давления в зависимости от времени в центре системы из шести осколков) и этот процесс уже можно рассматривать как кумулятивный эффект, как это отмечалось нами ранее [Андрущенко, Мурашкин, 2016 г].

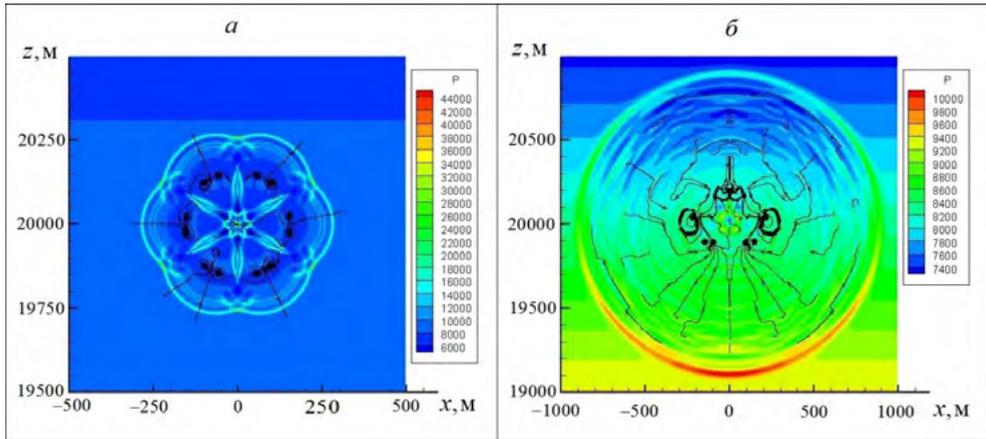


Рис. 3.13

На рис. 3.13 приведены картины распределения давления и мгновенных линий тока для шести синхронных взрывов фрагментов метеороида в центральной вертикальной плоскости сечения (x, z) для двух моментов времени $t = 0.23$ с (а); 2с (б).

На рис. 3.13а хорошо видны все шесть головных и вторичных фронтов УВ и маховские конфигурации. Во внутренней области во всех шести ее частях, относящихся к каждому индивидуальному взрыву, уже сформировались вих-

ревые структуры около шести окружностей, состоящих из особых точек типа фокусов. Неоднородность атмосферы для такого малого момента времени еще никак не проявляется и все картины распределений симметричны относительно центра правильного шестиугольника.

В момент времени $t = 2$ с внешняя конфигурация общего головного фронта становится практически сферической (рис. 3.13б). И для этого момента времени ударно-волновую фазу множественного взрыва также можно считать законченной (внизу перепад давления на головном фронте $УВ p_{\phi}/p_a \approx 1.065$, а сверху – 1.11). Здесь, как и для двух предыдущих вариантов, фронт вторичной $УВ$ догоняет в верхней части возмущенной области головной фронт, несколько увеличивая его интенсивность, а таковой в нижней части следует за головным цугом (рис. 3.13б). Полученные конфигурации внешнего фронта и вихревая структура внутри возмущенной области идентичны таковым для одиночного взрыва на высоте 20 км с суммарной энергией шести взрывов.

Таким образом, рассмотрены основные процессы, сопутствующие процессу трансформации кинетической энергии фрагментов в энергию окружающего газа в виде множественных взрывов.

3.6. БАЛЛИСТИКА МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Одним из подходов при рассмотрении движения тела в атмосфере при большой скорости входа является численное решение уравнений движения твердого тела с вычислением аэродинамических коэффициентов и параметров теплообмена в каждой точке траектории с учетом многократного решения аэродинамической задачи обтекания тела при гиперзвуковых скоростях и изменяющихся внешних условиях. Однако этот подход является весьма трудоемким, так как расчет каждой траектории тела превращается в серию решения аэродинамических задач различного типа. Более перспективным является расчет траекторий с учетом аналитических аппроксимаций для аэродинамических коэффициентов, параметров теплообмена и использованием других физико-математических моделей (например, фрагментации), влияющих на баллистику тела.

В этой ситуации целесообразно использование достаточно простой, но, тем не менее, многофункциональной математической модели – теории метеорной физики, расширяя ее возможности для каждого индивидуального объекта посредством учета дополнительных физических факторов, в том числе полученных с использованием методов и результатов гиперзвуковой аэродинамики. Уже начальная стадия входа метеороида в верхние разреженные слои атмосферы сопровождается комбинированным воздействием на него радиационного и конвективного тепловых потоков, приводящих к сильному, до десятков тысяч градусов, нагреву газа у его поверхности, который начинает светиться (эффект болида), и абляции материала метеороида. При движении в нижних плотных слоях атмосферы происходит резкое торможение тела из-за существенного увеличения скоростного напора. Возникновение значительных перегрузок

под воздействием высоких механических и термических напряжений, а также абляция приводят, чаще всего, к полному или частичному разрушению метеороида в зависимости от его характеристик.

Режим движения небесных тел зависит от многих факторов: их размеров, скорости, прочностных характеристик и углов входа в атмосферу. В работах [Хохряков, 1977; Мурзинов, 2015; Khrennikov et al.; Syzranova, Andrushchenko, 2021 и 2022] показано, что в некоторых случаях, в частности, при малых углах входа к земной поверхности вторжение космических тел в атмосферу не обязательно завершается их падением на Землю или «взрывом» в ней, а они могут пролететь несколько тысяч километров сквозь нее и вновь уйти в космическое пространство, чему способствует кривизна земной поверхности. Случаи таких пролетных траекторий небесных тел редко упоминаются в научных публикациях по причине их эксклюзивности. Так, например, 10 августа 1972 г. был зарегистрирован пролет сквозь атмосферу яркого болида, выявленный спутниками американских ВВС [Gordon et al., 1975]. Эксперты отметили необычно длинный путь пролета болида в атмосфере ~ 1500 км. очевидцы даже слышали громовые звуки, что указывало на небольшую высоту движения объекта. Все сводилось к тому, что объект должен был снизиться и упасть на Землю, однако его падение так и не было зарегистрировано. Это произошло, по-видимому, потому что тело летело под малым углом к земной поверхности и, «отрикошетив» от слоев атмосферы, вернулось назад в космическое пространство [Ceplecha, 1994]. Именно поэтому, даже при проявлении эффектов как бы от падения, а на самом деле от ударного воздействия волн воздушного «взрыва» фрагментов метеороидов, поисковые экспедиции зачастую не обнаруживают ни ударных кратеров, ни выпавшего метеоритного вещества. После события 1972 г. в научной литературе было еще несколько сообщений о более ранних и поздних пролетных траекториях небесных тел, обзор которых приводится в работе [Shober et al., 2020]. В табл. 3.1 приводятся некоторые зарегистрированные события пролетных траекторий небесных тел, которые изменяли свою нисходящую траекторию на восходящую и возвращались назад в космическое пространство.

Трудность регистрации астрономами таких сквозных траекторий объясняется краткостью времени свечения этих болидов и соответственно возможностью их обнаружения в верхних слоях атмосферы.

Табл. 3.1. Зарегистрированные аномальные болиды

Дата пролета	География пролетной траектории	Длина пути, км	Высота нижней точки траектории, км	Литературный источник
7 июня 1872 г.	Италия	~ 1100	~ 67.5	[Core, 1909]
10 августа 1972 г.	Запад США, юго-запад Канады	~ 1500	~ 58	[Jaccia, 1974]

Дата пролета	География пролетной траектории	Длина пути, км	Высота нижней точки траектории, км	Литературный источник
1990 г.	Чехия	-	~ 44	[Borovicka, Cepelcha, 1992]
29 марта 2006 г.	Япония	~ 700	~ 71.4	[Abe et al., 2006]
Июнь 2012 г.	Испания, Португалия	-	~ 98	[Madiedo et al., 2016]
Декабрь 2014 г.	Алжир, Испания, Португалия	~ 1200	~ 75	[Moreno et al., 2016]

Проанализируем подробнее пологую траекторию движения крупного метеорного тела в атмосфере Земли. Изменение величины угла входа тела в атмосферу представлено уравнением (3.2). В работе [Мурзинов, 2015] полагается, что тело имеет сферическую форму, т.е. $C_N = 0$, а также не рассматриваются процессы тепловой абляции и фрагментации метеороида. Тогда для пологой траектории $\cos(\theta) \approx 0$ уравнение (3.2) запишется в следующем виде:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{g}{V} - \frac{V}{R_E}. \quad (3.75)$$

Далее в работе [Мурзинов, 2015] считается, что на высотах более 40 км правая часть уравнения движения (3.1) пренебрежимо мала, поэтому скорость постоянна и равна скорости входа $V = V_e$.

Заметим, что правая часть (3.75) обращается в ноль, когда $V_e \approx 8 \text{ км/с}$, то есть, когда скорость входа близка к первой космической скорости. С увеличением V_e растет второй член в правой части уравнения (3.75), а первый убывает, угол наклона траектории в этом случае не является постоянным, то есть движение тела происходит не по прямой.

В работе [Мурзинов, 2015] интегрируются уравнения (3.75) и (3.4). С учетом малой величины угла входа получаются следующие аналитические зависимости для изменения угла наклона траектории к земной поверхности и высоты от времени полета тела:

$$\theta = \theta_e + \left(\frac{g}{V} - \frac{V}{R_E} \right) t, \quad (3.76)$$

$$z = z_e - V_e \theta_e t + \frac{at^2}{2}, \quad a = \left(\frac{V_e^2}{R_E} - g \right). \quad (3.77)$$

Результаты расчета изменения высоты полета тела от времени по полученной формуле (3.77) при скорости входа тела $V_e = 30 \text{ км/с}$ и углах входа $\theta_e = 5^\circ, 7^\circ, 9^\circ$ представлены на рис. 3.14. Они помечены символами. Здесь

же приводятся результаты численного интегрирования системы уравнений (3.1), (3.2) и (3.4) без учета абляции и фрагментации (сплошные линии), полученные в работе [Syzranova, Andrushchenko, 2021].

Из графиков на рис. 3.14 видно хорошее совпадение точного численного и приближенного решений для углов входа $\theta_e = 5^\circ, 7^\circ$ и расхождение результатов на восходящей ветви траектории при $\theta_e = 9^\circ$. Это объясняется, по-видимому, тем, что для этого угла входа движение тела захватывает достаточно плотные высоты, где оно тормозится, поэтому условие постоянства скорости в используемых зависимостях уже является грубым приближением.

Наблюдались также случаи пролета небесных тел от одной тысячи до нескольких тысяч километров на малых высотах. В работе [Svetsov, 2002] рассматриваются движения космических тел, когда они вторгаются в атмосферу под очень острыми углами, и их траектории проходят над поверхностью Земли, но через плотные слои атмосферы. В этих случаях тело может воздействовать тепловым излучением на протяженную область земной поверхности и этим нанести урон различного масштаба объектам, находящимся на ней и природной среде [Svetsov, 2002].

Естественно, что при небольших углах входа тела в атмосферу можно обнаружить такую траекторию, при которой осуществляется «мягкая посадка», когда, с одной стороны, тело при длительном движении в тропосфере сильно затормозится, а, с другой стороны, конечный участок его падения будет почти параллелен поверхности. Такое падение приводит к двум возможным последствиям. В случае, если тело не успевает сильно затормозиться, то при малом угле входа образуется протяженный кратер-воронка в виде борозды по направлению падения, но мелкий по глубине. Примером такого падения фрагмента метеороида может служить самый длинный из кратеров в Аргентине – Rio Cuarto, протянувшийся на 4.5 км в длину, имеющий ширину 1.1 км, но глубиной всего 7–8 м [Schultz et al., 1998]. В случае же, если уплотненная масса газа под метеороидом достаточно велика, то полная скорость его движения может значительно упасть, а компонента нормальной к поверхности – скорость соударения будет близка к нулю, и такой метеороид приземлится как бы на воздушной подушке. Примером такого приземления может служить падение знаменитого метеорита Гоба (60 т) в Южной Африке, не оставившего при своем падении никаких заметных следов на поверхности Земли [Spargo, 2008].

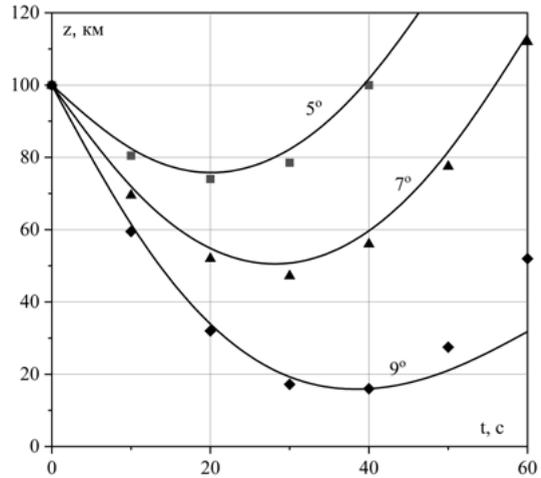


Рис. 3.14

В работах [Syzranova, Andrushchenko, 2021б и 2022] с помощью вычислительного эксперимента на основе модифицированной физической теории метеоров исследованы сквозные (пролетные) траектории движения крупных метеороидов в атмосфере Земли, отличающиеся от стандартных траекторий «звездопада» (кривая 1 на рис. 3.15). При этом рассматривалась проблема разрушения метеорных тел под действием тепловых и силовых нагрузок в атмосфере. Выявлены также сложные траектории полета метеорных тел с чередованием стадий нисходяще-восходящего движения (кривая 2 на рис. 3.15).

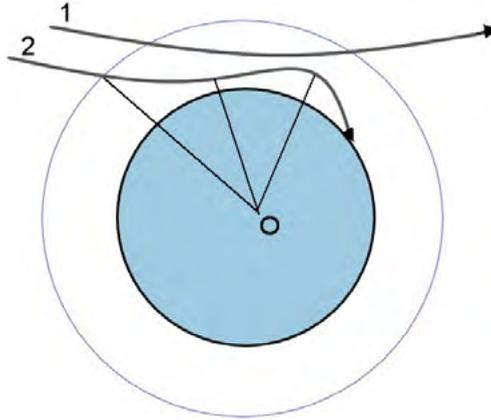


Рис. 3.15

Неправильная геометрическая форма может оказывать значительное влияние на траекторию движения метеороида, то есть его траектория может искривляться вверх или вниз в зависимости от знака коэффициента аэродинамического качества.

Уравнения движения небесного тела без учета уноса массы (3.1)–(3.2) можно представить следующим образом

$$\frac{dV}{dt} = g \sin \theta - \frac{\rho V^2}{2K_1}, \quad (3.78)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \left(\frac{g}{V} - \frac{V}{R_E + z} \right) \cos \theta - K_2 \frac{\rho V}{2K_1}. \quad (3.79)$$

Эти уравнения содержат два аэродинамических коэффициента: баллистический коэффициент $K_1 = M/C_D S_{mid}$ и аэродинамическое качество $K_2 = C_N/C_D$. Причем коэффициент K_2 для метеорных тел не может в точности быть равным нулю из-за несовершенства их формы, и его величина для тел неправильной геометрической формы при гиперзвуковых скоростях может составлять ~ 0.1 [Хохряков, 1977]. Величина же баллистического коэффициента K_1 для крупных метеорных тел массой порядка $M = 10^9$ кг и плотности 3×10^3 кг/м³ достигает

значений $\sim 10^5 \text{ кг/м}^2$. По этой причине на больших высотах члены, представляющие аэродинамические силы в уравнениях (3.78) и (3.79), будут малы, то есть влияние атмосферы в этом случае на движение тела незначительно. Именно по этой причине крупные метеорные тела обладают способностью пронизывать атмосферу и уходить обратно в космическое пространство.

В работе [Syzranova, Andrushchenko, 2021б] проведены расчеты траекторий движения крупного каменного метеороида массой $M = 10^9 \text{ кг}$ и плотностью $\rho_b = 3 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$, вторгнувшегося на высоте $z_e = 100 \text{ км}$ со скоростью $V_e = 30 \text{ км/с}$ при различных значениях коэффициента аэродинамического качества K_2 (рис. 3.16-3.17). Из кривых зависимости высоты полета z от времени t при угле входа $\theta_e = 10^\circ$ для различных значений коэффициента аэродинамического качества K_2 метеороида на рис. 3.16 видно, что для угла входа тела в атмосферу $\theta_e = 10^\circ$ и коэффициента $K_2 = 0$ траектория пересекает поверхность Земли; при $K_2 \geq 0.1$ тело уже не врежется в планету, а «рикошетирует» от нижних слоев атмосферы и его траектория становится восходящей. Причем, с увеличением параметра K_2 этот эффект проявляется раньше и на большей высоте. В случаях же отрицательных значений коэффициента аэродинамического качества K_2 траектория движения искривляется в другую сторону и тело через меньшее время, чем в случае $K_2 = 0$, падает на поверхность Земли.

В случае отрицательных значений параметра K_2 траектории тела, которые при $K_2 = 0$ могли бы быть сквозными (пролетными), искривляются таким образом, что происходит его падение на поверхность Земли даже при меньших углах входа в атмосферу. Это демонстрируют кривые зависимости высоты полета z от времени t на рис. 3.17, на котором приводятся результаты расчета того же тела при угле входа $\theta_e = 9^\circ$ и значениях $K_2 = 0; -0.1; -0.2$. Как видно из результатов расчетов, выбор отрицательных значений коэффициента аэродинамического качества K_2 приводит к кардинальному изменению режима движения метеороида в нижней тропосфере: от восходящего режима при $K_2 = 0$ до режима падения при $K_2 < 0$ (рис. 3.17).

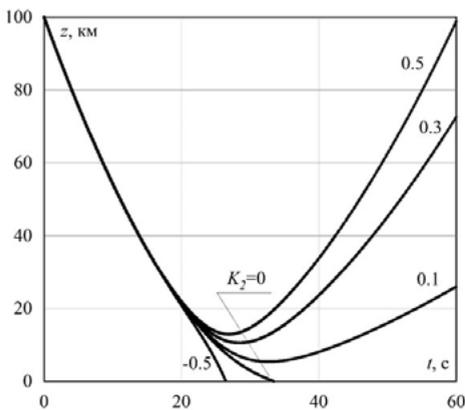


Рис. 3.16

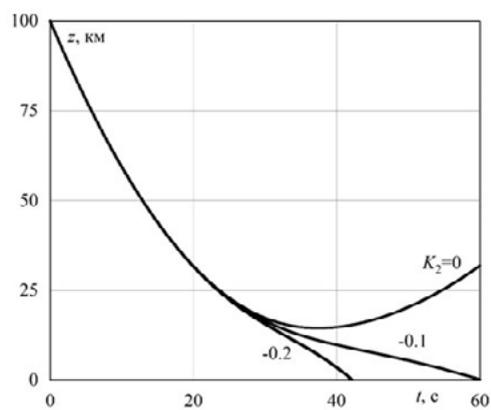


Рис. 3.17

Рассмотрим теперь, как на траекторию движения тела влияет другой баллистический коэффициент K_1 . Предположим, что каменное тело входит в атмосферу с теми же скоростными параметрами и коэффициентом сопротивления, как рассмотренное предыдущее, но при значительно меньшей массе: $M \approx 60$ т, тогда значение баллистического коэффициента составит $K_1 \approx 10^4$ кг/м². Как показывают результаты расчетов, для меньшего тела при этой величине баллистического коэффициента также реализуется режим с переходом к восходящей траектории, но уже при меньших значениях угла его входа в атмосферу: $\theta_e \leq 8^\circ$ (см. рис. 3.18, на котором также представлена зависимость высоты полета z от времени полета t для тела массой 60 т).

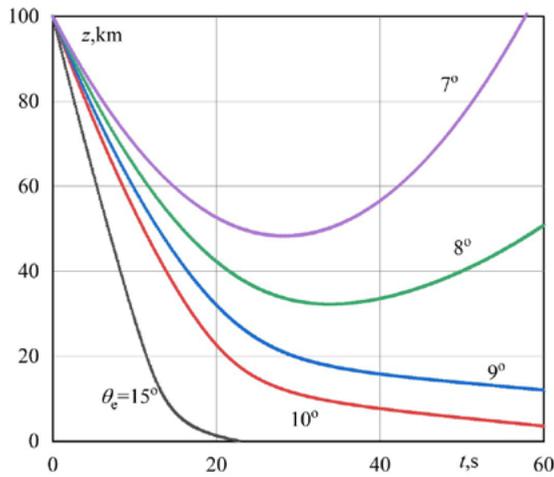


Рис. 3.18

Интересные конфигурации траекторий могут возникнуть в случаях, если скорость входа метеорного тела в атмосферу Земли имеет меньшие значения, чем рассмотренная выше. В этих случаях, даже при малых углах входа θ_e (когда реализуются сквозные траектории при больших скоростях), тело может долететь до плотных слоев атмосферы, затем изменить режим движения на восходящий, а потом затормозиться до скорости меньшей 1-й космической и в итоге все-таки упасть на Землю. Пример расчета такого движения при начальной скорости $V_e = 12.8$ км/с и угле входа в атмосферу $\theta_e = 7.2^\circ$ для метеорного тела массой $M = 4 \times 10^5$ т представлен на рис. 3.19. Кривая 1 – соответствует прочному метеороиду, который движется в атмосфере без фрагментации. Дальность полета метеороида L вдоль земной поверхности в этом случае составляет 3369 км, а время полета ~ 400 с. Кривая 2 – соответствует критическому значению прочностного параметра, при котором начинается процесс фрагментации, равному $\sigma^* = 10^7$ Н/м² и значению параметра неоднородности материала тела $\alpha = 0.25$. В этом случае также наблюдается восходяще-нисходящий режим движения тела. А при $\sigma^* = 10^6$ Н/м² (кривая 3) реализуется обычная траектория «звездопада». В этом случае менее прочного метеороида образуется большее количество фрагментов, чем при $\sigma^* = 10^7$ Н/м², и они быстрее тормозятся в атмосфере.

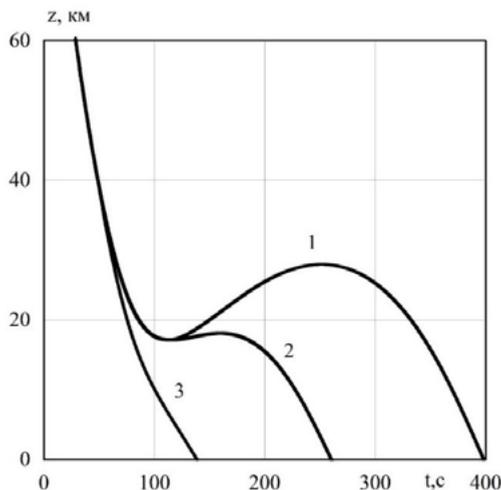


Рис. 3.19

В работе [Астапович, 1958] рассмотрены еще несколько причин изменений направления полета небесных тел. Так, быстровращающиеся тела могут двигаться по искривленным траекториям из-за эффекта Магнуса (см., например, [Прандтль, 1925]): вращение метеороида в набегающем потоке создает дополнительную силу. При этом ось вращения тела может описывать конус, подобно вращающемуся волчку. Это физическое явление возникает из-за того, что вращающийся объект создает вокруг себя вихревое течение. С одной стороны, направление вихря (в данном случае сверху) совпадает с направлением набегающего потока, и скорость движения среды увеличивается, с другой (снизу) – направление вихря противоположно направлению движения среды и, соответственно, скорость среды уменьшается (рис.3.20). В результате разности скоростей возникает разность давлений, порождающая поперечную потоку силу.

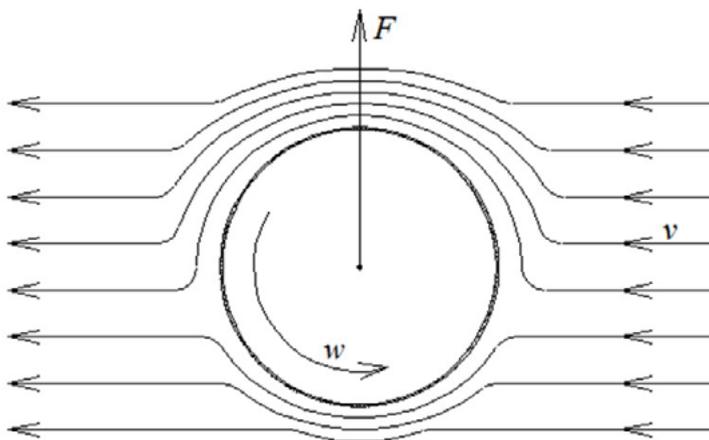


Рис. 3.20

Проведем оценки силы Магнуса, возникающей на вращающемся метеороиде, имеющем шарообразную форму и движущемся в атмосфере Земли. В работе [Лубянка, 2018] приводится вывод формул для расчета силы Магнуса, действующей на цилиндрические и шарообразные тела, вращающиеся в набегающем потоке. Для шарообразного тела эта сила такова:

$$F_M = \frac{3\pi^2}{32} V_{ш} \rho V \omega . \quad (3.80)$$

Здесь $V_{ш}$ – объем шара, ρ – плотность среды, V – скорость набегающего потока, ω – угловая скорость вращения шара.

Запишем силу F_M в виде

$$F_M = C_M S_{mid} \frac{\rho V^2}{2} .$$

Тогда коэффициент силы Магнуса C_M будет равен:

$$C_M = \frac{\pi^2}{4} \frac{\omega R}{V} .$$

Здесь R – радиус тела.

Результаты оценки коэффициента силы Магнуса для шарообразного тела радиуса 10м, движущегося со скоростью $V = 10$ км/с, для разных скоростей вращения представлены в табл. 3.2.

Табл. 3.2. Коэффициент силы Магнуса для различных угловых скоростей

ω , рад. с	0.1	0.5	1
C_M	2.5×10^{-4}	1.25×10^{-3}	2.5×10^{-3}

Получается, что для метеорных скоростей движения шарообразного тела с относительно большими скоростями вращения (см. подраздел 3.3.3) коэффициент дополнительной силы ничтожно мал по сравнению с коэффициентом лобового аэродинамического сопротивления $C_D = 1$, т.е. оценки показывают, что для космических тел, вторгнувшихся в атмосферу Земли с гиперзвуковой скоростью, эффект Магнуса практически проявляться не будет.

3.7. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДВИЖЕНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ КОНКРЕТНЫХ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ

Здесь анализируется движение и разрушение в атмосфере некоторых известных метеорных тел: Челябинского (2013 г.), Бенешов (1991 г.), Тунгусского (1908 г.). Эти три космические тела были выбраны в качестве объектов исследования по той причине, что два из них оставили самые заметные следы на

территории России за последний век по сравнению с другими, а третье считается одним из самых значительных событий выпадения метеоритов в европейских странах за тот же период.

Самым загадочным из этих объектов является Тунгусское «тело» или, как его чаще именуют, Тунгусский феномен, поскольку за 116 лет со дня его «падения» из-за парадоксальности информации о нем так и не удалось понять природу этого явления. И это несмотря на очень большое количество научных экспедиций в предполагаемое место его падения как под эгидой государственных организаций, так и самодеятельных групп. То есть, как стало известно после первой экспедиции 1927 г. под руководством Л.А. Кулика, что 17 июня 1908 г. нечто пролетело, мощно взорвалось, оставив после себя веерный лесоповал в 2000 км² и пожар на площади в 200 км², то же самое зафиксировали и все последующие экспедиции, (включая последнюю, организованную редакцией газеты «Комсомольская правда», Первым каналом телевидения и Русским географическим обществом в 2017 г. к девяностолетнему юбилею первой экспедиции) без каких-либо кардинальных находок. Единственное, что было обнаружено новое в пробах грунта и древесины, собранными участниками более поздних экспедиций на месте вывала леса, это космические микрочастицы по времени происхождения, совпадающие с моментом события 1908 г.

Челябинский метеороид 2013 г. был выбран по двум причинам: во-первых, как космический объект, по которому имеется большое количество фактического материала – фотографий с различных ракурсов его полета, разрушения и взрывов в атмосфере и огромное число собранных на земной поверхности его осколков-метеоритов; во-вторых, предположение некоторых его исследователей по причине очень большой разницы в начальной и конечной (найденной) массах тела о том, что самый большой его фрагмент (так называемое материнское тело) так и не был найден.

Метеороид Бенешов рассматривался как одно из самых значительных событий в европейской метеорологии. Этот яркий болид был зарегистрирован в Чехии Европейской наблюдательной системой в 1991 г. Для него были получены уникальные наблюдательные данные, включая спектры излучения, однако из-за неточностей в расчете траектории ученые 23 года не могли найти осколки этого болида. Благодаря современным методикам и более точным расчетам, ученые выявили место падения, которое оказалось существенно удаленным от ожидаемого. По этой причине появилась возможность сравнить траекторные характеристики болида, полученные в ходе вычислительного эксперимента, с данными наблюдений.

Разнообразие уникальных событий, связанных с полетом этих метеороидов, указывает на важность комплексного изучения проблемы АКО для каждого из них, эффективного мониторинга околоземного пространства с целью раннего обнаружения таких небесных тел размерами из метрового и декаметрового диапазонов.

3.7.1. Челябинский метеороид

В работе [Emel'yanenko et al., 2013] приводятся следующие данные наблюдений за Челябинским метеороидом: тело вошло в атмосферу Земли под углом $\sim 18^\circ$ к горизонту со скоростью ~ 19.2 км/с; размер метеороида был равен $\sim 19.8 \pm 4.6$ м; завершающий взрыв произошел на высоте около 23 км. Собранные фрагменты имели обыкновенную хондритовую структуру, эффективная энтальпия испарения такого материала полагалась равной $H_{eff} = 8$ кДж/г. Тело разрушалось в несколько этапов: разрушение началось на высоте 45 км, завершающий «взрыв» произошел на высоте около 23 км. Значение прочностного параметра, соответствовавшего высоте начала дробления, в этом случае составляло $\sigma^* = 10^6$ Н/м². Если предположить, что метеороид был шаром радиуса $R \sim 9.8$ м, то при учете плотности, характерной для каменного хондрита – 3.3 г/см³, его масса составляла около 13000 т. Эти данные использовались в работе [Андрущенко и др., 2013б] при моделировании полета и разрушения Челябинского метеороида в атмосфере.

На рис. 3.21 приведены значения конвективного C_{Hk} и радиационного C_{Hr} (с учетом экранировки излучения – уравнение (3.11)) коэффициентов теплопередачи в зависимости от высоты полета H , рассчитанные в рамках модели единого (не дробящегося) рассматриваемого метеороидного тела. Видно, что основным видом теплообмена при его движении в атмосфере являлся радиационный теплообмен. Данные для конвективной теплопередачи рис. 3.21 представлены без учета вдува продуктов разрушения в ударный слой, который, как показывают оценки, достигал достаточно больших величин, чтобы и так относительно небольшую конвективную составляющую теплопередачи свести к нулю.

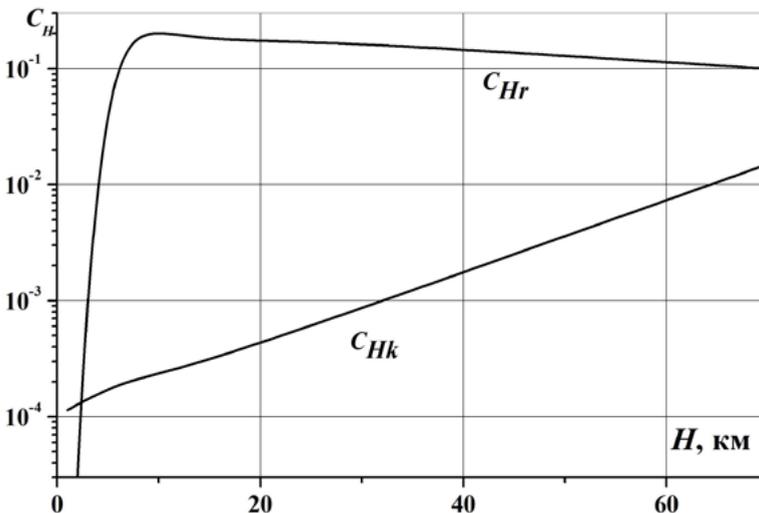


Рис. 3.21

В работе [Андрущенко и др., 2013б] проводятся расчеты движения и разрушения Челябинского метеороида в рамках модели единого тела и с учетом процесса последовательного дробления при различных значениях масштабного фактора α . Согласно данным наблюдений [Svetsov et al., 1995], значения параметра α для каменных метеороидов могут варьироваться в широком интервале: от 0.1 до 0.5 и меняться в зависимости от размера метеорного тела. Как показывают расчеты, число образующихся фрагментов сильно зависит от величины масштабного фактора (рис. 3.22), так, например, для рассматриваемого метеороида при $\alpha = 0.5$ число обломков будет $N \sim 233$, а при $\alpha = 0.125$ – $N \sim 185900$.

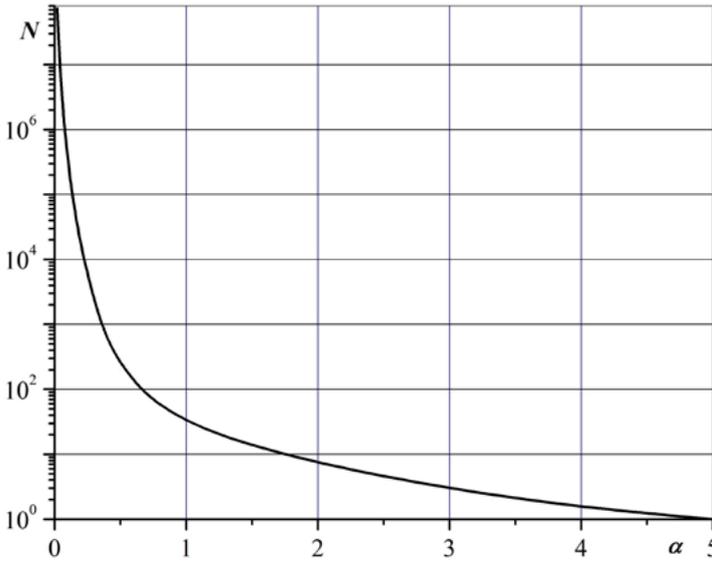


Рис. 3.22

При условии, что критическое значение прочностного параметра равно $\sigma^* = 10^6$ Н/м², высота начала дробления, согласно (3.21), составляет 45 км. На этой высоте скорость и масса метеорного тела практически соответствуют значениям на внеатмосферном участке траектории, таким образом, эти значения являются исходными данными для расчета второго этапа. При вариации параметра α меняется и высота достижения максимального скоростного напора, то есть высота, ниже которой прекращается процесс фрагментации. Проведенные оценки показывают, что процесс механического дробления метеорного тела под действием силовых нагрузок заканчивается на высотах 21–32 км при изменении параметра α от 1/2 до 1/8.

Изменения скорости V и суммарной массы M метеорного тела в зависимости от высоты полета H в рамках модели единого тела и для дробящегося метеороида при трех значениях параметра α , характеризующего степень неоднородности материала, приведены на рис. 3.23–3.24.

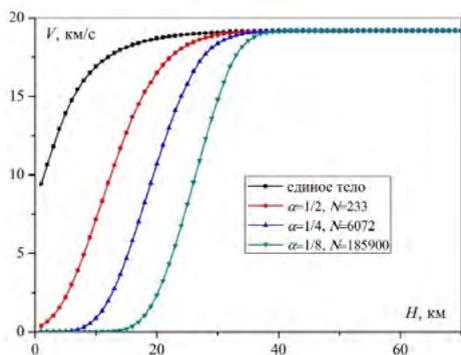


Рис. 3.23

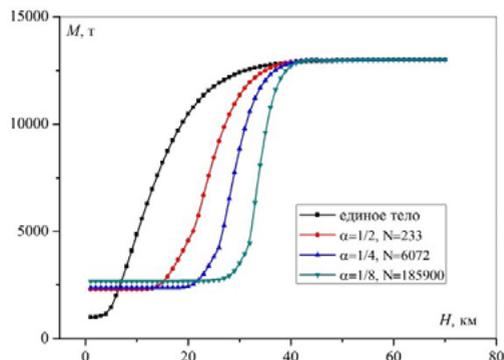


Рис. 3.24

Из графиков на рис. 3.24 видно, что суммарная масса фрагментов метеороида в достаточно широком диапазоне изменения параметра α у поверхности Земли составляет около 2000 т, тогда как масса найденных фрагментов Челябинского метеороида не превысила 1 т. Моделирование падения и разрушение этого метеороида подробно рассматривается, например, в работе [Андрущенко и др., 2013б].

На рис. 3.6 представлены расчетные кривые потери кинетической энергии на единицу длины dE/dz в зависимости от высоты полета H , рассчитанные для Челябинского метеороида в работе [Андрущенко и др., 2013б].

Таким образом, полученные результаты, а также найденные многочисленные метеоритные обломки свидетельствуют об уносе массы и фрагментации болида за счет различных механизмов.

Однако при анализе данных численных исследований встает вопрос, как можно объяснить ничтожную массу найденных фрагментов при такой огромной первоначальной массе Челябинского небесного тела. Например, в работе [Fortov et al., 2013] это объяснялось невысокой исходной прочностью материала метеороида, в результате чего при взрыве на высоте порядка 23 км он разлетался в основном на очень мелкие осколки, одна часть из которых, еще более измельчившись за счет абляции, задерживалась в стратосфере, другая – сгорала под воздействием термических напряжений в нижних слоях тропосферы (см. подраздел 3.3.4), третья – в виде пылевых частиц разлеталась на очень большие расстояния от траектории падения. И только наиболее крупные фрагменты сантиметрового или редко метровых размеров были собраны в ходе поисков.

Вопрос о массе Челябинского метеороида обсуждался также в работе [Барелко и др., 2015], в которой предлагалась своя оригинальная гипотеза для объяснения малой массы найденных осколков. Авторы этой работы считали, что причину разрушения метеороида следовало искать среди газодетонационных механизмов образования сверхзвукового фронта УВ и предложили рассмотреть парогазовую детонационную концепцию взрыва этого болида (см. подраздел 3.5.4).

3.7.2. Болид Бенешов

В 1991 г. в Чехии упал один из крупнейших болидов, зарегистрированных Европейской сетью – EN070591 [Spurny, 1994] и занесенный в базу метеоритных явлений как болид Бенешов. Он принадлежал к промежуточному и сравнительно слабо изученному классу космических тел, которые практически полностью «сгорали» (а, точнее, испарялись) в атмосфере [Wasson, Boslough, 2000]. В работе [Шувалов, Трубецкая, 2007а] было предложено называть их гигантскими болидами. В отличие от метеороидов, сопровождаемых кратерообразующими ударами, у тел этого класса почти вся энергия выделяется в атмосфере, а не в грунте. Излучение, испускаемое «огненным шаром», образовавшимся от воздушного взрыва такого болида, может привести к пожарам [Svetsov, 2002], а УВ – к разрушениям на земной поверхности [Шувалов, Трубецкая, 2007а; Collins et al., 2017]. В данном случае этого не случилось, так как завершающий взрыв произошел на достаточно большой высоте (см. ниже).

Только через 23 года были обнаружены четыре небольших обломка этого болида [Spurny et al., 2014] на значительном расстоянии от предполагаемого места падения. Найденные фрагменты имели различный минералогический состав, в результате чего был сделан вывод, что этот метеороид за свой жизненный период в главном поясе астероидов часто сталкивался с другими, что и привело к такому разнообразию в его минералогическом составе. Следует отметить, что подобная ситуация, когда траектория и место падения осколков метеороида изначально были определены неправильно, из-за чего их поиски затягивались на годы и даже десятилетия, не редкость. Так, фрагменты даже самого крупного метеоритного каменного дождя в России и третьего в мире – Царев, поиски которого после выпадения 6 декабря 1922 г. велись в Ашхабадской области, а были обнаружены только через 57 лет в Волгоградской области [Бронитэн, 1999]. Фрагменты же многих других космических тел, несмотря на многочисленные поисковые экспедиции, не обнаружены и по сей день [Андрущенко, Шевелев, 2013].

Болид Бенешов был одним из наиболее ярких болидов. Его светимость, по данным [Borovička, Spurny, 1996; Немчинов, Попова, 1998] достигала – 21 m звездной величины (для сравнения: блеск Луны примерно – 13 m, Солнца – 26 m).

В работе [Borovička et al., 1998] проанализированы данные наблюдений фрагментации этого болида, обсуждены различные модели, позволившие оценить массу входа. Динамическая модель гросс-фрагментации [Ceplecha et al., 1993], учитывавшая дробление основного тела, дала значение для массы входа 80–300 кг. Использование модели радиационного радиуса [Попова, 1997] привело к значениям 3000–4000 кг. Фотометрическая же масса болида, согласно оценкам наблюдателей [Borovička, Spurny, 1996], составила 13000 кг. Такое существенное расхождение оценок массы болида, рассчитанных с помощью вышеуказанных моделей, в [Borovička et al., 1998] было объяснено следующим

образом. Аномально высокое свечение болида было обусловлено движением не единого тела, а компактного роя фрагментов с большой суммарной площадью светящейся поверхности. Причем предполагалось, что процесс фрагментации болида начался уже на высотах $H = 60\text{--}50\text{ км}$ при давлениях $(1\text{--}5) \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$. Вследствие небольшой поперечной скорости разлета обломков от основной траектории (расстояние между фрагментами составляло не более 20 м), фрагментация не была зарегистрирована на этих высотах. Динамическая масса определялась по лидирующему фрагменту, в то время как суммарная масса фрагментов была намного больше, чем его масса. Наилучшая оценка начальной массы болида, как утверждается в [Borovička et al., 1998], составила 2000–4000 кг при равенстве его плотности 2 г/см^3 . Существенным моментом в исследовании процесса разрушения этого болида явилась его ранняя фрагментация на больших высотах, незарегистрированная инструментально.

Фрагментация болида Бенешов регистрировалась, начиная с высоты 42 км. Как показали данные наблюдений [Spurny, 1994], в диапазоне высот $24 < H < 42 \text{ км}$ от основного тела отделялись относительно мелкие фрагменты (см. рис. 3.25, на котором представлена схема разлета фрагментов этого болида (Y – боковое отклонение; 1–8 – номера наблюдаемых фрагментов [Borovička et al., 1998])).

На высоте 24 км произошло окончательное дробление болида на три крупных и множество мелких осколков, а его полное угасание состоялось на высоте $\sim 19 \text{ км}$.

В работе [Андрущенко и др., 2018б] на основе расширенных уравнений метеорной физики путем учета дополнительных физических факторов проведено численное исследование полета и разрушения болида Бенешов. В этой работе моделировались также сценарии, когда происходит обтекание роя фрагментов метеорного тела с учетом эффекта интерференции, то есть рассматривалась сопряженная задача о полете системы тел, когда аэродинамическая и баллистическая задачи решались параллельно.



Рис. 3.25

При проведении расчетов [Андрущенко и др., 2018б], оценивающих параметры движения и разрушения болида Бенешов, принимались следующие исходные данные [Borovička *et al.*, 1998]: масса болида при входе в атмосферу – 3000 кг, плотность – 2 г/см^3 , скорость входа – 21.11 км/с , угол входа – 81° .

На рис. 3.26 представлено расчетное изменение скорости метеороида Бенешов вдоль траектории полета в зависимости от высоты H в рамках модели единого тела без учета дробления, но с учетом абляции (1 – данные наблюдений [Барри, 2006], 2 – расчетные данные [Андрущенко и др., 2018б]). Как видно из графиков, в рамках расчета модели единого тела наблюдалось сильное расхождение результатов расчета с данными наблюдений.

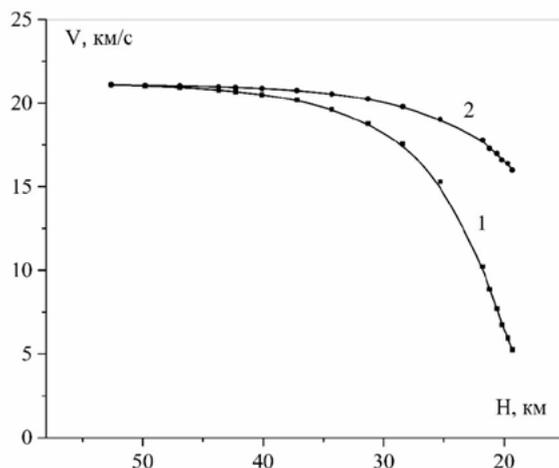


Рис. 3.26

В работе [Барри, Стулов, 2003] делался вывод, что для приближенного описания всей траектории разрушавшегося болида Бенешов можно использовать модель единого тела. В этой работе расчетная кривая изменения скорости болида в зависимости от высоты полета хорошо согласуется с данными наблюдений. Этот факт авторы объясняют тем, что массы отделявшихся фрагментов много меньше массы основного тела. При этом параметры, полученные в [Барри, Стулов, 2003], дали начальную массу болида сферической формы, равную $M_e = 28 \text{ кг}$, что явно не согласуется с параметрами светимости болида.

Для корректного исследования параметров движения и разрушения в настоящей работе используется модель, учитывающая дробление болида. Космическое тело может разрушиться на несколько крупных фрагментов, которые летят затем автономно, или раздробиться на облако мелких осколков, объединенных общей УВ и летящих как единое целое. Это облако обычно быстро расширяется и тормозится во время полета, вызывая яркую вспышку излучения. При разрушении крупного метеорного тела могут реализовываться одновременно оба сценария фрагментации. В обоих случаях осколки тела

приобретают скорости в направлении, перпендикулярном траектории, что приводит к поперечному рассеянию фрагментов. Анализ динамики болида и его излучения позволяет предположить, что этот метеороид начал дробиться на большой высоте, около 60 км [Попова, 1997]. Благодаря относительно низкой скорости в направлении, перпендикулярном основной траектории, фрагменты расходятся на расстояние не более, чем точность фотографических измерений. Если фрагменты после разрушения летят отдельно, но компактно, то наблюдаемая траектория относится к лидирующему фрагменту, а суммарная масса фрагментов больше, чем масса лидера. В работе [Андрущенко и др., 20186] критическое значение прочностного параметра болида считалось равным 10^5 Н/м^2 , в этом случае высота начала его фрагментации, согласно формуле (3.28), составила 62 км. На первом этапе движения (от высоты начала дробления 62 км до высоты, когда начала регистрироваться фрагментация) делались оценки возможного разлета фрагментов на больших высотах. Как показали расчеты, на этих высотах из-за низкой плотности воздуха образовавшиеся фрагменты приобретают лишь небольшую боковую скорость, то есть практически не разлетаются. Так, например, время разлета двух тел массой 100 кг каждое на высоте $H = 62 \text{ км}$ составляет 0.13 с, при этом они приобретают боковую скорость 5.8 м/с. С учетом этой скорости за 4 км пролета по траектории расстояние между телами увеличивается всего с 0.55 м до 2.2 м. Расчет взаимодействия двух тел с сильно различающимися массами (2900 кг и 100 кг) на этой же высоте показывает, что они летят долгое время вместе, несмотря на разную баллистику, и в итоге маленькое тело затягивается в след большего (см. рис. 3.27, на котором показан процесс разлета этих тел и изолинии давления в моменты времени: 0.0 (а), 0.1 (б), 0.2 (в), 0.3 (г) и 0.4 с (д)).

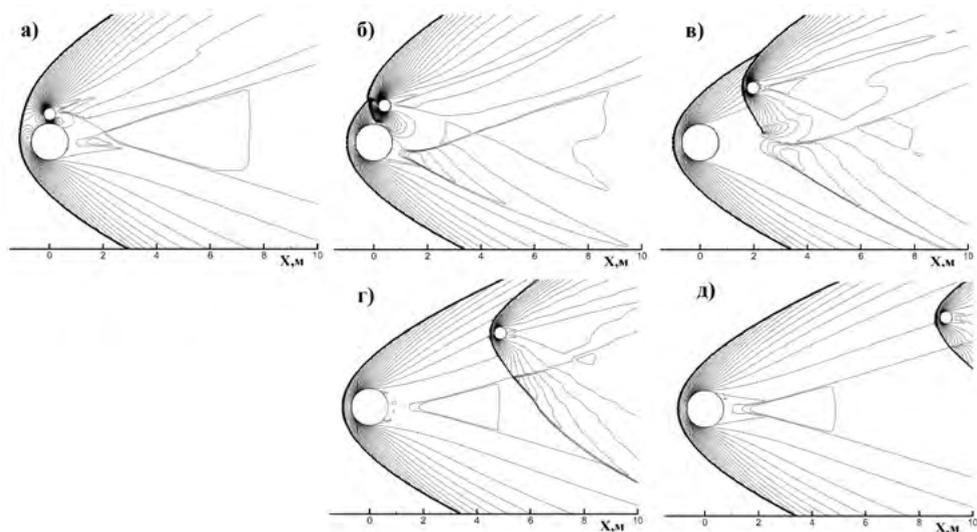


Рис. 3.27

То есть, расчетные данные работы [Андрущенко и др., 2018б] подтверждают вывод работы [Borovička, Spurný, 1996; Немчинов, Попова, 1998], что аномально высокое свечение болида на высоте 42 км, начиная с которой регистрировалось дробление болида, обусловлено движением не единого тела, а компактного роя фрагментов с большой суммарной площадью светящейся поверхности. Фрагменты летят автономно, торможение определяется лидирующим фрагментом, а полная масса метеороида гораздо больше, чем масса лидера. То есть излучение фрагментов суммируется, соответствуя практически всей общей массе.

Рассмотрим подробнее картину разлета трех фрагментов от лидирующего фрагмента на высоте 24 км (рис. 3.25). На этой высоте уже наблюдаются сравнительно большие поперечные скорости разлета обломков. На рис. 3.28–3.29 продемонстрированы расчетные данные для двух сценариев: первый – масса лидера 100 кг, от него отделяются три осколка по 10 кг каждый, второй – масса лидера 10 кг, от него отделяются три фрагмента по 0.5 кг каждый. Показаны картины разлета, изолинии давления и приведены графики изменения боковой скорости от времени для этих сценариев. На рис. 3.28 г кривая θ соответствует большому телу; 1 – фрагменту, первоначально расположенному чуть выше большего тела, и приобретающему за 0.015 с боковую скорость около 140 м/с и выходящему из области влияния последнего; 2 – фрагменту, первоначально расположенному чуть впереди большего тела, отлетающему с максимальной боковой скоростью около 160 м/с; 3 – фрагменту, первоначально расположенному чуть сзади большего тела, и отлетающему с минимальной боковой скоростью около 110 м/с. Из данных на рис. 3.29 видно, что первый фрагмент медленно набирает боковую скорость, но остается в следе основного тела. Второй фрагмент, который первоначально был чуть впереди лидера, отлетает с боковой скоростью ~ 150 м/с. Третий фрагмент, первоначально расположенный сзади, так и остается непосредственно за основным телом. Понятно, что возможно множество сценариев в зависимости от количества разлетающихся фрагментов, их форм, размеров и масс, а также от их относительного положения в потоке.

Моделирование разлета тел с учетом всевозможных углов отклонения при дроблении дает трубку траекторий осколков с оценкой площади выпадения. Как показывают расчеты, максимальное расстояние между выпавшими фрагментами для двух представленных вариантов разлета составляет ~ 300 м. Следует отметить, что чешским ученым удалось обнаружить четыре небольших обломка метеорита, когда они сместили линию предполагаемого падения метеорита на 330 метров (Источник: Чешское Радио-7, URL: <https://www.radio.cz/ru/rubrika/novosti/cheshskie-astronomy-razgadali-zagadku-bolida-beneshov>).

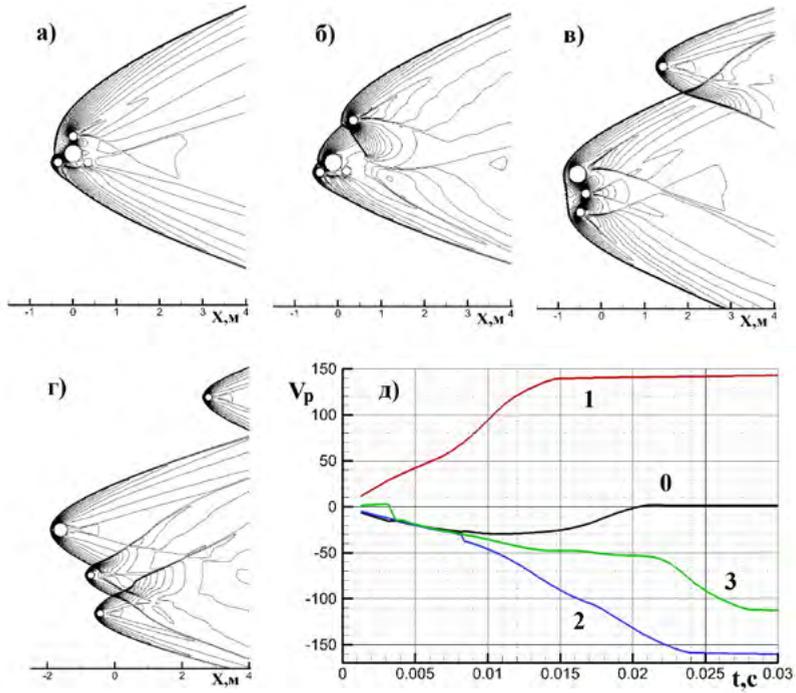


Рис. 3.28

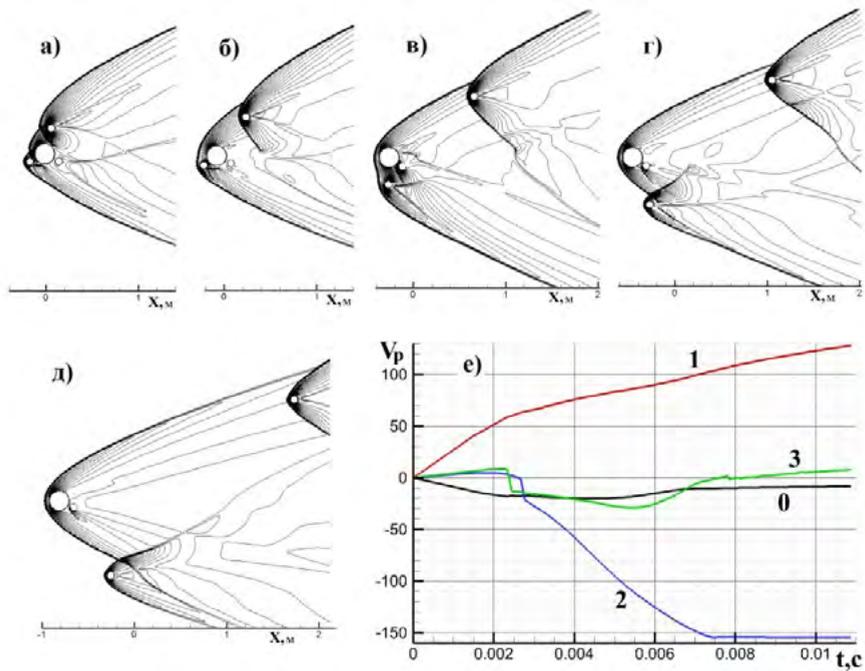


Рис. 3.29

Так как наблюдаемая масса отделившихся фрагментов в диапазоне высот $42 \text{ км} > H > 24 \text{ км}$ много меньше массы основного тела (лидера) [Borovička, Spurný, 1996], то его траекторные параметры на этом участке траектории можно оценить с помощью модели единого тела. Рассматриваются два варианта. В первом варианте считается, что, начиная с высоты 42 км, наблюдается траектория одного из достаточно крупных фрагментов $\sim 100 \text{ кг}$ – лидера, образовавшегося на большой высоте, во втором – траектория фрагмента лидера массой 50 кг. На рис. 3.30 представлены данные наблюдений (кривая 1 [Барри, 2006]), а также расчетные данные для этих двух вариантов (кривая 2 для фрагмента-лидера массой 100 кг и кривая 3 для лидера массой 50 кг [Андрущенко и др., 2018б]).

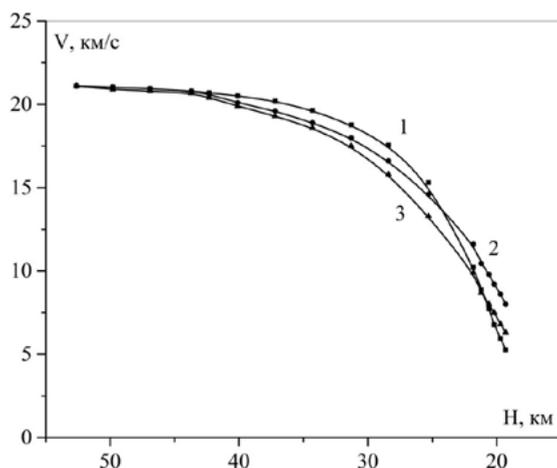


Рис. 3.30

Видно, что результаты расчета по параметрам траектории удовлетворительно согласуются с данными наблюдений. Таким образом, проведенная оценка в работе [Андрущенко и др., 2018б] возможного разлета фрагментов на высотах $\sim 60\text{--}40 \text{ км}$ показывает, что из-за низкой плотности воздуха осколки не разлетаются на большие расстояния, а летят компактно с большой суммарной площадью светящейся поверхности. Это подтверждает установленный факт, что наблюдаемое торможение болида относится к лидирующему фрагменту. С понижением высоты полета разлет отдельных фрагментов может быть существенным – до 300 м.

В работе [Андрущенко, Сызранова, 2023] анализируется движение и процесс разрушения метеороидов одинакового размера и первоначальной массы, но существенно отличающихся друг от друга параметрами входа в атмосферу. В частности, сравниваются результаты численных исследований движения и разрушения в атмосфере Земли метеороидов – Бенешов и Куня-Ургенчский [Мухамедназаров, 1999]. Метеороид Куня-Ургенч так же, как и болид Бенешов имел первоначальную массу $\sim 3 \text{ т}$, но он вторгся в атмосферу со скоростью 13 км/с под углом 30° к горизонту. Согласно данным наблюдений, высота начала его фрагментации была равной $\sim 25 \text{ км}$, а «взрыв» произошел на высоте

10–15 км, после чего осколки болида стали падать почти вертикально. Самая большая часть метеороида – его материнское тело весом 820 кг упало в хлопковое поле, образовав воронку диаметром ~ 5 м. Суммарная масса собранных метеоритов составила ~ 1 т.

Таким образом, было получено, что исследуемые одинаковые по массе, составу и размерам метеорные тела двигались и разрушались в атмосфере совершенно по-разному. Для объяснения этого факта следует рассмотреть расчетные параметры теплопередачи к поверхности тел – конвективного (q_k) и радиационного потоков (q_r) в критической точке в зависимости от высоты полета z для метеороидов: а – Бенешов, б – Куня-Ургенч в зависимости от высоты полета (см. рис. 3.31). Из-за различия скоростей и углов входа в атмосферу радиационный тепловой поток к поверхности болида Бенешов (рис. 3.31а) на два порядка превосходил соответствующий поток к поверхности болида Куня-Ургенч (рис. 3.31б). В результате более интенсивный процесс абляции у первого привел к значительно большей потере им массы при движении в атмосфере Земли (см. рис. 3.32, на котором приведены относительные изменения массы метеорных тел вдоль траектории: 1 – Бенешов, 2 – Куня-Ургенч). Согласно расчетам получилось, что конечная масса у метеороида Бенешов составляет 10% от исходной, а у Куня-Ургенч – 80%. Таким образом, результаты расчетов еще раз доказали, что каждое метеорное тело существенно индивидуально и исследование движения и разрушения каждого конкретного метеороида является сугубо самостоятельной задачей.

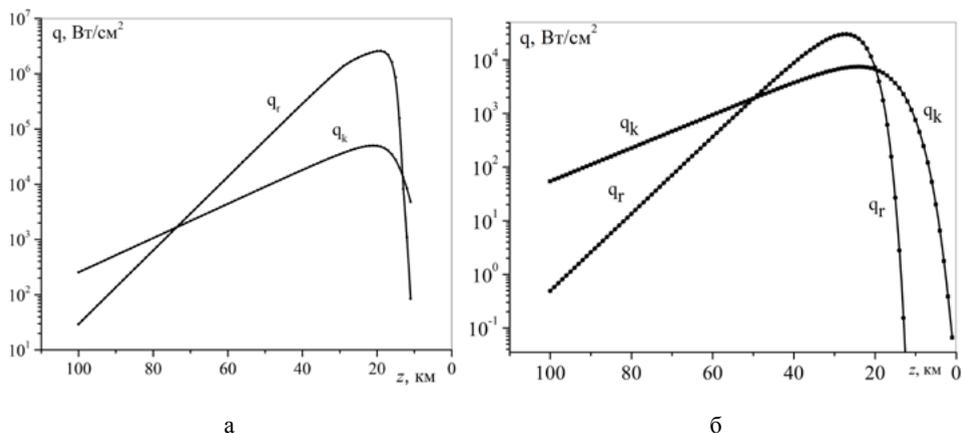


Рис. 3.31

Следует отметить, что рассчитанная суммарная масса выпавших фрагментов этих метеороидов намного превышает данные наблюдений. Этот факт можно объяснить тем, что на завершающем этапе движения метеорных тел процесс разрушения обломков метеороида сантиметровых размеров может продолжиться за счет температурных напряжений (см. подраздел 3.3.4), а также одновременно с абляцией в действие может вступить еще один фактор, разрушающий метеороид – воздействие так называемых вихрей Гёртлера (см. раздел 1.6).

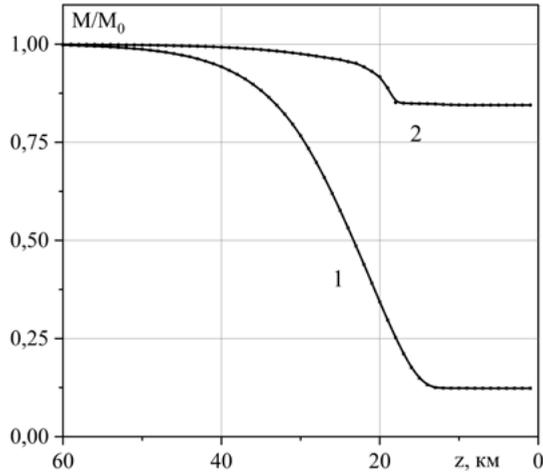


Рис. 3.32

3.7.3. Тунгусский феномен

Существует много гипотез, пытающихся объяснить Тунгусское событие 1908г. Единственными надежно установленными последствиями падения Тунгусского тела являются вывал леса на территории более 2000 км², термические повреждения растительности, в первую очередь деревьев (общая площадь таких ожогов превысила 200 км²), а также отсутствие кратера и метеороидных обломков-метеоритов в предполагаемом месте падения. Тунгусский феномен поставил, наверное, рекорд по количеству гипотез и публикаций, посвященных этому космическому телу за более чем столетнюю историю обсуждения его падения.

Например, в работе [Коробейников, 1996] излагаются две рабочие гипотезы для этого события:

1. В атмосферу влетел фрагмент ядра кометы, окруженный пылегазовой атмосферой (комой);
2. Вторгся большой рыхлый метеороид типа углистого хондрита, который сильно раздробился в полете.

Обе эти гипотезы, по мнению автора, объясняют взрывной распад тела над поверхностью Земли в отсутствие выпадения массы вещества, которую возможно было бы выявить.

Сторонники гипотезы кометного происхождения Тунгусского тела основываются на отсутствии осколков в предполагаемом месте падения и соответствующих метеоритных кратеров [Петров, Стулов, 1975].

Численное моделирование последствий «взрыва» ледяного космического тела (считается, что параметры тела соответствуют Тунгусскому телу), проводилось в работах [Руденко, Утюжников, 1999 и 2002], в которых с помощью единой трехмерной численной методики моделировались процессы, начиная

с момента взрыва до проникновения продуктов распада тела в нижние слои атмосферы и их взаимодействия с поверхностью Земли. С помощью проведенных расчетов [Руденко, Утюжников, 1999] были получены области критических значений динамического давления в воздушном потоке за УВ, которые могли привести к вывалу леса на земной поверхности. Полученные результаты по распределению давления на земной поверхности неплохо согласуются с данными наблюдений по вывалу леса.

В работе [Chyba et al., 1993] было сделано предположение, что Тунгусское явление было вызвано входом в атмосферу каменного астероида. Такая же гипотеза была выдвинута в работе [Светцов, 1996], в которой считалось, что крупное каменное тело раздробилось на огромное количество мелких осколков, которые, вероятно, испарились при полете в плотных слоях атмосферы.

Некоторые исследователи придерживаются мнения, что Тунгусское небесное тело было не кометой, а крупным болидом, который, войдя в атмосферу Земли под малым углом к земной поверхности, не упал на нее, а пронзив атмосферу, улетел обратно в космос [Мурзинов, 2015; Khrennikov et al., 2020].

В работе [Khrennikov et al., 2020] были изучены условия прохождения астероидами диаметрами 200, 100 и 50 м, состоявшими из трех типов материалов – железа, камня и водяного льда, атмосферы Земли с минимальной высотой траектории, лежавшей в диапазоне 10–15 км. Найдены условия такого прохождения с последующим выходом в космическое пространство при сохранении значительной доли начальной массы. В этой работе был сделан вывод, что Тунгусское событие было вызвано железным астероидом, который прошел через атмосферу Земли и продолжил движение по околосолнечной орбите. С помощью расчетов было установлено, что, если железное тело входило в атмосферу на высоте 160 км с углами входа $\leq 11.5^\circ$, то, возможно, оно двигалось по такой сквозной траектории.

Нами предложены две гипотезы падения Тунгусского болида:

1) произошло дробление каменного Тунгусского метеороида в атмосфере на большое количество фрагментов, разрушившихся затем под действием термических напряжений до размера мелкой пыли, которая в виде облака частиц с единой УВ привела к наблюдаемому вывалу леса;

2) в атмосферу Земли вторглось Тунгусское тело (каменное или железное) под малым углом к земной поверхности, в результате чего оно не упало в предполагаемом месте, а улетело обратно в космос или выпало далеко от предполагаемого места падения, но, тем не менее, нанесло вызванной им баллистической УВ наблюдаемый вывал леса.

В работе [Сызранова, Андрущенко, 2022] рассматривались варианты падения Тунгусского тела, состоявшего из различных веществ, соответствовавших кометному, каменному и железному его составу. Сначала полагалось, что тело имело сферическую форму, его начальная масса составляла $M_e = 1 \times 10^6$ т, а угол и скорость входа в атмосферу были равны $\theta_e = 30^\circ$ и $V_e = 30$ км/с. В табл. 3.3 приведены плотность ρ_b , эффективная энтальпия разрушения H_{eff} и прочностная характеристика σ^* для трех типов веществ.

Табл. 3.3

Состав вещества тела	ρ_b , кг/м ³	H_{eff} Дж/кг	σ^* , Н/м ²
кометное	1000	$2,5 \times 10^6$	10^5
каменный хондрит	3300	$8,0 \times 10^6$	10^7
железное	7800	$8,0 \times 10^6$	10^8

На рис. 3.33 представлены расчетные значения уноса массы Тунгусского тела в зависимости от высоты полета z для трех типов вещества этого тела, состоявшего из кометного (1), каменного (2) и железного (3) веществ [Сызранова, Андрущенко, 2022]. Сначала расчеты были выполнены в рамках модели единого тела – без учета фрагментации (рис.3.33а). Из графиков на рис. 3.33а видно, что «кометное» тело полностью разрушилось в атмосфере, тогда как от каменного осталась примерно четверть первоначальной массы, а от железного – половина. Этот факт объясняется относительно низкой энтальпией разрушения вещества у кометного тела, а также разницей в плотности рассматриваемых тел (первоначальная масса у всех тел одинакова, а размеры, и, следовательно, радиационные потоки были разные).

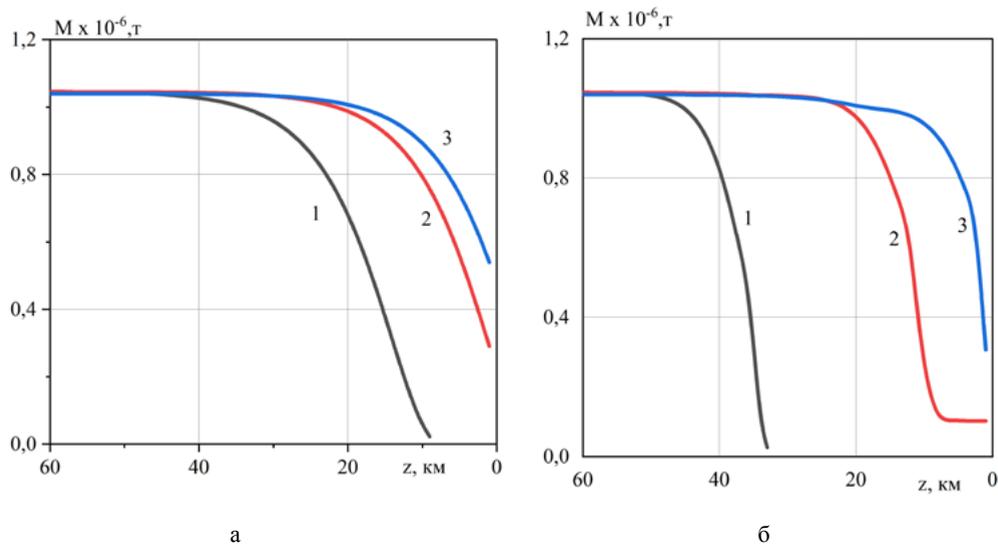


Рис. 3.33

На рис. 3.33б продемонстрированы результаты расчета уноса массы Тунгусского тела с учетом его фрагментации в зависимости от высоты полета для тех же трех типов выбранного вещества [Сызранова, Андрущенко, 2022]. Видно, что значения уноса массы для этой модели были больше по сравнению с соответствующими данными рис. 3.33а за счет увеличения испаряющейся поверхности в потоке. При учете процесса фрагментации показатель степени неод-

нородности материала принимался равным $\alpha = 0.25$. Расчеты показали разные значения высот начала и завершения фрагментации и числа образовавшихся фрагментов для рассмотренных типов метеороидов. Так, кометное тело начало разрушаться на высоте 67 км, процесс фрагментации завершился на высоте ~ 35 км с образованием $\sim 1.5 \times 10^7$ мелких фрагментов, которые почти мгновенно испарились в атмосфере. Каменное тело начало разрушаться на высоте 35 км, фрагментация закончилась на высоте 12 км, максимальное число фрагментов составило 4.2×10^4 , а расчетная конечная масса выпавших фрагментов получилась равной одной десятой от первоначальной массы астероида. Железное тело начало фрагментировать на низких высотах ~ 19 км и этот процесс продолжался почти до самой поверхности Земли (до 2 км). Количество образовавшихся фрагментов составило около 2000, а конечная выпавшая масса составила одну треть от первоначальной массы метеороида.

Полученные результаты показали, что под действием тепловых и силовых нагрузок для рассмотренных исходных данных и использованных моделей расчета кометное тело потеряло полностью свою массу к высоте 30 км, масса выпавших обломков каменного метеороида составила 1×10^5 т, железного – $\sim 3 \times 10^5$ т. В последних двух случаях это привело бы к катастрофическим последствиям, а также к появлению кратеров, и выпадению множества фрагментов – метеоритов на земную поверхность.

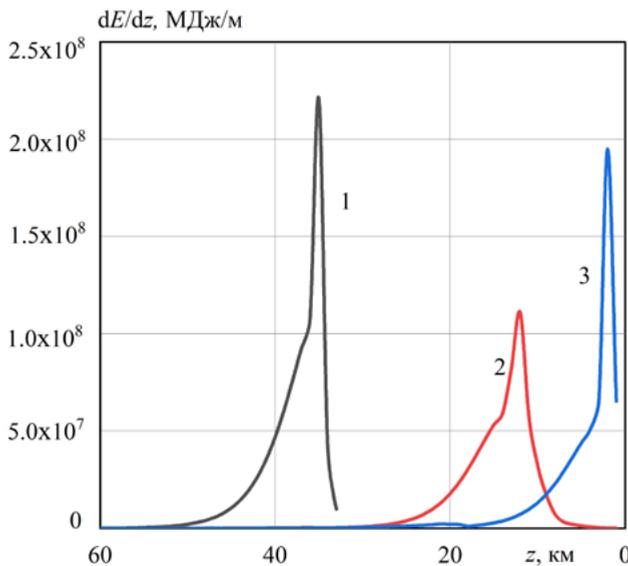


Рис. 3.34

На рис. 3.34 представлены значения потери кинетической энергии на единицу длины dE/dz для Тунгусского фрагментирующего тела, состоящего из разных веществ, в зависимости от высоты его полета z (1 – кометного; 2 – каменного; 3 – железного состава) [Сызранова, Андрущенко, 2022]. Видно, что

максимум потери кинетической энергии, то есть так называемый «взрыв» по определению С.С. Григоряна, для кометного тела пришелся на высоту 35 км, для каменного – 12 км, для железного – 2 км. В литературных источниках по Тунгусскому метеороиду, например, в работе [Korobeinikov et al., 1998], было получено, что его «взрыв» произошел на высоте 7–10 км. В этой работе решалась обратная задача по подбору параметров небесного тела, дающих удовлетворительное совпадение вычисленного размера области вывала леса при взрыве с его реальной площадью.

В связи с полученными результатами этих расчетов нами были предложены следующие гипотезы падения Тунгусского тела.

Гипотеза 1. Полагалось, что это тело состояло из низкопрочного каменного вещества ($\sigma^* = 10^5\text{--}10^6 \text{ Н/м}^2$), его начальная масса составляла $M_e = 10^6 \text{ т}$, скорость входа в атмосферу на высоте 100 км была равна $V_e = 30 \text{ км/с}$, а угол входа составлял $\theta_e = 45^\circ$.

В табл. 3.4 представлены рассчитанные на основе этих исходных данных максимальные количества образующихся фрагментов N_{\max} , соответствующие высоты их образования z_{\max} и размеры отдельных фрагментов R_f для тел с прочностными параметрами $\sigma^* = 10^5$ и 10^6 Н/м^2 и разной степенью неоднородности материала α .

То есть, для низкопрочного каменного астероида при малых значениях параметра масштабного показателя $\alpha = 1/4, 1/8$ происходило его быстрое дробление на большое количество фрагментов сантиметровых размеров на высотах 25–45 км. Так, например, при $\sigma^* = 10^5 \text{ Н/м}^2$ и $\alpha = 1/8$ на высоте 45 км образовалось $\sim 1.5 \times 10^{10}$ фрагментов сантиметрового размера.

Табл. 3.4. Максимальное количество образующихся фрагментов для тела с разными прочностными параметрами

$\sigma^* = 10^5 \text{ Н/м}^2$				$\sigma^* = 10^6 \text{ Н/м}^2$			
α	N_{\max}	z_{\max} , км	R_f , м	α	N_{\max}	z_{\max} , км	R_f , м
1/2	8.52×10^4	23	0.63	1/2	5.32×10^3	17	1.78
1/4	3.34×10^7	34	0.09	1/4	6.19×10^5	25	0.34
1/8	1.48×10^{10}	45	0.01	1/8	9.07×10^7	33	0.06

Известно (см. подраздел 3.3.4), что на завершающем этапе движения метеорных тел процесс разрушения фрагментов может продолжиться за счет температурных напряжений. Оценивалось время, необходимое для достижения критического значения напряжения каменного фрагмента: в частности, с учетом полученных соотношений в подразделе 3.3.4, для тела радиуса 1 см время достижения критических напряжений составит $t^* \sim 0.04 \text{ с}$, то есть, такое тело моментально подвергнется разрушению из-за возникающих температурных напряжений.

Таким образом, если в процессе дробления образовалось большое количество мелких фрагментов, то весь этот рой камней мог полностью разрушиться до размеров мелкой пыли, что, возможно, и произошло в Тунгусском явлении. Задача исследования интенсивного взаимодействия облака пыли с земной атмосферой была рассмотрена, например, в работе [Плотников, Шурышалов, 1994]. При прохождении плотных слоев атмосферы начинался активный процесс испарения пылевых частиц, происходило выделение большого количества газа, что усиливало УВ, идущую вниз к земной поверхности. Такая интенсивная УВ была способна вызвать вывал леса на огромной территории, а мелкие метеоритные частицы остались незамеченными при поисках крупных метеоритных фрагментов.

Гипотеза 2. Как показали численные исследования (см. раздел 3.6), траектория полета метеорного тела существенно зависела от угла вектора скорости к горизонту θ . При достаточно малых углах входа в атмосферу космическое тело вообще могло не упасть на Землю, а пронзить атмосферу и выйти из нее в межпланетное пространство.

На рис. 3.35 представлены результаты расчетов [Сызранова, Андрущенко, 2022] высоты полета z для каменного метеороида в зависимости от времени t при угле входа тела в атмосферу $\theta_e = 8^\circ$ и показатели прочности $\sigma^* = 10^6 \text{ Н/м}^2$. Результаты получены для разных значений показателя неоднородности материала дробящегося метеороида α (кривые 2 – $\alpha = 0.5$; 3 – 0.25 ; 4 – 0.125) и для случая не фрагментирующего метеороида (кривая 1). Из графиков на рис. 3.35 видно, что для рассматриваемых вариантов падения метеороида на Землю не происходит, т.е. все траектории получаются сквозными. При $\alpha = 0.5$ максимальное значение образующихся фрагментов равно 11; при $\alpha = 0.25$ – 47; $\alpha = 0.125$ – 240. Естественно, чем больше фрагментов образуется при дроблении метеороида, тем меньше размер образующихся обломков и тем с меньшей скоростью эти фрагменты движутся по восходящей траектории.

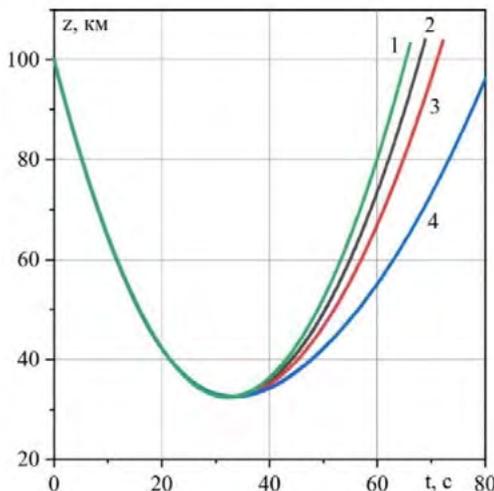


Рис. 3.35

В работе [Сызранова, Андрущенко, 2022] был проведен также расчет баллистики железного тела массой $M = 10^6 \text{ т}$, вошедшего в атмосферу на высоте $z_e = 100 \text{ км}$ со скоростью $V_e = 30 \text{ км/с}$, с углом входа $\theta_e = 9^\circ$. Критическое значение прочностного параметра принималось равным $\sigma^* = 10^8 \text{ Н/м}^2$. Результаты расчета зависимости высоты полета z от времени t показаны на рис. 3.36.

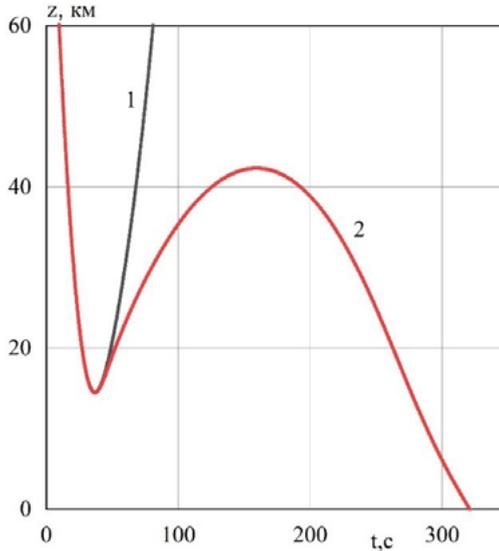


Рис. 3.36

Кривая 1 на рис. 3.36 соответствует движению тела без учета его дробления в атмосфере, но с учетом разрушения его поверхности за счет абляции. Траектория в этом случае получается сквозной с минимумом высоты 14 км. Если учитывать дробление метеороида при значении показателя неоднородности материала $\alpha = 0.25$, то при $\sigma^* = 10^8 \text{ Н/м}^2$ процесс фрагментации начинается на высоте 18 км и заканчивается на 17 км. Число образующихся осколков с учетом рассматриваемой модели фрагментации оказывается равным двум. После завершения фрагментации происходит сложное движение фрагментов с чередованием восходящего и нисходящего режимов и в итоге фрагменты выпадают на землю (кривая 2 на рис. 3.36). Дальность полета этих обломков составляет $\sim 2800 \text{ км}$.

В случае железного метеороида траектория будет сквозной (см. рис. 3.37, на котором приведена зависимость высоты полета z) для угла входа 8.5° , причем в этом случае тело не будет фрагментироваться, т.к. скоростной напор при движении тела не превзойдет критическое значение прочностного параметра $\sigma^* = 10^8 \text{ Н/м}^2$. На рис. 3.37 представлено также изменение массы метеороида M от времени t . В результате прохождения в атмосферных слоях у тела остается примерно 45% от первоначальной массы.

Полученные результаты позволили объяснить многие проявления Тунгусского феномена 1908 г. Так, если Тунгусское тело вторглось в атмосферу под ма-

лым углом наклона к горизонту ($\theta_e \leq 8.5^\circ$), то оно могло оказаться пролетным, что не исключало бы его фрагментацию со взрывами некоторых его осколков в атмосфере, приводившими к вывалу леса, а остальные достаточно крупные фрагменты могли бы выпасть далеко от эпицентра взрыва, или уйти в космическое пространство в случае, если их остаточная скорость превышала бы вторую космическую скорость. Это предположение подтверждается также оценками других авторов, например, приведенными в [Мурзинов, 2015; Khrennikov et al., 2020]. Эта гипотеза позволяет объяснить ранее непонятные результаты «предполагаемого места падения», исследованного многими экспедициями: отсутствие кратера и каких-либо материальных останков метеоритного вещества на Земле.

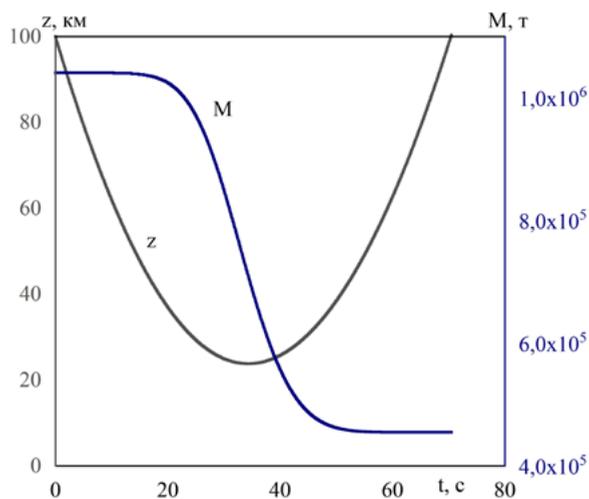


Рис. 3.37

Таким образом, рассмотрены две гипотезы, объясняющие процессы, происходившие при падении Тунгусского тела в 1908 г. Первая гипотеза связана с дроблением тела, представляющего собой низкопрочный каменный метеороид на большое количество фрагментов, которые разрушались в плотных слоях атмосферы под действием термических напряжений до размера мелкой пыли. Взаимодействие облака пыли с земной атмосферой и инициировало интенсивную УВ, идущую вниз к земной поверхности и способную вызвать вывал леса на огромной территории. Вторая гипотеза связана с явлениями, возникавшими при малых углах входа тела в атмосферу Земли. Так, если Тунгусское тело (каменное или железное) вторглось в атмосферу под малым углом наклона к горизонту ($\theta_e \leq 8.5^\circ$), то оно могло оказаться пролетным, что не исключало бы его фрагментацию со взрывами некоторых его осколков в атмосфере, приводившими к вывалу леса, а остальные достаточно крупные фрагменты могли бы выпасть далеко от эпицентра взрыва, или уйти в космическое пространство в случае, если их остаточная скорость превышала бы вторую космическую скорость. Эти гипотезы объясняют отсутствие материальных следов, в том числе и кратеров в ходе поисков останков метеороида в окрестности вывала леса.

Глава 4

ПАДЕНИЕ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ НА ЗЕМЛЮ, ПРОЯВЛЕНИЯ ТАКИХ ПАДЕНИЙ

Считается, что окончательное формирование планет земной группы произошло ~ 4.5 млрд лет назад в ходе столкновительной эволюции планетезималий, образовавшихся из газопылевого протопланетного облака [Иванов, 2005]. Малые тела (астероиды и кометы) из зоны роста планет земной группы и планет гигантов продолжили достаточно интенсивную «позднюю бомбардировку» планет, завершившуюся ~ 3.3 млрд лет назад. В последующем, вплоть до настоящего времени, продолжается бомбардировка планет и их спутников малыми телами с образованием импактных кратеров-воронок (также называемых астроблемами в случаях их достаточно древнего происхождения, часто с плохо сохранившейся первичной морфологией) на их поверхности, но со значительно редкой частотой, чем в вышеупомянутые периоды.

На настоящее время на земной поверхности обнаружено около 190 ударных кратеров (астроблем) возрастом до 2 млрд лет размерами от нескольких метров до 280 км в различной степени их сохранности [Вишневецкий, 2007; Бадюков, 2023] (из них большинство (136) было каталогизировано еще в конце прошлого века [Фельдман, 1987, 1990 и 1993]). Здесь следует еще отметить тот факт, что импактное (ударное) происхождение некоторых из этих кольцевых структур (особенно самых крупных) оспаривается геофизиками и геологами, считающими их появление результатами сугубо земных эндогенных процессов [Ваганов и др., 1985; Кропоткин, 1989].

Изучение импактных кратеров проводится комплексными методами, включающими геологические и геофизические исследования, а также глубинное бурение. В последние десятилетия важным инструментарием исследования таких геологических структур стало математическое компьютерное моделирование процессов их формирующих – падения малых космических тел на континентальную и океаническую поверхность Земли или их взрывов над ней. Этим вопросам и посвящена глава 4.

4.1. ПАДЕНИЕ КРУПНЫХ МЕТЕОРОИДОВ НА СУШУ КАК ПРИЧИНА ОБРАЗОВАНИЯ УДАРНЫХ КРАТЕРОВ И БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ВЫБРОСОВ

Исследования падений небесных тел различных размеров показали, что при этом осуществляется один из четырех сценариев события (в порядке уменьшения размера тел) [Астероидно-кометная опасность..., 2015; Rumpf et al., 2017]:

– кратерообразующий удар, при котором небесное тело, даже после значительной фрагментации, достигает земной поверхности и образует кратер(ы);

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

– приповерхностный метеороидный взрыв, при котором высокоскоростная струя, состоящая из мелких осколков и паров метеороида и нагретого УВ воздуха, ударяет по земной поверхности без кратерообразования;

– надповерхностный воздушный метеороидный взрыв, при котором продукты полностью разрушенного и испаренного метеороида не достигают земной поверхности, но УВ и тепловое излучение приводят к значительным разрушениям и пожарам на ней;

– слабые метеорные явления, при которых не остается заметных следов на земной поверхности.

Границы между этими четырьмя режимами четко не определены, и реализация конкретного сценария определяется кинематическими и физическими параметрами ударника – импактора: его размером, скоростью, углом входа в атмосферу, а также плотностью и составом его вещества. На рис. 4.1а и 4.1б приведены типы ударов комет (с плотностью вещества в них 1000 кг/м^3) и астероидов, соответственно [Shuvalov, Trubetskaya, 2008] (кратерообразующие удары – светлые области, энерговыделение у поверхности без кратерообразования – серые области, полное торможение в воздухе – черные области, область параметров тел, способных вызвать Тунгусское событие 1908 г. – белые эллипсы).

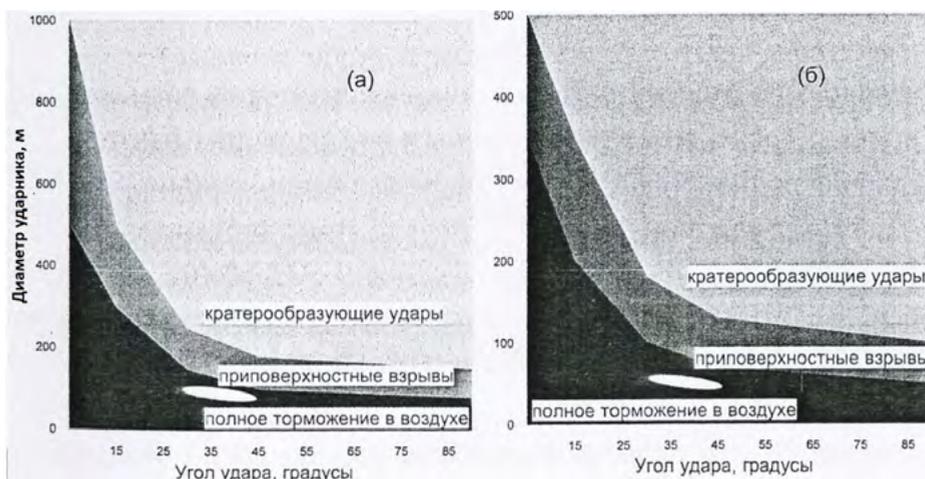


Рис. 4.1

Механика кратерообразования – это дисциплина, посвященная исследованию процессов образования кратера или воронки на поверхности твердого деформируемого тела (в некоторых случаях покрытого слоем жидкости) в результате высокоскоростного удара малыми телами или их взрывов вблизи поверхности с учетом возникающих при этом УВ, высокоскоростного пластического деформирования разрушающихся материалов импактора и поверхности, разлета выброшенного материала и других сопутствующих явлений. Таким образом, механика кратерообразования является дисциплиной, использующей результаты физики УВ и высоких давлений, механики твердого деформируемого тела, гидрогазоди-

намики и т.п. И в тоже время механика кратерообразования становится фундаментальным разделом науки относительно планетологии (раздела космологии), что связано с уже происшедшем осознанием роли высокоскоростных ударных процессов в формировании планет Солнечной системы и в последующей геологической эволюции твердой коры этих планет [Иванов, 1981].

4.1.1. Кратерообразующее взаимодействие ОКО с твердой поверхностью. Аналитические качественные оценки протекания процессов и явлений.¹

Как известно, при соударении твердых тел со скоростями, превышающими несколько километров в секунду, реализуется явление, близкое к явлению взрыва [Станюкович, 1950 и 1960]. При скоростях удара более 3–5 км/с кристаллическая структура метеороида-импактора и некоторого объема среды, с которой он соударяется, разрушается, и в полном смысле этого слова происходит взрыв [Станюкович, 1971]. От места удара распространяется сильная УВ с начальными параметрами, определяемыми из соотношений:

$$p_{yn} = \rho_1 u_0^2 / (1 - \alpha_2)(1 + G)^2, \quad (4.1)$$

$$u_{yn} = u_0 / (1 + G), \quad (4.2)$$

где $\alpha_1 = \rho_2 / \rho_{1y}$; $\alpha_2 = \rho_1 / \rho_{2y}$; ρ_1 и ρ_2 – начальные плотности первой (ударник) и второй (мишень) сред; ρ_{1y} , ρ_{2y} – плотность этих сред на фронте УВ; p_{yn} – давление на фронте УВ; u_{yn} – скорость движения раздела обеих сред; u_0 – скорость удара; $G = [\rho_1(1 - \alpha_1) / \rho_2(1 - \alpha_2)]^{1/2}$.

Давление и плотность связаны уравнением состояния. Скорости распространения УВ в обеих средах D_{1y} и D_{2y} определяются соотношениями:

$$D_{1y} / u_0 = 1 + u_{yn} G / (1 - \alpha_1)u_0, \quad D_{2y} / u_0 = u_{yn} / (1 - \alpha_2)u_0 \quad (4.3)$$

Из (4.1) устанавливается минимальная величина давления, необходимая для испарения, плавления и простого взрывного разрушения среды, присваивая соответствующие значения $u_0 = u_k^*$ считаем, что при скорости удара

$$u_0 \geq \sqrt{2\varepsilon_k},$$

где ε_k – плотность энергии кристаллической решетки (энергия, необходимая для превращения 1 г среды в жидкость, включая скрытую теплоту плавления), целостность твердой решетки нарушается и при этом среду можно уподобить

¹ В подразделе 4.1.1 изложены результаты, приведенные в работах К.П. Станюковича [Станюкович, 1950, 1960 и 1971], одного из ряда выдающихся представителей советской школы механики сплошной среды, в нем используются устаревшие на настоящее время наименования единиц из системы СГС и внесистемные единицы: калория, техническая атмосфера и др. (в соответствующих местах текста нами указываются множители для их перевода в единицы системы СИ).

некоей жидкости. Тогда кинетическая (упорядоченная) энергия удара переходит в неупорядоченное движение частиц жидкости, что создаст ее внутреннее давление; жидкость при этом будет расширяться и разрушать взрывообразно окружающую среду. Величина ε_k для металлических тел в среднем меньше, чем для каменных (силикатных).

Однако и при $u_0 = u_k = \sqrt{2\varepsilon_k}$ (ε_k – энергия, затрачиваемая на дробление породы), когда еще не происходит превращение твердой фазы в жидкую, среда дробится на мелкие упругие твердые частицы, подобные по своим свойствам квазигазу и при разлете также создающие взрывные явления (механический взрыв, когда упорядоченная энергия ударяющегося тела переходит в неупорядоченное движение его частиц). Для металлических тел ε_k в среднем больше, чем для каменных.

При скорости удара

$$u_0 = u_{ki} \geq \sqrt{2\varepsilon_i},$$

где ε_i – энергия, необходимая для испарения 1 г среды, включая скрытую теплоту испарения, вещество среды будет испаряться. Для металлических тел ε_i в среднем больше, чем для каменных.

В табл. 4.1 приведены значения $\varepsilon_k, \varepsilon_p, \varepsilon_i$ (эрг/г) – (10^{-4} Дж/кг в СИ).

Табл. 4.1

Среда	ε_k	ε_p	ε_i
Песок	5×10^7	5×10^9	10^{11}
Глина	10^8	5×10^9	10^{11}
Гранит	10^9	7×10^9	2×10^{11}
Алюминий	10^9	4×10^9	10^{11}
Железо	10^9	3×10^9	7×10^{10}

Считается, что средние размеры «частиц» квазигаса будут соответствовать размерам так называемых зародышей твердой фазы при переходе в нее жидкой фазы. Размеры таких зародышей на несколько порядков больше размеров молекул.

В процессе расширения газа его температура падает согласно соотношению:

$$(V_n / V)^{\gamma} = p / p_n = (T / T_n)^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad (4.4)$$

где V_n, p_n, T_n – соответственно начальный удельный объем, давление и температура на фронте УВ; γ – показатель адиабаты.

Процесс конденсации описывается уравнением Клапейрона-Клаузиуса:

$$dp / dT = Q_i^* / T (V_T - V_T^*), \quad (4.5)$$

где Q_i^* – скрытая теплота испарения, V_T – удельный объем газа; V_T^* – удельный объем твердой фазы.

Так как $V_T \ll V_T$, а $V_T = RT/p$, то $dp/dT = Q_i^* p / RT^2$, откуда

$$p/p_a = \exp[Q_i^*(1 - T_0/T)/RT_0],$$

где T_0 – температура конденсации при атмосферном давлении p_a .

Так как $Q_i^* = c_v T^*$, где T^* – эффективная температура испарения, то

$$p/p_a = \exp[T^*(1 - T_0/T)/(\gamma - 1)T_0] \quad (4.6)$$

Из соотношений (4.4), (4.6) получим соотношение, определяющее условие конденсации

$$T/T_0 = (p_a/p_n)^{(\gamma-1)/\gamma} (T_n/T_0) \exp[T^*(1 - T_0/T)/\gamma T_0] \quad (4.7)$$

Очевидно, что уравнение (4.7) имеет решение при $\bar{T}_0 > T_0$, причем $\bar{T}_0/T_0 = 1 + \Delta$, где $\Delta < 1$, при этом $\bar{p} \ll p_H$.

Таким образом, процесс конденсации начинается при относительно малых (по сравнению с начальным) давлении, когда процесс расширения практически закончится, и конденсация уже не сможет повлиять на динамику расширения и, в частности, не изменит заметно реактивный импульс отдачи (давление истекающих продуктов взрыва).

И при скоростях удара порядка 10 км/с и больше происходит процесс полного превращения в газ импактора и некоторой части среды, с которой произошло соударение. При этом энергетический баланс следующий – часть кинетической энергии удара затрачивается на превращение тела в газ, включая скрытую теплоту газообразования (парообразования), а потом, после расширения, эта теплота частично снова возвращается в среду. В зависимости от размера сконденсировавшихся капель большие (если капли большие) и меньшие (если капли малые) части энергии скрытой теплоты газообразования, вернувшись в среду, идут на увеличение ее кинетической энергии. Вся поверхностная энергия частиц лишь тогда приближается к объемной, когда разлёты частиц – молекулярные. Уже при частицах с размерами на один-два порядка большими молекулярных, их поверхностная энергия во много раз меньше объемной. При расширении среды размеры конденсируемых частиц значительно превышают молекулярные [Зельдович, Райзер, 1958]. Поэтому практически вся энергия испарения возвращается в среду.

Таким образом, баланс энергии, затраченной на испарение, записывается следующим образом:

$$E_i = E_{II} + E_{воз},$$

здесь E_i – скрытая теплота испарения (и плавления), E_{II} – общая поверхностная энергия частиц, $E_{воз}$ – энергия, возвращающаяся в среду. При

$$E_{II} \ll E_i \Rightarrow E_{воз} \approx E_i.$$

Оценим теперь, на какую глубину h проникает тело (импактор) при сверх-скоростном ударе. Так как сила сопротивления [Станюкович, 1971] равна:

$$F = M_0 \frac{du}{dt} = -\frac{c_x}{2} S \rho u^2 = M_0 u \frac{du}{dx},$$

то

$$u = u_0 \exp\left(-\frac{c_x \rho S x}{2 M_0}\right) = u_0 \exp\left(-\frac{c_x \rho x}{2 \delta l}\right), \quad (4.8)$$

где u_0 и u – начальная и текущая скорости, соответственно; M_0 – масса метеороида-импактора; x – путь, пройденный в процессе удара; δ и ρ – плотности импактора и среды, соответственно; l – средний размер импактора; S – площадь его миделева сечения; c_x – безразмерный коэффициент «обтекания».

В рассматриваемом случае всегда можно принять, что $c_x \approx 2$ [Станюкович, 1960], тогда $u / u_0 = \exp(-\rho x / \delta l)$.

Можно положить, что при скорости порядка 3–5 км/с проникание кончается и начинается фаза взрыва. «Взрыв» вообще-то начинается непосредственно в момент удара, но условно будем считать, что фаза взрыва начинается после окончания проникания. Полагая

$$u / u_0 = \exp(-2),$$

(что для $u_0 = 30$ км/с дает $u = 4$ км/с), определим $\rho x / \delta l = 2$, откуда:

$$x = 2\delta l / \rho.$$

При $\delta \approx \rho$, $x = 2l$, то есть глубина проникания – порядка радиуса метеороида-импактора r^* (для шара $l = r^* / 3$ и $x = 2 / 3 r^*$).

При проникании на указанную глубину, то есть при скорости $< 3-5$ км/с, метеороид-импактор уже практически испарится. Образовавшиеся при этом газы начнут расширяться, что увеличит площадь миделя S (величина l уменьшится), а это приведет к более резкому торможению импактора. Поэтому полагаем, что глубина проникания вряд ли будет (в зависимости от скорости удара) превышать $5 - 10 \bar{r}^*$, где \bar{r}^* – эффективный радиус тела:

$$\bar{r}^* = \sqrt[3]{M_0 / \delta} \approx M_0 / S \delta.$$

Опишем более подробно, как зависит глубина проникания от скорости удара. При малых скоростях удара твердых тел (каменных или металлических), меньших 1 км/с, радиус вмятины $R \sim \bar{r}^*$. Расстояние проникания

$$x \approx \frac{M_0 u_0^2}{2\rho(\bar{r}^*)^2 Q_{np}} \approx \frac{\delta \bar{r}^* u_0^2}{\rho Q_{np}}, \quad (4.9)$$

то есть $x / r^* \approx \delta u_0^2 / \bar{p}_{np} = \bar{p}_{y0} / \bar{p}_{np}$. Здесь \bar{p}_{y0} – давление, образованное при ударе, Q_{np} – плотность прочностной энергии, \bar{p}_{np} – давление, характеризующее прочностные свойства среды.

Глубина внедрения равна $h = x \cos z$. Здесь z – угол между траекторией метеороида и вертикалью. Если удар метеороида осуществляется под углом $90^\circ - z$ к плоскости горизонта, то при достаточно больших величинах угла z нормальная проекция скорости метеороида $u_{\text{н}} = u_0 \cos z$ достаточно мала и при этом взрывные явления не проявляются.

Так как взрыв происходит при $u_0^2 / 2 \geq \varepsilon_k = (u_k^*)^2 / 2$, то существенно, чтобы $u_0 \cos z \geq u_k^*$. Поскольку u_k^* примерно равна скорости звука в среде c_k^* , то взрывные явления будут наблюдаться при $u_0 \cos z > c_k^*$.

При увеличении скорости, когда начинается дробление материала, миделево сечение, а значит и удельное сопротивление (пропорциональное S/M_0) возрастает; при этом глубина растет медленнее u_0^2 , часть кинетической энергии импактора расходуется на движение среды в боковых направлениях, причем количество «выбитого» материала увеличивается по-прежнему пропорционально кинетической энергии удара.

При добавочном возрастании скорости, когда уже начинают проявляться взрывные процессы, боковой выброс становится превалирующим по сравнению с перемещением по траектории удара, поскольку газ расширяется во все стороны, и выполняется соотношение (4.8), справедливое до тех пор, пока $u_0 > u_k^*$, здесь u_k^* – скорость, при которой прекращаются взрывные процессы. Таким образом:

$$h = (2M_0 / c_x S \rho) \ln(u_0 / u_k^*). \quad (4.10)$$

Рассмотрим в первую очередь взрыв выпавшего метеороида в неограниченной среде. Задача формулируется следующим образом. Пусть мгновенно в объеме, равном объему метеороида-импактора, выделится энергия $E_0 = M_0 u_0^2 / 2$. Масса m_k , внутри которой имеет место испарение вещества, определяется из соотношения:

$$M_0 \varepsilon_k + m_k \varepsilon_\kappa = \eta M_0 u_0^2 / 2 = \eta E_0, \quad (4.11)$$

где η – коэффициент полезного использования энергии ($\eta < 1$); $\varepsilon_k = u_k^2 / 2$, $\varepsilon_\kappa = u_\kappa^2 / 2$ – плотность энергии, которая необходима для испарения вещества метеороида-импактора и среды, соответственно; u_k, u_κ – предельные скорости, нужные для испарения единицы массы вещества импактора и среды. При $u_0 > u_k$ бóльших или меньших u_k можно не делать различия между ε_k и ε_κ для среды и ударника, тогда из (4.11) получим:

$$M_0 + m_k = \eta M_0 u_0^2 / u_k^2 \quad (4.12)$$

Так как величина ε_k^* близка к плотности энергии Q , выделяющейся при взрыве конденсированных (твердых или жидких) взрывчатых веществ ВВ ($\varepsilon_k^* \approx Q$), а для реализации эффекта взрыва на поверхности и внутри различных тел известны экспериментальные соотношения, связывающие массу ВВ (m_B) и плотность энергии Q с радиусом, глубиной и формой воронки в различных средах, то можно в соотношениях (4.11) и (4.12) заменить ε_k и ε_κ на Q . Для типич-

ных ВВ – $Q \approx 1 - 1.5$ кал/г ($1 \text{ кал/г} = 4.1868 \times 10^3 \text{ Дж/кг}$ в СИ); ε_p , например, для железа, алюминия и гранита равны 2, 2.5 и 5 кал/г. Поэтому можно написать:

$$m_B Q = \eta E_0 = \eta M_0 u_0^2 / 2 = E_B, \quad (4.13)$$

откуда

$$m_B = \eta M_0 u_0^2 / 2Q. \quad (4.14)$$

После расширения газа до величины плотности энергии $\approx Q$ далее стадия расширения подобна расширению продуктов взрыва ВВ, но иной плотности, чем обычные ВВ. На самом деле плотность пород $\approx 4000 \text{ кг/м}^3$, плотность железа 8000 кг/м^3 , а плотность стандартного ВВ – 1600 кг/м^3 , и, следовательно, объемная плотность энергии в данной ситуации будет в несколько раз больше, чем в случае взрыва обычных ВВ.

Уточним поставленную задачу. При ударе и взрыве образуется УВ, распространяющаяся по среде. Так как на фронте УВ часть энергии тратится на разрушение среды, то эту затраченную энергию следует учитывать при написании закона сохранения энергии для фронта этой УВ. Для сильной УВ эти условия имеют вид (E_H – энергия на фронте волны) [Станюкович, 1971]:

$$E_H = p_H (V_0 - V_H) / 2 - \varepsilon_k^*, \quad (4.15)$$

$$u_H^2 = p_H (V_0 - V_H), \quad (4.16)$$

$$D_y^2 = V_0^2 p_H / (V_0 - V_H) = [V_0 u_H / (V_0 - V_H)]^2, \quad (4.17)$$

Причем связь $E_H = f(p_H, V_H)$ зависит как от уравнения состояния среды, так и от начальной скорости удара, поскольку при различных величинах давления уравнение состояния аппроксимируется по разному.

Из соотношений (4.15) и (4.16) получим:

$$E_H = u_H^2 / 2 - \varepsilon_k^*. \quad (4.18)$$

Здесь под ε_k^* понимается энергия, затрачиваемая на то или иное нарушение и разрушение кристаллической решетки. Понятно, что этот процесс будет длиться до тех пор, пока на фронте УВ выполняется неравенство

$$E_H + u_H^2 / 2 \geq \varepsilon_k^*. \quad (4.19)$$

Из соотношений (4.18) и (4.19) следует, что процесс разрушения кристаллической решетки имеет место при

$$u_H^2 / 2 \geq \varepsilon_k^*. \quad (4.20)$$

Вводя обозначение $u_k^* = \sqrt{2\varepsilon_k^*}$, и так как из (4.19) следует, что $u_H \geq u_k^*$, $u_H \approx u_0 / 2$, то $u_0 \geq 2u_k^*$ или $u_0^2 / 2 \geq 2(u_k^*)^2 = 4\varepsilon_k^*$.

При ударе на начальном этапе, пока еще не установился режим движения и «обтекания», «испарение» происходит при выполнении условия $u_0 \geq u_k^*$, а затем вскоре, в течение интервала времени $\tau = 2l / u_0$ установится такой режим движения, при котором «испарение» происходит при выполнении условия $u_0 \geq 2u_k^*$.

Уточним, что следует понимать под ε_k^* : при испарении $\varepsilon_k^* = \varepsilon_i$, при плавлении $\varepsilon_k^* = \varepsilon_k$, при простом размельчении (диспергировании) среды $\varepsilon_k^* = \varepsilon_k$.

В двух первых ситуациях в процессе расширения затраты энергии, идущие на скрытые теплоты испарения и плавления, возвращаются обратно в среду, за исключением небольшой части среды, расширяющейся уже при выходе из плотной среды (воронки) в атмосфере или пустоте. Но этими потерями можно, в общем, пренебречь, тем более, что начальная энергия при этом относительно больше, чем в случае простого диспергирования среды.

В итоге, необратимо будет затрачена энергия $\varepsilon_k^* = \varepsilon_k$. Считаем, как это уже было принято выше, что приблизительно для различных сред $\varepsilon_k^* = Q$. А следовательно, всегда можно ввести, как при изучении атомного взрыва, понятие тротилового эквивалента, исходя из закона сохранения энергии, то есть кинетическую энергию метеороида-импактора с учетом потерь (вводя к.п.д.) приравнять энергии ВВ (тротила), массой m_B и калорийностью Q , полагая, что $m_B Q = \eta E_0$.

Для простоты считаем процесс детонации в плотной среде мгновенным. Процесс же «разрушения» условно назовем процессом «испарения».

При детонации плотность энергии на фронте волны детонации:

$$\varepsilon_{нд} = E_{нд} + u_{нд}^2 / 2,$$

где $E_{нд} = p_{нд}(V_{од} - V_{нд}) / 2 = u_{нд}^2 / 2$ – потенциальная энергия, отсюда $\varepsilon_{нд} = u_{нд}^2 = 2Q$.

При мгновенной детонации средняя плотность энергии:

$$\bar{\varepsilon}_д = u_{нд}^2 / 2 = Q.$$

Во втором случае, когда $\bar{\varepsilon}_д = Q$, задачу можно свести к сравнению действия удара с действием взрыва с массой ВВ $2 m_B$ и калорийностью $Q/2$ при предположении мгновенной детонации.

В первом случае задача приблизительно сводится к случаю реальной детонации с массой ВВ m_B и калорийностью Q , когда под реальной детонацией имеется в виду ситуация, при которой давление на фронте детонационной волны в два раза больше среднего давления и плотность энергии на нем равна $u_H^2 = 2Q$.

Оба случая в достаточной мере эквивалентны друг другу, что следует из теории взрыва.

Первый случай более просто анализировать и потому далее именно он будет рассматриваться. И, таким образом, эквивалентная масса ВВ m_B с калорийностью Q будет для дальнейших расчетов определяться соотношением (4.14).

Определим максимальную глубину воронки-кратера, образующегося при ударе метеороида-импактора о поверхность твердой среды. Эта глубина определяется глубиной внедрения и радиусом испаренной массы этой среды. Также следует учитывать, что после прекращения процесса испарения на фронте затухающей УВ происходит еще и простое механическое размельчение среды, и часть этой размельченной субстанции может быть выброшена наружу, что приведет к дополнительному углублению воронки, причем для металлов эта дополнительная глубина будет меньше, чем глубина испаренной зоны, а для грунтов и скальных пород наоборот – она будет больше. Полная глубина равна (см. рис. 4.2):

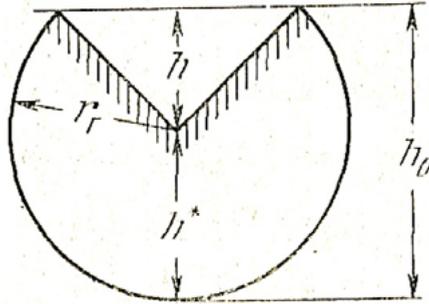


Рис. 4.2

$$h_0 = h + h^*, \quad (4.21)$$

где $h = (2M_0 / c_x S \rho) \ln(u_0 / u_k) \cos z$ (см. формулу (4.10)); $h^* = r_r = \sqrt[3]{3m_B A_0 / 4\pi\rho}$, $A_0 > 1$ – эмпирический коэффициент, (r_r – радиус зоны «испарения» – «разрушения»).

Так как из (4.13) $m_B = \eta M_0 u_0^2 / 2Q$, то

$$h_0 = (2M_0 / c_x S \rho) \ln(u_0 / u_k) \cos z + \sqrt[3]{3\eta M_0 u_0^2 A_0 / 8\pi\rho Q} \quad (4.22)$$

Под величиной $Q = (u_k^*)^2 / 2 = \varepsilon_k^*$ здесь и ниже имеется в виду плотность энергии, необходимой для разрушения связей кристаллической решетки или мелкого дробления породы.

Поскольку $M_0 = \delta l S$, то

$$M_0 / \rho S = \delta l / \rho = \alpha^* (\delta / \rho) \sqrt[3]{3M_0 / 4\pi\delta},$$

где α^* – коэффициент формы метеороида-импактора (для шара $\alpha^* = 1$), ρ – плотность метеороида, l – средний размер, S – площадь миделева сечения.

Далее (4.22) приводится к виду

$$h_0 = \sqrt[3]{3\bar{\eta}\eta M_0 u_0^2 / 8\pi\rho Q}, \quad (4.23)$$

где

$$\bar{\eta}^{1/3} = A_0^{1/3} + \Delta = A_0^{1/3} + \cos z \sqrt[3]{2Q\delta^2 / \eta\rho^2 u_0^2} \cdot (2\alpha^* / c_x) \ln(u_0 / u_k).$$

Масса среды, выбрасываемой из воронки конусообразной формы, определяется соотношением (4.2) и формулой (4.23):

$$M = (\pi / 3) \rho h_0^3 \operatorname{tg}^2 \varphi_0 = (\bar{\eta} \eta M_0 u_0^2 / 8Q) \operatorname{tg}^2 \varphi_0, \quad (4.24)$$

где φ_0 – полуугол при вершине конуса воронки (см. рис. 4.3).

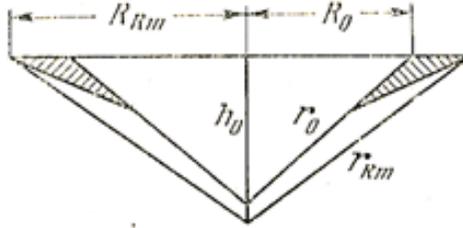


Рис. 4.3

Определим нормальную к земной поверхности проекцию импульса, используя формулу, выведенную при расчете взрыва большой энергии на поверхности планеты [Станюкович, 1971]²:

$$I_z = \theta_1 \sqrt{2ME_B}, \text{ где } \theta_1 = 2(1 - \sqrt{\cos \varphi_0}) / \operatorname{tg} \varphi_0.$$

Так как $E_B = \eta E_0$, $M = (\bar{\eta} \eta E_0 / 4Q) \operatorname{tg}^2 \varphi_0$, получим

$$I_z = \sqrt{2\bar{\eta} / Q} \cdot \eta E_0 (1 - \cos \varphi_0). \quad (4.25)$$

При $\eta_{\varphi} = Agh_0 / 4Q \leq 1 \cos \varphi_0 = h_0 / r_{Rm} = (\bar{\eta} / A)^{1/3}$, где r_{Rm} – длина стороны конуса воронки при учете дополнительного выброса среды и увеличения радиуса воронки до максимальной величины R_m (см. рис. 4.3) [Станюкович, 1971]. Это наиболее реальный случай.

При $\eta_{\varphi} \geq 1 - \cos \varphi_0 = h_0 / r_0 = (\pi \rho gh_0^4 / 3E_B)^{1/3} = (\bar{\eta} g / 4Q)^{1/3} (3\bar{\eta} \eta M_0 u_0^2 / 8\pi \rho Q)^{1/3}$, где r_0 – длина стороны конуса воронки без учета дополнительного выброса при первоначальном радиусе воронки R_0 (см. рис. 4.3) [Станюкович, 1971].

Оценим безразмерные величины A , $\bar{\eta}$, η .

Как уже указывалось в [Станюкович, 1971], величина η немного меньше единицы.

$$\bar{\eta}^{1/3} = A_0^{1/3} + (2\alpha^* / c_x) \cos z \sqrt{2\delta^2 Q / \eta \rho^2 u_0^2} \cdot \ln(u_0 / u_k^*),$$

при $u_0 = u_k^*$ имеем $\bar{\eta} = A_0$. Если $z = 0$, $c_x = 2$, $\alpha^* = 1$, $\rho = \delta$ получим:

$$\bar{\eta}^{1/3} = A_0^{1/3} + \ln(u_0 / u_k^*) \sqrt{2Q / \eta u_0^2} = A_0^{1/3} + (u_k^* / \sqrt{\eta u_0})^{2/3} \ln(u_0 / u_k^*).$$

²Здесь и ниже используются формулы из [Станюкович, 1971] без их выводов, иначе бы объем этого раздела значительно увеличился, что нами считается нецелесообразным.

Пусть $u_0 = u_k^* \exp 3 \approx 20u_k^*$, $\eta = 1$, тогда $\bar{\eta}^{1/3} \approx 1 + 3 / 7.5 \approx 1.4$ ($A_0 \approx 1$). Величина $\bar{\eta}^{1/3} = \bar{\eta}_{\max}^{1/3} \approx 1 + \exp(-2/3) \approx 1.5$ при $u_0 = eu_k^*$.

Величина A зависит от свойств среды; для металлов она ближе к единице, чем для более податливых сред. Интервал варьирования $\bar{\eta}$ не очень значителен.

Оценим величину A , так как она определяется из полуэмпирического соотношения:

$$A = \tilde{\alpha} \bar{A} (\rho / \rho_0) (p_a / \bar{p}_a)^{1/\gamma^*} = (4/3) \pi \rho \lambda^3,$$

то, имея экспериментальные данные для λ , легко можно рассчитать величину $\tilde{\alpha} (p_a / \bar{p}_a)^{1/\gamma^*}$, где p_a – конечное давление в среде, при котором расширение продуктов взрыва заканчивается.

В табл. 4.2 приведены значения ρ , λ , A и других безразмерных величин для различных сред, при этом приняты величины $\rho_0 = 1.6 \text{ г/см}^3$ (1600 кг/м³ в СИ), $p_a = 1 \text{ кгс/см}^2 = \text{техн. атм.}$ ($9.81 \times 10^4 \text{ Па}$ в СИ), $A = 1000$, $\gamma = 7/5 = 1.4$ (эти данные, как отмечено в [Станюкович, 1960 и 1971], носят приблизительный характер).

Табл. 4.2³

Среда	$\rho \text{ г/см}^3$	λ		A		$A_0^{1/3}$	$(p_a / \bar{p}_a) 1\gamma^*$	$\tilde{\alpha} (p_a / \bar{p}_a) 1\gamma^*$
Песок	2÷3	10	100	10^4	10^7	8÷5	0.64	6400
Глина	3.5	8	50	7×10^3	1.7×10^6	5÷4	0.4	800
Гранит	4	5	10	2×10^3	1.6×10^4	3÷2	0.05	6.4
Алюминий	2.6	2	10	80	10^4	1.5	0.033	6.25
Железо	8	1	5	30	4×10^3	1	6.4×10^{-3}	0.8

В колонках для λ и A первый столбец характеризует воронку выброса, второй – зону нелинейных деформаций, здесь

$$\bar{\alpha} = V_R / V_\infty = \text{const}, \quad A = (\rho / \rho_0) \tilde{\alpha} \bar{A} (p_a / \bar{p}_a)^{1/\gamma^*},$$

причем V_R – объем зоны разрушения, $V_\infty \cong 50V_0$ – конечный объем продуктов взрыва ВВ (в воздухе $V_\infty \cong 1000V_0$), $\tilde{\alpha}$ – коэффициент, определяющий зону нелинейных деформаций [Станюкович, 1971].

Скорость разлета взорванной среды такова:

$$a_0 = (3E_B \cos^3 \varphi / 2\pi \rho h_0^3 - gh_0 / 2)^{1/2} = \left[(gh_0 / 2) (3E_B \cos^3 \varphi / \pi \rho gh_0^4 - 1) \right]^{1/2}$$

Подставляя E_B и h_0 из формул (4.13) и (4.23), получим:

$$a_0 = \left[(2Q / \bar{\eta}) \cos^3 \varphi - (g / 2) (3\eta \bar{\eta} M_0 u_0^2 / 8\pi \rho Q)^{1/3} \right]^{1/2} \quad (4.26)$$

³В таблице 2 на стр. 837 в [Станюкович, 1971] много описок, поэтому нами использовалась таблица 2 на стр. 107 в [Станюкович, 1960].

Масса, распространяющаяся в области, ограниченной конусами с радиусами оснований $R + dR$ и R , то есть внутри элементарного телесного угла (см. рис. 4.4), определяется соотношением:

$$dM = (2/3)\pi\rho h_0 dR = (2/3)\pi\rho h_0^3 (\sin\varphi / \cos^3\varphi) d\varphi. \quad (4.27)$$

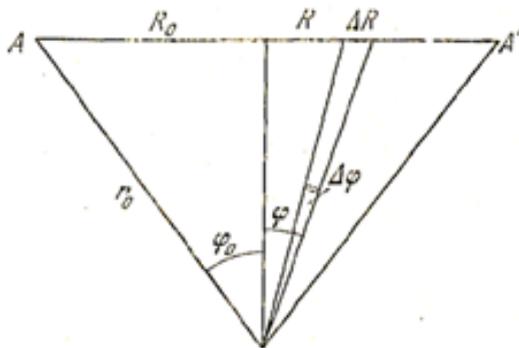


Рис. 4.4

Подставляя h_0 из (4.23) в (4.27), получим:

$$dM = (\bar{\eta}\eta M_0 u_0^2 / 4Q) \cdot (\sin\varphi / \cos^3\varphi) d\varphi.$$

Эта масса будет иметь скорость a_0 , определяемую соотношением (4.26). Выразим безразмерную величину η_φ , определенную в [Станюкович, 1971] как $\eta_\varphi = Ag h_0 / 4Q$, также используя соотношение (4.23):

$$\eta_\varphi = (Ag / 4Q) \cdot (3\bar{\eta}\eta M_0 u_0^2 / 8\pi\rho Q)^{1/3} = (Ag / 4Q) \cdot (3\bar{\eta}\eta E_0 / 4\pi\rho Q)^{1/3}.$$

Из этого выражения видно, что при относительно небольших энергиях падения E_0 η_φ и угол раствора, образующейся при ударе и взрыве воронки, не зависят от силы тяжести (см. подробнее [Станюкович, 1971]).

Напротив, при большой начальной энергии падения E_0 предельный угол определяется ускорением силы тяжести на данной планете.

При $\eta_\varphi \leq 1$ по формуле (4.25) имеем:

$$I_z = \eta E_0 \sqrt{2\bar{\eta} / Q} \left[1 - (\bar{\eta} / A)^{1/6} \right].$$

Минимальная скорость будет при

$$\cos^3\varphi_0 = \bar{\eta} / A: a_0 = a_{0\min} = (2Q / A - gh_0 / 2)^{1/2} \geq 0.$$

Полная разлетающаяся масса:

$$M = (\bar{\eta}\eta M_0 u_0^2 / 8Q) \left[(A / \bar{\eta})^{2/3} - 1 \right].$$

При $\eta_\varphi \geq 1$ (см. [Станюкович, 1971]):

$$\begin{aligned} I_z &= \eta E_0 \sqrt{2\bar{\eta} / Q} \left[1 - (\bar{\eta} g / 4Q)^{1/6} (3\bar{\eta}\eta M_0 u_0^2 / 8\pi\rho Q)^{1/18} \right] = \\ &= \eta E_0 \sqrt{2\bar{\eta} / Q} \left[1 - (\bar{\eta} g h_0 / 4Q)^{1/6} \right]. \end{aligned}$$

Минимальная скорость будет равна нулю при $\cos^3 \varphi_0 = \bar{\eta} g h_0 / 4Q$.
Полная разлетающаяся масса:

$$\begin{aligned} M &= (\bar{\eta}\eta M_0 u_0^2 / 8Q) \left[(4Q / \bar{\eta} g)^{2/3} (8\pi\rho Q / 3\bar{\eta}\eta M_0 u_0^2)^{2/9} - 1 \right] = \\ &= (\bar{\eta}\eta M_0 u_0^2 / 8Q) \left[(4Q / \bar{\eta} g h_0) - 1 \right]. \end{aligned}$$

Проведем сравнение проекции на нормаль к поверхности количества движения падающего тела $I_{0z} = M_0 u_0 \cos z$ и реактивной силы выброса I_z :

$$\begin{aligned} I_z / I_{0z} &= \sqrt{2\bar{\eta} / Q} \left[\eta M_0 u_0^2 (1 - \sqrt{\cos \varphi_0}) / 2M_0 u_0 \cos z \right] = \\ &= \sqrt{2\bar{\eta} / Q} \left[\eta u_0 (1 - \sqrt{\cos \varphi_0}) / 2 \cos z \right]. \end{aligned}$$

Так как $Q = u_k^{*2} / 2$, то окончательно получим:

$$I_z / I_{0z} = \sqrt{\bar{\eta}} \left[\eta (1 - \sqrt{\cos \varphi_0}) / \cos z \right] (u_0 / u_k^*)$$

Поскольку в среднем $\sqrt{\bar{\eta}} \cdot \eta \approx 2$, $\varphi_0 = 60^\circ$, то при $z = 0$:

$$I_z / I_{0z} = 0.6 u_0 / u_k^*.$$

Так, для каменного метеороида, ударяющего, например, в алюминий со скоростью $u_0 = 40$ км/с (для алюминия $u_k^* \approx 2$ км/с), получим $I_z / I_{0z} \approx 12$.

При больших скоростях удара реактивный импульс всегда превышает количество движения падающего тела и поэтому общее количество движения, приобретенное средой при ударе, практически не зависит от угла. Отсюда также очевидно, что взрывные кратера должны быть круглыми, а ударные – не обязательно.

Следует отметить два важных момента. Во-первых, о том, что в работе [Литвинов, 1965] была показана справедливость вычисления воронки-кратера, образованной при ударе метеороида-импактора по методу, предложенному выше К.П.Станюковичем, и несостоятельность критических замечаний Р. Бьорка по этому поводу [Bjork, 1952]. И, во-вторых, закон затухания УВ, в частности, при ударе метеороида по поверхности Луны, оказался близок к приближению взрыва в неограниченной среде [Станюкович, 1950 и 1960], а не к приближению удара по поверхности несжимаемой жидкости, предложенному М.А. Лаврентьевым [Лаврентьев, 1959], как это установил Ю.П. Райзер [Райзер, 1964].

Выше рассматривался процесс формирования переходного кратера как динамической реакции на непосредственное воздействие метеорного тела.

Его полезно рассчитать, поскольку окончательная форма кратера зависит от формы этого промежуточного кратера. Переходной кратер является вообще неустойчивым образованием и сходен по форме с короной, аналогичной той, которая образуется на поверхности воды в момент, когда на нее падает капля [Rumpf et al., 2017]. Из «кольца короны», окружающей точку соударения, затем формируется депрессивная зона формы чаши вокруг дна кратера. Промежуточная воронка неустойчива и разрушается под воздействием гравитации, участвуя в дальнейшем в формировании конечного кратера. Формула для диаметра переходной воронки с учетом всех факторов (в отличие от приближительной формулы, приведенной в [Станюкович, 1960]), дана в работе [Collins et al., 2005]:

$$D_{tc} = 1.161(\rho_i / \rho_1)^{1/3} L_0^{0.78} v_i^{0.44} g^{-0.22} \sin^{1/3} \gamma, \quad (4.28)$$

где ρ_i – плотность материала импактора (ударника), ρ_1 – плотность материала мишени (грунта), предполагаемая равной 2500 кг/м^3 , L_0 – диаметр метеороида-ударника, v_i – скорость метеороида при ударе, $g = 9.81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения у поверхности Земли, γ – угол падения астероида к линии горизонта.

С процесса обрушения переходного кратера начинается формирование конечного кратера. Для простых кратеров, имеющих в диаметре размер на Земле больше 3.2 км, диаметр окончательного кратера зависит линейно от диаметра переходного кратера [Collins et al., 2005]:

$$D_f = 1.25 D_{tc}. \quad (4.29)$$

Для сложных кратеров размер конечного кратера является нелинейной функцией от размера переходного кратера [Collins et al., 2005].

4.1.2. Элементы физики и механики ударного кратерообразования

В предыдущем подразделе рассматривались вопросы распространения УВ и собственно движение вещества мишени (грунта), приводящее к образованию кратера при взаимодействии метеороида-ударника с земной поверхностью, в ранних теоретических работах [Станюкович, Федьнский, 1947; Станюкович, 1950 и 1960]. Позднее было предложено условно разделить процесс ударного кратерообразования на последовательные временные стадии, отличающиеся относительной значимостью различных физико-механических процессов [Gault et al., 1968]: 1) ударно-волновая стадия; 2) стадия выброса вещества (стадия экскавации); 3) стадия изменения формы кратера.

Первая – ударно-волновая стадия – самая скоротечная фаза в процессе кратерообразования. Ее временная протяженность определяется временем, за которое УВ отходит от точки импакта за пределы будущего кратера. Нижним

пределом скорости УВ является скорость звука c_0 , поэтому длительность ударно-волновой стадии определяется как

$$t_1 = D_r / c_0, \quad (4.30)$$

где D_r – диаметр кратера, c_0 – скорость звука в веществах мишени – поверхности планетного тела, по которому происходит удар. Характерные величины c_0 для скальных пород равны 3–5 км/с.

Сразу после удара за фронтом УВ приходит в движение вещество мишени (пород) – начинается кратероформирующее течение материала мишени, его деформирование и выброс за границы формирующегося кратера. Для кратеров, называемых гравитационными, время окончания выброса материала задается формулой:

$$t_2 = \sqrt{D_r / 2g}, \quad (4.31)$$

где g – ускорение силы тяжести.

Таким образом, из формул (4.30)–(4.31), ударно-волновая фаза формирования импактного кратера диаметра, например, 10 км длится в скальных породах 2–3 с, а фаза экскавации (при $g = 1.62 - 9.81 \text{ м/с}^2$) от 20 до 50 с. Разница на порядок в продолжительности этих фаз позволяет рассматривать их по отдельности, как последующие одна за другой. Длительность же стадии изменения формы кратера на настоящее время трудно определяется из-за отсутствия ясности в механизмах такого изменения [Базилевский и др., 1983].

Рассмотрим картину распространения УВ при взрыве и высокоскоростном ударе, начнем сначала со сферически-симметричного взрыва в заполненном некоем веществом пространстве. Любой взрыв определяется как превращение внутренней энергии ВВ (химического или ядерного) в тепловую энергию движущихся хаотически продуктов взрыва (ПВ). Так как скорости перемещения границы ПВ – грунта очень велики, расширяющиеся ПВ играют как бы роль поршня, инициирующего в окружающем веществе в силу симметрии сферический фронт УВ, увеличивающийся с течением времени. Различные давления на фронте УВ приводят к изменению свойств вещества как на фронте УВ, так и после разгрузки (испарение, плавление, фазовые переходы, дробление и т.д.). Потери энергии на нагрев и ее перераспределение на все большую массу окружающего вещества приводит к уменьшению скорости распространения УВ и падению давления на ее фронте, то есть к ее затуханию. В итоге ее скорость уменьшается до скорости звука, и УВ трансформируется в сейсмическую волну.

При представлении общей картины распространения УВ удобно использовать изобары – линии или поверхности равных давлений, формы которых при сферически-симметричном взрыве для максимальных давлений совпадают с формой фронта УВ. Взрыв на поверхности (и удар метеороида) в первом приближении можно представить в виде «половины» центрально-симметричного взрыва (см. рис. 4.5а). В этом приближении фронт УВ и изобары являются полусферами с центром в точке взрыва (или удара).

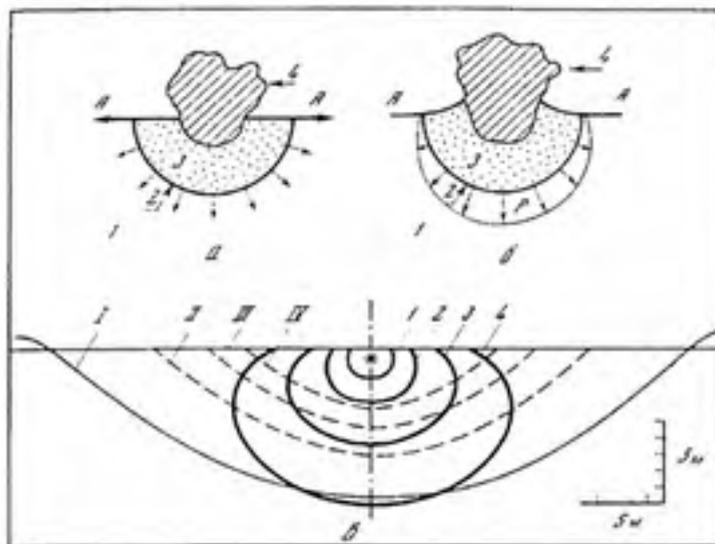


Рис. 4.5

Тем не менее, в этом приближении имеет место внутренняя несогласованность – на свободной поверхности А – А (см. рис. 4.5а) сжатое УВ вещество граничит с пустым (или воздушным) пространством. А любой перепад давлений, согласно второму закону Ньютона, сопровождается возникновением движения вещества в направлении меньшего давления, что и приводит к началу выброса вещества (породы) в верхнее полупространство и, как следствие, к уменьшению давления в УВ вблизи свободной поверхности. При этом давление на фронте УВ в каждый момент времени неодинаково и распределено приблизительно так, как изображено на рис. 4.5б – максимальные давления достигаются в данный момент времени под центром удара, минимальные – у свободной поверхности. В результате изобары для равных пиковых давлений перестают совпадать с мгновенными поверхностями фронта УВ, то есть одно и то же давление на изобарах достигается в различные моменты времени [Базилевский и др., 1983]. На рис. 4.5в представлена расчетная картина изобар при малоуглубленном ядерном взрыве в мягкой породе (алювии) на фоне границы будущего кратера [Orphal, 1977] (расчетная картина изобар при ядерном взрыве «Джонни Бой»: 1 – 1000 гПа, 2 – 100 гПа, 3 – 10 гПа, 4 – 1 гПа (1 гПа = 1 кбар); при неизвестном положении изобар относительное положение границы кратера изменяется с ростом масштаба явления: I – граница кратера диаметром 40 м, II – 1 км, III – 10 км, IV – 100 км).

В случае высокоскоростных ударов метеороидов о поверхность для малых моментов времени, когда УВ еще недалеко распространилась от точки удара, роль ПВ играет тормозящееся вещество самого импактора. На рис. 4.6 показано положение фронтов УВ в мишени (поверхности) и в импакторе-ударнике (метеороиде) для раннего момента времени [Ahrens, O'Keefe, 1977] (началь-

ная стадия внедрения ударника-импактора в мишень: 1 – вещество мишени; 2 – фронт УВ в мишени; 3 – сжатое вещество мишени; 4 – граница мишени; 5 – заторможенное и сжатое вещество метеороида-импактора; 6 – тормозящая метеороид УВ; 7 – еще не заторможенное вещество метеороида, движущееся с начальной скоростью; пунктиром показано положение метеороида-импактора в этот же момент времени в отсутствие столкновения).

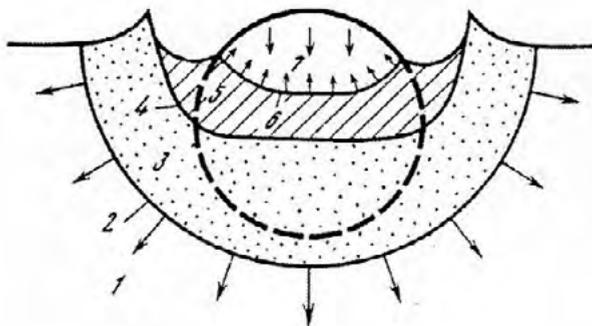


Рис. 4.6

На рис. 4.6 показан ранний момент времени, когда еще не весь метеороид-импактор взаимодействует с мишенью поверхностью и часть его продолжает двигаться вниз с начальной скоростью. Позже весь метеороид затормозится до скорости значительно меньшей начальной, и, если скорость удара достаточно велика, то вещество метеороида после разгрузки может оказаться расплавленным или даже испаренным, как и часть вещества поверхности мишени.

Для практических целей при изучении метеоритных кратеров наиболее интересен диапазон давлений в интервале от 100 гПа до 1000 гПа, поскольку именно в нем разыгрываются основные события, приводящие к преобразованию вещества при импактах – деструкции, фазовым переходам, плавлению и к частичному испарению [Базилевский и др., 1983]. С другой стороны, средняя скорость падения метеороидов на планетные тела равна 15–25 км/с в зависимости от размеров и массы планетных тел [Zook, 1975]. В рамках этих ограничений формула для затухания давления на фронте УВ под точкой удара имеет вид:

$$p(\text{гПа}) \cong 0.2(z/K^{1/3})^{-2.7}(\text{км/Мт}^{1/3}), \quad (4.32)$$

где p – давление на фронте УВ, K – кинетическая энергия ударника-импактора (в миллионах тонн эквивалентного по энергии заряда тротила; 1 Мт ТНТ = 4.2×10^5 Дж), z – глубина, достигаемая фронтом УВ в рассматриваемый момент времени. Изменение численного коэффициента в (4.32) от 0.1 до 0.3 охватывает практически все точки для скоростей $v \geq 15$ км/с. Эту формулу можно использовать для различных оценок в случае конкретных метеоритных кратеров, если известна кинетическая энергия падающего метеороида K , образовавшего данный кратер.

Ниже основное внимание будем уделять процессу формирования простых чашеобразных кратеров в однородных мишенях-поверхностях. Для наглядного представления картины движения вещества при формировании метеоритного кратера обратимся вначале к образованию воронок при взрыве ВВ. Взрыв происходит следующим образом. Детонационная волна превращает ВВ в нагретые до несколько тысяч градусов и находящиеся под давлением в сотни тысяч атмосфер продукты взрыва. Сжатые ПВ расширяются, увеличивая размеры полости, в которой они находятся. Поскольку смещение стенки полости первоначально происходит с огромными скоростями, в окружающей горной породе инициируется УВ. Взрывная полость растет в радиальном направлении, давление ПВ, находящихся в ней, падает, при этом ПВ производят работу над окружающей средой, превращая энергию взрыва во внутреннюю и кинетическую энергию окружающих горных пород. Постепенно давление ПВ в полости падает, и когда оно достигает уровня литостатического давления в окружающих породах, расширение полости прекращается. Горные породы, вытесненные из сформировавшейся полости, раздвигаются, в массиве, ее окружающем, возникают значительные остаточные смещения, и в более удаленной области, находящейся за пределами зоны разрушения, после затухания процесса взрыва остаются упругие деформации и напряжения.

При достаточно глубококом заглублинии заряда ВВ под поверхностью грунта воронка на поверхности не образуется, при таком – камуфлетном взрыве грунт в процессе развития полости движется по радиальным направлениям, исходящим из точки подрыва. При уменьшении глубины заложения заряда происходит переход от камуфлетного режима взрыва к режиму взрыва на выброс. В этом случае в процессе эволюции полость, заполненная ПВ, «почувствует» в силу меньшего внешнего давления наличие свободной поверхности и будет расширяться несимметрично, преимущественно увеличиваясь в сторону свободной поверхности. Такое несимметричное увеличение полости приводит к подъему части вещества, находящейся над полостью, с образованием купола. В некоторый момент времени этот купол грунта становится достаточно тонким и разрушается. ПВ прорываются сквозь купол, увлекая за собой мелкие куски породы. Основная часть породы при этом по инерции продолжает распространяться и в стороны, и в грунте возникает воронка. Борта воронки оползают вниз, засыпая ее; кроме этого, часть поднятого в воздух грунта падает по причине гравитации обратно в воронку. Поэтому в данном случае принято различать истинную воронку, грунт из пределов которой значительно переместился в процессе взрывного движения и потерял сплошность, и видимую воронку, то есть воронку, наблюдаемую на местности после завершения вышеупомянутых процессов (см. рис. 4.7а). На рис 4.7 представлена схема строения воронок взрыва на выброс на оптимальной глубине (а) и контактного взрыва (б) (1 – центр заряда ВВ; 2 – граница истинной воронки; 3 – граница видимой воронки; 4 – упавший обратно и сползший с бортов раздробленный грунт (аллогенная брекчия); D_r – диаметр воронки по гребню вала; D_a – диаметр воронки по уровню исходной поверхности (видимый диаметр)) [Базилевский и др., 1983].

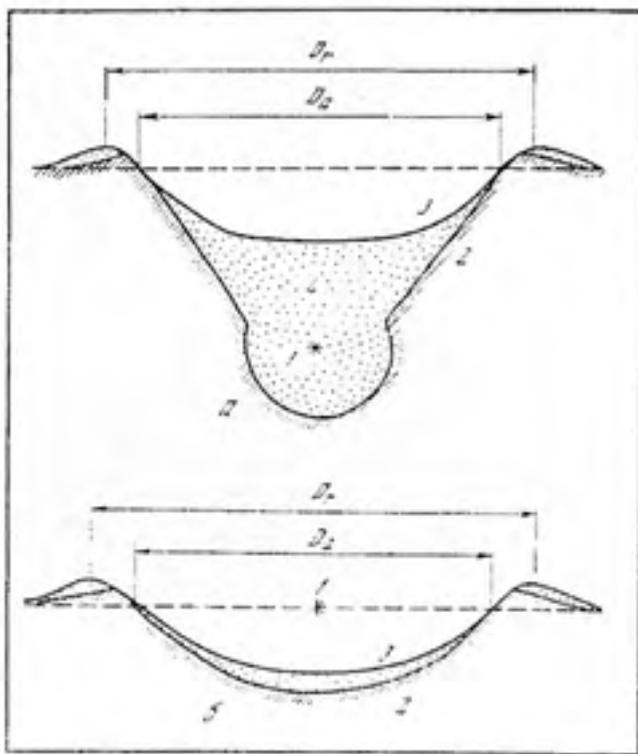


Рис. 4.7

При взрыве на оптимальной для данной величины заряда глубине, то есть дающий для него воронку максимального диаметра, ее радиус равен приблизительно глубине заложения заряда, а глубина видимой воронки – приблизительно половине глубины заложения заряда [Родионов и др., 1971]. Истинная воронка является как бы составной, состоящей из частично развитой камуфлетной полости и конуса выброса грунта (см. рис. 4.7а).

Характерная особенность взрыва на выброс проявляется в том, что часть кинетической энергии выбрасываемому грунту передается поршневым воздействием расширяющихся ПВ в полости, а УВ, прошедшая через грунт, в разгоне выбрасываемого вещества играет всего лишь второстепенную роль [Родионов и др., 1971]. Второстепенная роль УВ в разгоне грунта при взрыве на выброс вытекает из того, что УВ достаточно быстро затухает с расстоянием, теряя свою энергию в основном на нагрев грунта. Но относительная роль УВ и поршневого воздействия ПВ в разгоне вещества меняется с уменьшением глубины заложения заряда. В этой ситуации разрушение купола выбрасываемого грунта и прорыв сквозь него ПВ осуществляется раньше, чем на оптимальной глубине, по этой причине доля энергии взрыва, приходящаяся на выбрасываемый грунт, уменьшается; и соответственно уменьшаются и размеры воронки. Но в то же время из-за малой глубины заложения заряда УВ, приближаясь к

свободной поверхности, еще сохраняет достаточную интенсивность для заметного ударного разгона выбрасываемого грунта.

Взрыв заряда, расположенного на поверхности грунта, называется контактным. В этой ситуации ПВ свободно расширяются в верхнее полупространство, а доля энергии, передаваемая в грунт, значительно меньше, чем при взрыве на выброс. Разгон вещества при этом целиком происходит за счет УВ, а за УВ движение вещества продолжается по инерции. Характерной особенностью контактного взрыва, в отличие от взрыва на выброс, является отсутствие поршневого воздействия ПВ, что меняет и геометрию движения выбрасываемого грунта. Если при взрыве на выброс грунт движется приблизительно по радиальным направлениям от центра взрыва, то вид траекторий выбрасываемого вещества при контактном взрыве усложняется (см. рис. 4.8, на котором представлена схема движения грунта при кратероформировании в случае контактного взрыва: 1 – профиль кратера для нескольких моментов времени; 2 – траектории движения частиц грунта; 3 – граница между выбрасываемым и вдавливаемым грунтом; t_H – время прекращения роста кратера вглубь; t_R – время прекращения выброса вещества; v – скорость выброса грунта, направленная под почти постоянным углом α к горизонту и уменьшающаяся с ростом расстояния r_1).

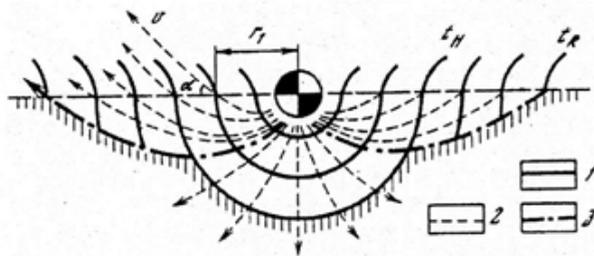


Рис. 4.8

Качественно механика разгона грунта УВ и искривление траекторий движения частиц последующими волнами разгрузки рассматривались в работе [Gault et al., 1968]. Поскольку воронка контактного взрыва формируется в временах, когда УВ уже далеко ушла за пределы формирующейся воронки, а грунт движется при напряжениях, не приводящих к значительным изменениям его плотности, то для приближенного описания стадии выброса грунта из образующейся воронки можно использовать модели несжимаемого вещества грунта [Иванов, 1979].

Схема воронки контактного взрыва представлена на рис. 4.7б, здесь также имеется различие между истинной и видимой воронкой. Хотя различие между видимыми воронками контактного и подземного взрывов не так заметно, различие истинных воронок в этих случаях очевидно (см. рис 4.7а и 4.7б). В силу различий в механизмах разгона грунта существенно отличаются и размеры воронок контактного и подземного взрывов. Так, при контактном взрыве заряда ВВ в 1 кт в мягком грунте образуется воронка диаметром ~ 70 м и глубиной ~ 17 м,

а при взрыве на оптимальной глубине (~ 50 м) образуется воронка диаметром ~ 120 м и глубиной ~ 30 м [Родионов и др., 1971]. Удар о поверхность высоко-скоростного импактора наиболее близок к взрыву вблизи поверхности грунта [Станюкович, 1950]. Даже если скорость удара велика и значительная масса веществ метеороида-импактора и мишени-грунта испаряется, полость, заполненная парами, сообщается непосредственно с атмосферой и поэтому поршневое воздействие этих паров практически не сказывается. По этой причине основным механизмом ускорения вещества мишени является разгон в УВ, а основным механизмом кратерообразования – инерционное движение вещества. Это часто использовалось для оценки энергии метеороида, образовавшего кратер, по энергии контактного или малозаглубленного взрыва, который образовал бы воронку таких же размеров.

Пользуясь этой аналогией, рассмотрим более подробно общие особенности движения вещества мишени (грунта) при ударном кратерообразовании (см. рис. 4.8). Видно разделение области кратерообразования на две зоны – выбрасываемый объем и выдавливаемый объем. В первой зоне траектории движения частиц весьма сложны: сначала они движутся по радиальным направлениям от точки взрыва, а затем траектории искривляются вверх в сторону свободной поверхности и осуществляется выброс вещества. Назовем угол наклона траектории, по которой частица пересекает исходный уровень мишени (грунта), углом выброса α . Как показали опыты, при контактном и малозаглубленном взрыве угол α слабо зависит от радиального расстояния до центра точки выброса r_1 , то есть точки, в которой траектория выбрасываемой частицы пересекает уровень исходной поверхности (см. рис. 4.8). Для сухого и влажного песка этот угол равен $35\text{--}40^\circ$ [Иванов, 1979], для скальных грунтов он не превышает 50° [Zook, 1975], поэтому в качестве грубой оценки для всех видов грунтов можно принять $\alpha = 45^\circ$ независимо от расстояния точки выброса от центра r_1 .

Большой интерес представляет величина скорости, с которой частицы мишени (грунта) на заданном расстоянии r_1 выбрасываются вверх через уровень поверхности мишени, так как именно она определяет дальность их разлета. Назовем ее скоростью выброса v_0 . Как показали эксперименты, скорость выброса v_0 уменьшается с ростом расстояния точки выброса r_1 от центра формирующегося кратера, так что выбросы из центральной зоны кратера пролетают в поле гравитации большие расстояния. С увеличением расстояния от центра образующегося кратера точки выброса r_1 увеличивается диапазон глубин, из которых выбрасывается грунт вдоль данной траектории (см. рис. 4.8). По этой причине в выбросах кратеров грунт, залегавший неглубоко и вблизи точки удара, приобретает большие скорости выброса и выбрасывается дальше от центра кратера, находясь в полете большее время, а грунт с периферии кратера выбрасывается с меньшими скоростями и, естественно, после разлета оказывается ближе к границе кратера. Как показали эксперименты, зависимость скорости выброса v_0 от расстояния точки выброса r_1 от центра выражается в степенном виде:

$$v_0 = Ar_1^{-m}, \quad (4.33)$$

где A – коэффициент, зависящий от геометрии удара или взрыва и его энергии. Экспериментальные данные показали, что t лежит в интервале от 2 до 3, то есть скорость v_0 сильно уменьшается при удалении от точки взрыва.

Скоростная киносъемка кратерообразования при ударе и взрыве (см., например, [Grault et al., 1968]) показала, что формирование кратера происходит в две стадии. На первой стадии растущая поверхность кратера имеет конфигурацию, близкую к полусфере. При достижении максимальной величины глубины придонная часть грунта останавливается, и кратер увеличивается только в боковых направлениях (см. рис. 4.8). Время достижения максимальной глубины кратера приблизительно в 5–10 раз меньше времени формирования его окончательного радиуса [Иванов, 1979]. В случае однородного материала мишени (грунта) взрывные воронки и ударные кратеры в широчайшем диапазоне масштабов (от десятков сантиметров до нескольких километров, а иногда и более) имеют форму, подобную форме воронки, образование которой описано выше. Характерная черта этих воронок и кратеров заключается в постоянстве отношения максимального радиуса R к максимальной глубине H : $R/H \approx 2$. Подобные воронки и кратеры называются чашеобразными, или простыми.

Рассмотрим вопрос о связи энергии удара (взрыва) с размером образующегося кратера. В работе [Базилевский и др., 1983] было показано, что вид закона, связывающего энергию взрыва E (или удара K) с размерами кратера R зависит от механизма остановки кратерообразующего течения. Данные экспериментов и теоретический анализ движения грунта при контактном взрыве и высокоскоростном ударе, как правило, приводят к степенным зависимостям $R(g, K)$, находящимися как бы между «прочностной» зависимостью:

$$R \sim K^{1/3}, \quad (4.34)$$

и «гравитационной» зависимостью:

$$R \sim g^{-1/4} K^{1/4}. \quad (4.35)$$

Причины этого достаточно сложны, поэтому попытаемся кратко объяснить этот факт.

В первую очередь отметим, что прочность реальных горных пород величина непостоянная и зависит от окружающего давления (см., например, [Николаевский и др., 1978]). При кратерообразующем течении давление в каждой точке является суммой двух давлений – динамического давления, возникающего в движущихся горных породах, и литостатического давления вышележащих пластов горных пород. Проведенные оценки показали, что при образовании кратеров размером до первых километров (в условиях Земли) динамическое давление в течение большей протяженности процесса кратерообразования доминирует над литостатическим давлением, и поэтому гравитация влияет незначительно на поле скоростей кратерообразующего движения горных пород. И по этой причине процесс будет подчиняться закону энергетического подобия (4.34). Но в то же время, потенциальная энергия, приобретаемая материалом мишени при движении в гравитационном поле, будет сравнима по величине с кинетической энергией вблизи края кратера.

Реально предположить, что в явлениях больших масштабов литостатическое давление увеличит эффективную прочность горных пород и картина кратерообразования, рассмотренная выше, будет иной. На основании анализа размерности ожидаемо, что, в конечном счете, в событиях очень большого масштаба размер кратера будет стремиться к «гравитационной» зависимости (4.35).

Следуя такой логике, можно предположить следующее условное деление кратеров по размерам:

1. *Прочностные кратеры.* Размеры кратеров определяются только прочностными свойствами вещества мишени и энергией взрыва или удара. Это, например, микрократеры и кратеры, формируемые высокоскоростным ударом по металлическим мишеням. В случаях не зависящих от масштаба прочностных свойств материала и неизменных параметрах ударника или заряда размеры кратера пропорциональны корню кубическому от величины энергии удара или взрыва – формула (4.34).

2. *Гравитационные кратеры.* Картина движения грунта зависит в основном от прочностных свойств его материала, но прекращение кратерообразующего течения материала мишени происходит из-за трансформации кинетической энергии в потенциальную в гравитационном поле. К ним относятся, например, кратеры в сухом песке. Начиная уже с лабораторных масштабов, их размеры зависят от величины гравитации [Иванов, 1981]. Зависимость размеров кратера от гравитации и энергии взрыва задается соотношением

$$R \sim g^{-(1-3M)} K^{1/M}, \quad (4.36)$$

где $3 < M < 4$.

3. *Большие гравитационные кратеры.* В этом случае общую картину движения вещества при кратерообразовании определяет сила тяжести, и зависимость размеров кратера от гравитации и энергии взрыва задается формулой (4.35).

Основной экспериментальный материал о кратерообразовании получен при взрывах ядерных и химических ВВ. Как показали эксперименты, ударное кратерообразование более всего соответствует кратерообразованию при контактных и малозаглубленных взрывах [Обербек, 1977]. Эти экспериментальные данные подтверждают зависимости, связывающие размеры воронок с энергией взрыва. Однако даже при известных формулах, связывающих размеры воронок с энергией взрыва, остается открытым вопрос о переходе от энергии взрыва к энергии высокоскоростного удара. Предлагалось множество формул, базирующихся на предположении о равенстве энергии ядерного взрыва на определенной глубине и начальной кинетической энергии метеороида-импактора, образующих воронку (кратер) одинаковых размеров [Dence et al., 1977]. Одна из них, полученная для земных кратеров диаметром D_r , до 100 м такова [Dence et al., 1977]:

$$D_r(\text{км}) \approx 2 \times 10^{-5} K^{1/3.4}(\text{Дж}). \quad (4.37)$$

Формула (4.37) получена путем сопоставления размеров кратеров и зон разрушения вокруг них с соответствующими параметрами воронок ядерных взрывов. Проверка показала, что эта формула дает правильное представление о порядке величины энергии кратерообразующих метеороидов. Так как земные метеоритные кратеры диаметром, большим 1–2 км, можно вполне уверенно считать «гравитационными», формулу (4.37) можно записать в виде:

$$K(\text{Мт}) \approx 2.4 \times (g/g_0)^{0.4} D_r^{3.4}(\text{км}), \quad (4.38)$$

где учитывается, что 1 Мт ТНТ эквивалентна энергии 4.2×10^{15} Дж, $g_0 = 9.81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения на Земле. Здесь следует подчеркнуть, что конкретная зависимость $K(g, D_r)$ (4.38) не точна, а может служить только для определения порядка величины K . Но для единообразия оценок формулу (4.38) удобно использовать в различных приложениях. Несмотря на неопределенность в численном коэффициенте, формула (4.38) дает возможность проводить достаточно обоснованное сравнение кинетических энергий метеороидов (а, следовательно, и всех связанных с энергией параметров) для любых «гравитационных» кратеров на различных планетах. Кинетические энергии двух метеороидов K_1 и K_2 , образующих кратеры диаметрами D_1 и D_2 на планетах с ускорениями силы тяжести g_1 и g_2 , будут относиться как

$$K_1 / K_2 = (g_1 / g_2)^{0.4} (D_1 / D_2)^{3.4} \quad (4.39)$$

Эта формула применима для любых «гравитационных» кратеров в пределах одного морфологического класса [Базилевский и др., 1983]. Про формулу (4.38) можно лишь сказать, что для «больших» кратеров она дает нижний предел энергии их образования.

Взрывные и ударные кратеры (кроме не рассматриваемых нами микрократеров) окружены кольцевой возвышенностью – валом. Диаметр кратера по гребню вала D_r равен 1.25 диаметра кратера по уровню исходной поверхности D_a [Pike, 1977; Rumpf et al., 2017]. Высота гребня вала над поверхностью для простых чашеобразных кратеров равна приблизительно $1/10 D_r$, для кратеров сложной морфологии – меньше $1/10 D_r$ [Pike, 1977].

Кратерный вал имеет слоистую структуру даже в случае однородных мишеней. В основном кратерный вал состоит из двух элементов – его нижняя часть состоит из приподнятых (или «заданных») слоев пород, верхняя часть – из опрокинутых пород вблизи гребня вала, выброшенных практически без потери сплошности с самого края кратера и перевернутых вверх прежде нижележащими пластами за счет переменной при удалении от точки удара скоростями выброса, и в основном отложения выбросов, двигавшихся по баллистическим траекториям (см. рис. 4.9, на котором представлена схема выброса субстанции породы из кратера и строение кратерного вала: 1 – точка импакта; 2 – профиль кратера; 3 – одна из выбранных траекторий выброса грунта; 4 – точка падения выбросов после баллистического разлета; 5 – «заданный» уровень исходной поверхности в основании кратерного вала; 6 – «задан-

ные» и перевернутые приповерхностные пласты горных пород, при удалении от гребня вала плавно переходящие в рыхлый слой баллистических выбросов (7) [Базилевский и др., 1983]).

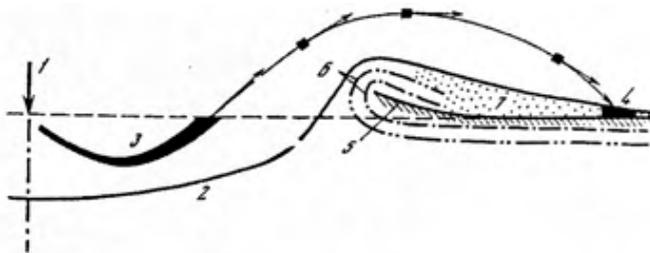


Рис. 4.9

Частицы выбрасываемого грунта движутся в пределах кратера по сложным искривленным траекториям. В качестве упрощения (см., например, [Иванов, 1979]) можно считать, что выбрасываемый грунт движется вдоль некоторых фиксированных траекторий (см. рис. 4.8). Тогда через каждую точку поверхности мишени как бы вылетает струя грунта, изначально располагавшаяся вдоль некоторой траектории (см. рис. 4.9). Можно считать, что при разлете этот грунт перемещается как единое целое и тогда в каждой точке слоя выбросов, образующегося после выпадения грунта, будет находиться смесь частиц грунта, залегавших изначально на разных глубинах и удалениях от точки импакта. Причем скорость выбросов тем меньше, чем более удалена точка выброса от точки импакта. Поэтому, чем ближе к центру кратера траектория выброса проходит через уровень исходной поверхности, тем дальше улетит грунт при разлете. При этом, чем меньше r_1 (см. рис. 4.8), тем меньше масса грунта, выбрасываемого через данную точку поверхности. Отсюда ясно, почему с удалением от центра кратера толщина слоя выбросов значительно уменьшается.

На основе данных, полученных при экспериментальных взрывах и при исследовании относительно «свежих» метеоритных кратеров, была сконструирована простая формула для оценки зависимости толщины слоя выбросов вокруг метеоритных кратеров простой морфологии от расстояния до центра кратера [Иванов, 1979]:

$$h \approx 0.5R_r (R_r / r)^3, \quad (4.40)$$

здесь h – толщина слоя выбросов, R_r – радиус кратера по гребню вала. Формула (4.40) дает оценку средней толщины слоя выбросов на данном расстоянии r . При этом имеют место значительные (до 50–70%) вариации толщины слоя выбросов по различным направлениям от центра кратера на одном и том же удалении от него (азимутальные вариации).

В случае безатмосферных планетных тел (например, Луны) на расстояниях, больших 3–5 радиусов кратера, азимутальные вариации плотности выпадения

выбросов становятся такими большими, что слой выбросов теряет свойство сплошности и приобретает вид лучей, тянувшихся от кратера в радиальном направлении на тысячи километров. Такие лучи характерны для относительно свежих лунных кратеров, например, кратера Тихо [Базилевский и др., 1983]. На некотором удалении от центра кратера r скорости падения выбросов становятся настолько большими, что приводят к процессам типа вторичного кратерообразования, вызывающим перемешивание вещества выбросов с местным материалом [Oberbeck, 1975]. По этой причине формулу (4.40) следует использовать для оценки эффективной толщины слоя выбросов без учета местного материала. Кроме того, она неприменима для кратеров сложной морфологии.

Наличие атмосферы относительно слабо влияет на образование вала кратера в области гребня, но сильно воздействует на процесс разлета высокоскоростных частей выброса: так как сила сопротивления атмосферного газа при данной скорости пропорциональна лобовому сечению обломка и, следовательно, квадрату его диаметра, а запас его кинетической энергии пропорционален объему обломка и, следовательно, кубу его диаметра, то большие обломки могут разлетаться на большие расстояния. В то время как мелкая фракция оседает в основном в пределах кратера при достаточно больших его размерах [Ivanov, 1976]. Тем не менее, мелкая фракция, попав в турбулентный след крупных обломков, может быть унесена и на большие расстояния. Количественный расчет движения выбросов при наличии атмосферы достаточно сложен и возможен лишь с использованием компьютеров (см. ниже).

4.1.3. Численное моделирование динамики удара больших метеороидов по поверхности планет

Несмотря на обширные теоретические исследования в области механики кратерообразования в 1950–1980 годы (см. подразделы 4.1.1–4.1.2), современные представления о процессах образования ударных кратеров различных морфологических типов (в том числе со сложной морфологией) достаточно разнообразны, и на качественном уровне не удалось установить единую для явлений различного масштаба закономерность, связывающую параметры кратеров с энергией удара. Но решение о соударении твердых тел и механизмах кратерообразования при сверхвысоких скоростях рассматривается в планетологии как один из важнейших подходов при изучении строения поверхности планет и космогонии Солнечной системы. Поэтому исследование ударных явлений методами физического и математического моделирования вносит весомый вклад в понимание природы метеоритных кратеров и проблемы предотвращения АКО.

Экспериментальные данные по высокоскоростному удару относятся к диапазону скоростей, не превышающих 10 км/с (см., например, [Пилюгин и др., 2001]). А наиболее интересная для исследования соударений область скоростей $v = 10 - 100$ км/с остается пока практически недоступной для прямых лабораторных экспериментов в связи с отсутствием подходящих методов безна-

гревного неразрушающего ускорения частиц в конденсированном состоянии. Вместе с тем известно, что плотности энергии, соответствующие скоростям $v > 10$ км/с, можно получить при воздействии на конденсированное вещество лазерного излучения большой мощности [Анисимов и др., 1984]. В подобных опытах, однако, возникает проблема определения параметров лазерного импульса (длина волны излучения, длительность, энергия), вызывающего разрушения, аналогичные удару тела с заданными характеристиками (массой, плотностью, скоростью). Поэтому в диапазоне больших скоростей импакта целесообразно было переходить к численным методам моделирования.

Для численной оценки параметров высокоскоростного соударения возможно смоделировать удар по неоднородным (слоистым) преградам с привлечением широкодиапазонных уравнений состояния вещества и адекватных моделей разрушения материалов, а также информацию о морфологических особенностях ударных кратеров разных диаметров, о реологических свойствах грунтов и т.п. Необходимо было также разработать численную методику, позволяющую рассчитывать течение сплошной среды с большими деформациями [Бугров, Захаров, 1994].

На первом этапе рассматривались нормальные удары небесных тел о поверхность планет. За исходную выбирались уравнения Эйлера в цилиндрической системе координат (r, z) [Боровик и др., 1999; Романов, Сметанников, 1999]⁴:

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial r}, \\ \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial z} + [g], \\ \frac{d\rho}{dt} &= -\rho \operatorname{div} \vec{V}, \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= -\rho p \operatorname{div} \vec{V} + [\rho q], \end{aligned} \quad (4.41)$$

где t – время; r, z – цилиндрические координаты; ρ – плотность; p – давление; ε – внутренняя энергия; $V(u, v)$ – скорость; $\operatorname{div} V = (1/r) \cdot \partial(ru)/\partial r + \partial v/\partial z$; (g – ускорение свободного падения; q – член, учитывающий перенос энергии излучением – эти члены в первоначальных работах не учитывались).

Важнейшим требованием при построении численного алгоритма является необходимость соблюдения законов сохранения и балансных соотношений, имеющих в исходных дифференциальных уравнениях. В ходе вычислительных экспериментов удалось построить полностью консервативные разностные схемы (ПКРС) в эйлеровых переменных трехслойные по времени, причем в

⁴Эти работы были выбраны по причине, что в них наиболее подробно рассчитаны и проанализированы все стадии и последствия нормального удара крупного метеороида по земной поверхности однородной структуры без и с учетом гравитации и переноса энергии излучением с приведением локальных картин распределения характеристик течения и его интегральных показателей на достаточно больших временных интервалах.

них были согласованы конвективные потоки массы и внутренней энергии [Головинин и др., 1984].

Для замыкания системы уравнений (4.41) необходимо задать уравнения состояния сред, дающего зависимость давления и температуры от энергии и плотности. Здесь в расчетах использовались уравнения состояния Ми-Грюнайзена в форме, предложенной Тиллотсоном [О'Киф, Арнс, 1977] и полуэмпирические уравнения состояния [Бобровский и др., 1976 а и б], первые использовались, когда в качестве вещества метеорита и грунта был взят габброидный анатозит, вторые – был взят гранит. Полученные на основе этих выражений уравнения состояния представлены на рис. 4.10, на котором приведены изоэнергетические кривые и рассчитанная на основе правила Максвелла бинодаль (штриховая кривая); приведены зависимости давления и температуры от плотности для набора энергий (3, 4, 7, 10, 20, 40, 100, 600 МДж/кг – снизу вверх) по полуэмпирическим уравнениям состояния p , Па; ρ , кг/м³, T , К (подробности с указанием величин всех характеристических параметров см. в работе [Боровик и др., 1999]).

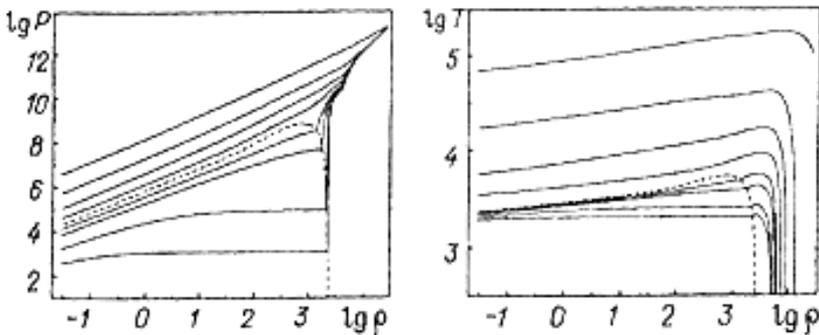


Рис. 4.10

Метеороид-ударник моделировался цилиндром диаметра D и длиной H , сталкивающийся с грунтом со скоростью v_0 , направленной по нормали к поверхности. Рассматривались варианты:

1) $D = H = 1$ км, начальная скорость удара $v_0 = 50$ км/с, плотности метеороида и грунта равны 2940 кг/м³, за уравнение состояния взято уравнение в форме Тиллотсона;

2) вариант аналогичен варианту 1, при увеличении вдвое размеров ударника $D = H = 2$ км;

3) вариант аналогичен варианту 1, но обе плотности равны 2570 кг/м³, в качестве уравнения состояния выбраны полуэмпирические зависимости.

Контактная граница газ-грунт – линия $z = 0$, давление при $t = 0$ в грунте, газе и ударнике равно 1.01325×10^5 Па (1 атм). В расчетах учитывалось, что когда отрицательное давление становится меньше -0.1 ГПа, происходит откол (или разрушение) и давление становится равным $p = 0$. Для оценки расплавленной и испаренной массы при ударе значение плотности внутренней энергии, соответствующей плавлению, принималось $\varepsilon_m = 1.5$ МДж/кг и испарению $\varepsilon_e = 11.7$ МДж/кг. Для значений $v_0 = -50$ км/с и указанному ε_m максимально возмож-

ная расплавленная масса (в единицах ударника M_0) равна $M'_m / M_0 = \frac{v_0^2}{2\varepsilon_m} = 833$, а возможная испаренная масса равна $M'_e / M_0 = \frac{v_0^2}{2\varepsilon_e} = 107$. Эти оценки получены из условия, что вся кинетическая энергия ударника тратится на плавление (или испарение).

В расчетах в каждый момент времени определяется масса ячеек M_e , где $\varepsilon > \varepsilon_e$ и масса ячеек M_m , где $\varepsilon > \varepsilon_m$.

Проанализируем результаты первого варианта. В точке удара давление быстро возрастает и при $t = 0.023$ с достигает максимума – 1950 ГПа. На оси симметрии формируются две УВ – одна распространяется вверх по телу метеороида-импактора, вторая – вниз в глубь грунта. При $t = 0.05$ с максимальное давление уменьшается до 623 ГПа, а внутренняя энергия достигает максимального значения – 220 МДж/кг, максимум плотности равен 5950 кг/м³. УВ, распространяющаяся по телу метеороида, быстро увеличивает удельную энергию его вещества – плавит и испаряет его. УВ, опускающаяся в грунт, имеет скорость ~ -20 км/с и ее фронт достигает глубины $z = -1.6$ км. В этот же момент на оси симметрии контактная граница ударник-грунт достигает глубины $z = -1.15$ км, а ударник-газ – $z = -0.84$ км, радиальный же размер воронки увеличивается до 1 км. К этому моменту времени тело метеороида как бы выворачивается наизнанку – его внешняя поверхность, в начальный момент контактирующая с атмосферным газом, теперь становится внутренней, контактирующей с грунтом, и наоборот. По ободу образующегося кратера возникает струйное движение, направленное вверх, сопровождаемое выбросом материала грунта в газ. На рис. 4.11 (I) приведены для момента времени $t = 0.05$ с положения контактных границ (жирные линии) и изолинии, отвечающие энергии плавления и испарения (тонкие линии, МДж/кг) (а); изолинии давления (ГПа) (б) и изолинии плотности (кг/м³ × 10³) (в).

Формируется сложная картина течения материалов метеороида-импактора и грунта. Тело ударника и втекающий за ним газ движутся в грунт и в грунте, лежащем под ударником, течение среды начинает растекаться по радиальным направлениям. По ободу образовавшегося кратера возникает струйное движение, направленное вверх, которое на высоте, равной ~ 1 км, также начинает растекаться по радиальным направлениям. Часть вещества в этой струе приобретает значительную составляющую скорости, направленную к оси симметрии в разреженную область, образовавшуюся в следе за ударником. Через некоторое время (при $t = 0.1$ с) происходит фокусировка этого течения – приводящая к кумуляции на оси симметрии ($r = 0$), в результате которой плотность внутренней энергии (и температура) в окрестности оси значительно возрастает – до 420 МДж/кг. И горячая струя при $t = 0.1$ с выбрасывается вверх на высоту до ~ 2 км. Но при этом максимумы давления и плотности остаются на УВ, распространяющейся вниз в грунте, которые составляют 224 ГПа и 5150 кг/м³ соответственно, причем эти значения имеют место на некотором удалении от оси симметрии. Скорость УВ на оси симметрии равна -9 км/с, глубина воронки к данному моменту времени увеличивается до 1.8 км, а ее радиальный размер – до 1.3 км.

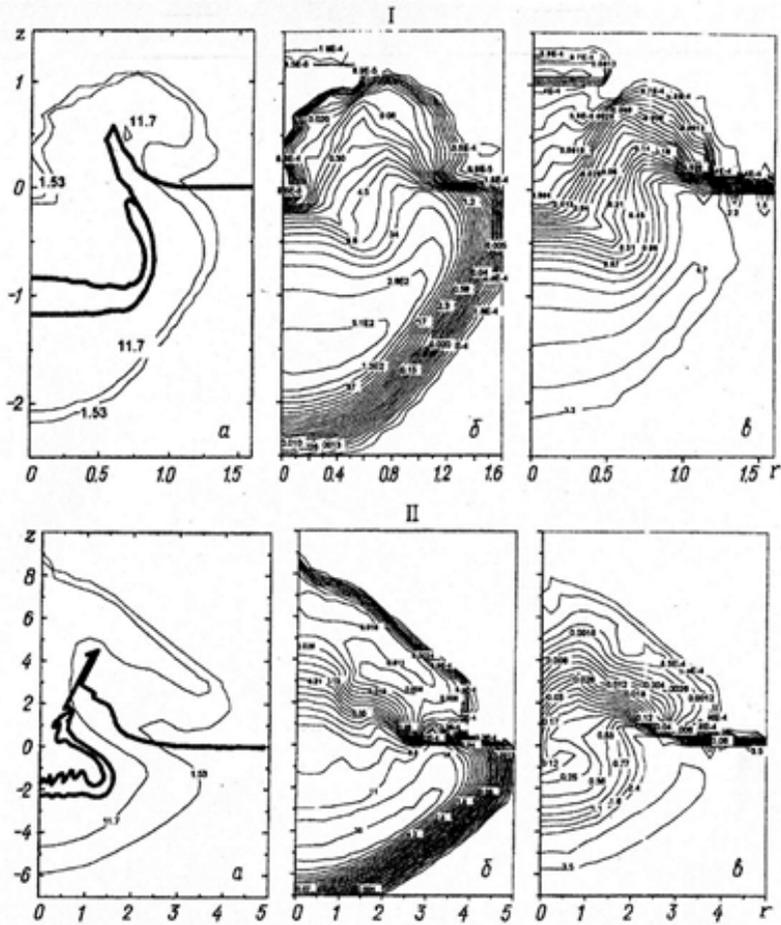


Рис. 4.11

К этому моменту времени $t = 0.3$ с контактная граница ударник-грунт достигает максимальной глубины в 2.2 км. Испаренное вещество метеороида в нижней части воронки-кратера начинает движение в сторону газа. При этом, по-видимому, развивается неустойчивость Рэлея-Тейлора, так как более плотное вещество ускоряется в сторону менее плотного, что наблюдается в виде колебаний на контактных линиях (см. рис 4.11 (II) а). Размеры кратера к этому времени таковы: глубина 3 км, радиус 2 км. Поля давления и плотности представлены на рис 4.11 (II) б и в соответственно. Горячая область газа поднимается уже на высоту ~ 7 км и максимум удельной энергии в ней равен 230 МДж/кг. Максимальное давление в УВ, распространяющейся по грунту, составляет 48 ГПа. Дальнейшее развитие процесса приводит к увеличению размеров области, охваченной течением, и падению максимальных характеристик. Так при $t = 2$ с горячая область в газе поднимается уже на высоту ~ 40 км и максимум удельной энергии в ней достигает 48.6 МДж/кг. Максимум давления на УВ равен 3,53 ГПа. Глубина кратера достигает 6км, а его радиус – 5 км.

На рис. 4.12 (1-й вариант) представлено изменение интегральных характеристик во времени t в с: а – внутренняя (В) и кинетическая (К) энергии в Дж; б – испаренная (И) и расплавленная (П) массы относительно начальной массы метеороида-импактора M_0 ; в – осевая (I_z) и радиальная (I_r) составляющие импульса I в кгм/с ($\times 10^5$); г – суммарная энергия ячеек с удельной энергией, большей энергии испарения (И) и плавления (П), относительно начальной кинетической энергии метеороида $E_0 = M_0 v_0^2 / 2$.

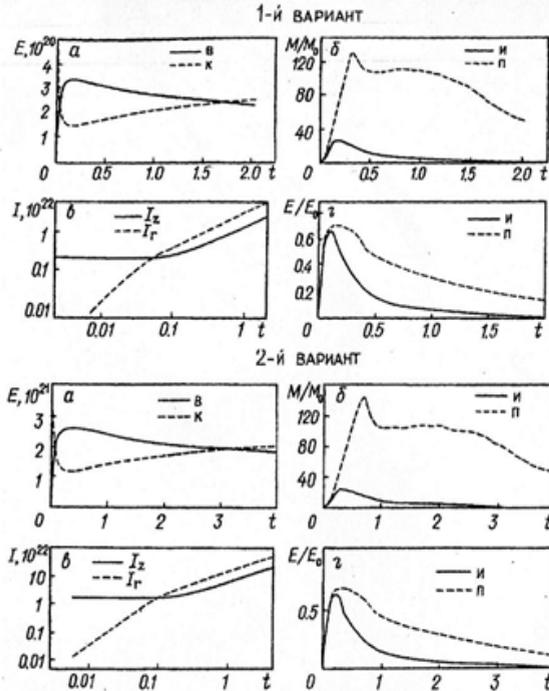


Рис. 4.12

и радиальной I_r составляющих импульса со временем (уже при $t > 0.3$ с) выходят на автомодельный режим с показателем 0.59. Доля внутренней энергии, которая содержится в испаренном веществе, быстро растет и при $t > 0.087$ с достигает максимума, равного 0.645, а далее уменьшается до значений ниже 0.1 при $t > 0.6$ с. Доля внутренней энергии, которая содержится в расплавленном веществе, достигает максимума позже при $t = 0.166$ с и равна 0.696, эта величина почти совпадает с максимумом внутренней энергии, равной 0.7 от полной энергии (см. выше). Далее эта доля падает до значений, меньших 0.5 для времен $t > 0.42$ с, доля же внутренней энергии в этот переходный момент значительно выше и составляет 0.66. Далее эта разница значительно увеличивается, так как доля энергии, содержащейся в расплаве, быстро уменьшается, а внутренняя энергия уменьшается очень медленно. Следует отметить, что доля энергии в субстанции, поднятой выше начального уровня грунта $z = 0$, составляет менее 0.1.

При внедрении метеороида-импактора в грунт он тормозится, его кинетическая энергия переходит во внутреннюю. Уже к моменту $t = 0.16$ с внутренняя энергия достигает максимальной величины, равной 70% начальной кинетической энергии метеороида. Затем она медленно уменьшается, а кинетическая энергия – увеличивается. При $t = 1.7$ с их значения сравниваются. При $t = 0.13$ с максимума достигает испаренная масса, составляющая 24.9 масс метеороида M_0 . Максимум расплавленной массы ($131.5 M_0$) достигается значительно позже – при $t = 0.3$ с. Ее величина остается почти постоянной вплоть до $t = 1.3$ с, превышающей 100 M_0 . Временные зависимости осевой I_z

Так как картина развития течения во втором варианте расчета качественно подобна подробно описанному в первом варианте, она детально здесь описываться не будет. Отметим лишь, что начальная кинетическая энергия метеороида-импактора E_0 по сравнению с рассмотренным вариантом больше за счет размеров в 8 раз, а размеры образовавшегося при этом кратера: радиус 10 км, глубина 11 км (при $t = 4$ с) увеличились в два раза по сравнению с первым вариантом. Изменение во времени интегральных характеристик полученного течения можно проследить по рис 4.12 (2 вариант).

Обратимся к результатам третьего варианта расчета, где использовались широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния. Течение развивается как в первом варианте расчета. Поля давления p , плотности ρ (в тех же единицах, что и на рис. 4.11) и температуры T (в эВ) при $t = 0.05$ с представлены на рис 4.13 (I), как видно пространственные распределения p и ρ близки к таковым в первом варианте.

Максимальная температура для этого момента времени больше 6 эВ (1 эВ ≈ 11604.5 К), а наиболее горячая область с $T = 6.2$ эВ расположена на глубинах от -1 км до -1.5 км и по радиусу растянута на 0.6 км (см. рис. 4.13 (I) в). Максимальное давление на УВ, распространяющейся вниз в грунте, равно 510 ГПа. К моменту $t = 0.3$ с (см. рис. 4.13 (II)) максимальное давление уменьшается до 25 ГПа, а максимальная температура – до 3.7 эВ. Распределения давления p и плотности ρ при $t = 0.3$ с подобны полученным в первом варианте, а максимальные значения практически совпадают. Но течение развивается несколько медленнее, чем в расчете с уравнением состояния Тиллотсона, и область, охваченная движением, оказывается меньшей.

Временное поведение интегральных характеристик для третьего варианта приведено на рис. 4.14 (значения приведенных параметров – такие же, как и на рис. 4.12).

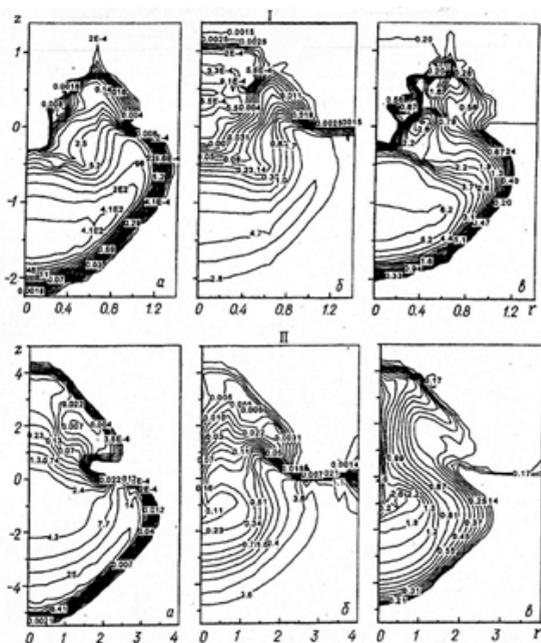


Рис. 4.13

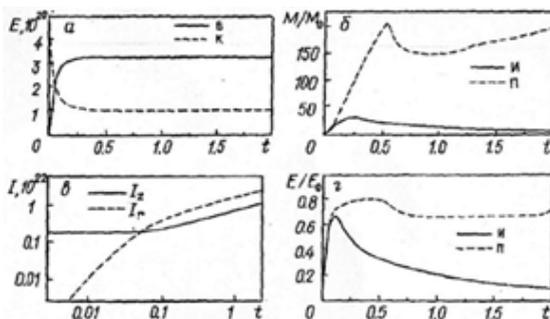


Рис. 4.14

Метеороид-импактор, углубляясь в грунт, тормозится, и к моменту $t = 0.25$ с более 67% его начальной кинетической энергии переходит во внутреннюю энергию системы импактор – грунт. Масса испаренного вещества уже при $t = 0.2$ с достигает максимума $26 M_0$ и затем уменьшается. Масса расплавленного вещества достигает максимума $204 M_0$ при $t = 0.5$ с, затем уменьшается до $150 E_0$ при $t = 0.8$ с, а далее снова медленно увеличивается.

Временное поведение I_r и I_z подобны первому варианту. Энергия, содержащаяся в испаренном веществе, достигает максимума $0.67 E_0$ при $t = 0.12$ с, а затем уменьшается. Энергия, содержащаяся в расплавленном веществе, достигает максимума $0.8 E_0$ при $t = 0.5$ с, затем уменьшается и до 2 с остается примерно постоянной, равной $0.7 E_0$. Сравнивая эти результаты с результатами первого варианта, следует отметить основное отличие: если в первом варианте внутренняя энергия достигает максимального значения и затем уменьшается, сравниваясь с кинетической при $t = 1.7$ с, то в третьем варианте внутренняя и кинетическая энергии, начиная с 0.25 с и до 2 с остаются практически постоянными. С этим же связано и различие во временном поведении массы и энергии расплава.

Ниже приводятся результаты численного эксперимента метеороидного удара по поверхности Земли с учетом гравитации и переноса энергии излучением [Романов, Сметанников, 1999]. Детальное описание разностной схемы, методики решения, уравнений состояния и расчетной сетки приведено в [Боровик и др., 1999].

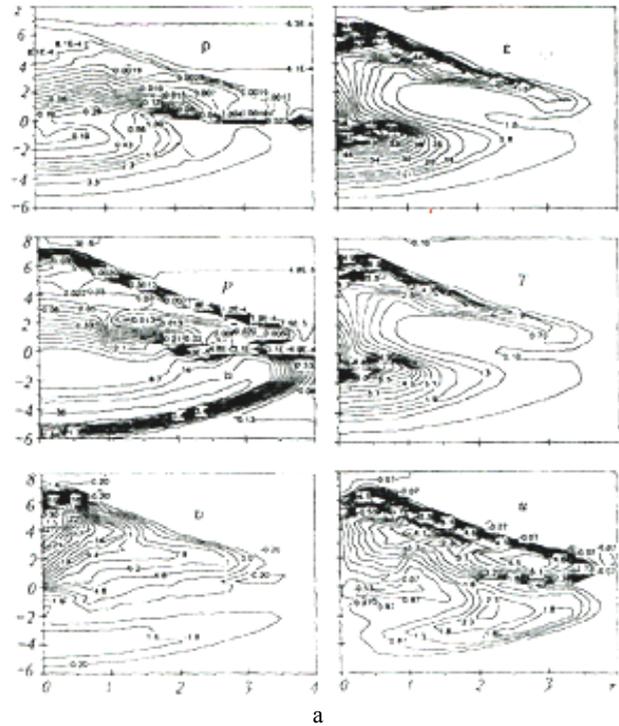
Для учета влияния силы тяжести в правую часть уравнения движения для компоненты v добавляется g (см. второе уравнение системы (4.41)). Здесь используется модель изотермической экспоненциальной атмосферы $\rho = \rho_0 \exp(-z/L)$ с характеристической высотой $L = 7.9$ км, $\rho_0 = 1.29$ кг/м³ – плотность воздуха на уровне $z = 0$. В грунте давление принимается таким, чтобы его градиент уравнивал силу тяжести слоев, лежащих выше. При этом используется разностная аппроксимация уравнения равновесия $\frac{dp}{dz} = \rho g$ с учетом уравнений состояния и адиабатичности сжатия грунта $d\varepsilon = -pd(1/\rho)$.

Первый вариант соответствует такому, описанному выше, только учитывается сила тяжести g . Начальная стадия удара метеороида (проникновение его тела в грунт, торможение и остановка) практически не отличается от расчета с однородными атмосферой и грунтом и поэтому детально не описывается. На рис. 4.15 а приведены поля плотности, энергии, давления, температуры и составляющих скорости при $t = 0.3$ с.

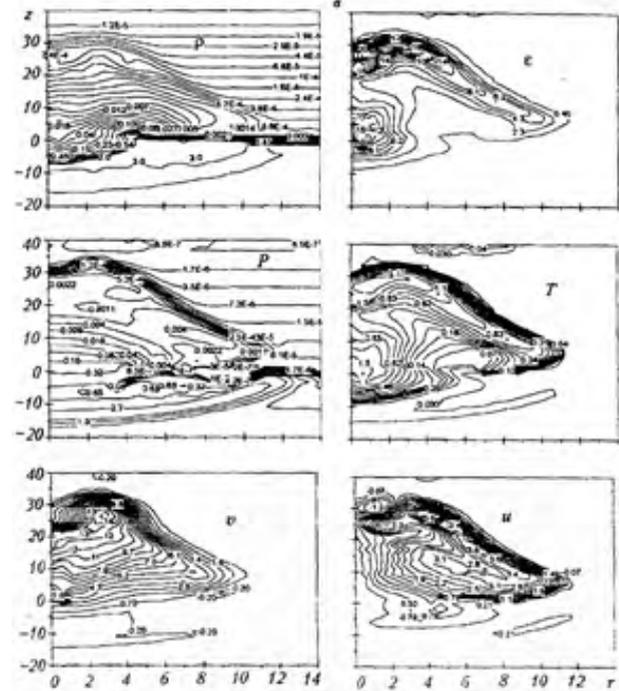
На картине распределения ρ видно, что для этого момента времени глубина кратера достигла – 4 км, а его радиус чуть больше 2 км. УВ в грунте дошла до глубины – 4.7 км, а ее радиальный размер простирается на 4 км, максимальное давление на ней равно 400 гПа. В наиболее горячей области внутри воронки максимальная температура $T = 12.3$ эВ ($1 \text{ эВ} \approx 11604.5 \text{ К}$), а удельная энергия $\varepsilon = 1.18 \times 10^5$ кДж/кг. В атмосфере же УВ достигла высоты 6 км и расширилась по радиусу на 3 км. А максимумы температуры и энергии в ней равны 12.7 эВ и

1.23×10^5 кДж/кг, соответственно. Максимальные же осевые и радиальные скорости на УВ: в грунте $v = -4$ км/с, $u = 2.1$ км/с, а в газовой среде $v = 34$ км/с, $u = 5$ км/с. При $t = 1$ с (рисунок опущен) УВ углубилась в грунт на -9 км и отошла от оси симметрии более чем на 8 км, а максимум давления на ней опустился до 90 гПа. УВ в атмосфере достигла высоты 20 км (причем не на оси симметрии, а при $r = 1.5$ км, что явилось следствием образования на более ранней стадии эволюции струи, бьющей по ободу кратера вверх) и отошла от оси Z на 7 км. При этом максимальные температуры и в кратере, и в горячей области в газовой среде примерно равны 4 эВ. Глубина кратера при $t = 1$ с составляет 6 км, а его радиус $-3/4$ км.

На рис. 4.15(б) представлены поля характеристик течения при $t = 1.8$ с, когда УВ в атмосфере поднимается на высоту 35 км, а по радиальному направлению достигает расстояния 11 км. Максимум давления на ней падает до 40 Па, температуры до 2.5 эВ, осевой и радиальной скоростей до 17 и 3.6 км/с. В грунте максимальные составляющие скорости значительно меньше -1.8 и 1 км/с. Глубина воронки кратера



а



б

Рис. 4.15

возросла до 6.7 км, а ее радиус – до 4.8 км. УВ в грунте распространилась до глубины -14 км, и ее радиус составил практически столько же. В дальнейшем течение происходит следующим образом. При $t = 4$ с УВ в атмосфере достигает высоты 80 км (на оси симметрии 70 км), а по радиусу распространяется до 20 км. Нижняя горячая область из кратера поднимается вверх на высоту 10 км, максимальная температура в ней заметно падает – 0.6 эВ. В верхней горячей области на высоте 60 км температура значительно выше – 2.1 эВ, максимум осевой скорости равен 13 км/с, радиальной – 4 км/с. УВ в грунте проходит 25 км и имеет полусферическую конфигурацию. Глубина кратера составляет 7.5 км, а его радиус – 7 км, то есть его воронка имеет чашеобразную форму.

На рис. 4.16 показано изменение интегральных характеристик течения со временем для этого варианта расчета. В целом их поведение близко к расчету в однородных атмосфере и грунте. При внедрении в грунт метеороид-импактор тормозится и его кинетическая энергия быстро переходит во внутреннюю, которая при $t \approx 0.16$ с достигает максимума в 0.7 начальной кинетической энергии $E_0 = M_0 v_0^2 / 2$.

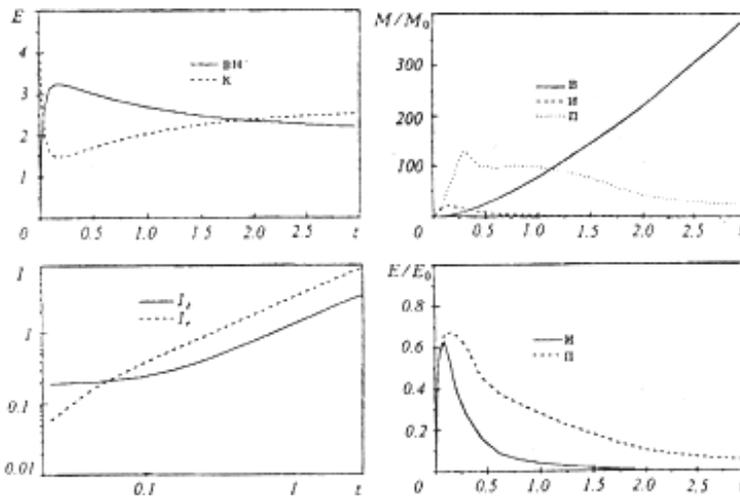


Рис. 4.16

Далее внутренняя энергия медленно спадает, а кинетическая – растет, и при $t = 1.9$ с они сравниваются, что немного позже, чем в расчете без учета гравитации. При $t = 0.15$ с испаренная масса достигает максимума $23.2 M_0$, а при $t = 0.3$ с расплавленная – $130 M_0$. Масса грунта, выброшенного в воздух выше начального уровня $z = 0$, увеличивается со временем и при $t = 3$ с составляет $\sim 400 M_0$. Кроме того, рассчитывается масса вещества, которое может быть выброшено при таком ударе в космическое пространство (то есть имеет положительную составляющую осевой скорости и модуль скорости, больший 2-й космической скорости – 11.2 км/с). Эта величина медленно увеличивается со временем, и при $t = 4$ с составляет $0.21 M_0$.

Как показывают проведенные расчеты высокоскоростных ударов, в полях течения имеют место высокие температуры и большие температурные градиенты, в связи с этим обстоятельством в подобных задачах может играть важную роль перераспределение энергии по массе, переносимое излучением. Таким образом, в уравнение энергии в системе (4.41) следует включить дополнительный член q , учитывающий перенос энергии излучением. Для расчета переноса излучения здесь используются уравнения радиационной диффузии в многогрупповом приближении [Четверушкин, 1985] по энергии фотонов:

$$\operatorname{div} \vec{S} = \sum_l c k_l (B_l - U_l); \quad \vec{S}_l = -(c / 3k_l) \operatorname{grad} U_l; \quad U = \sum_l U_l; \quad \vec{S} = \sum_l \vec{S}_l. \quad (4.42)$$

Равновесная плотность энергии излучения B_l в l -й спектральной группе (с границами по энергии фотонов ε_{l-1} и ε_l) определяется так:

$$c B_l = 4\sigma T^4 s_l; \quad s_l = \int_{x_1}^{x_2} z^3 (\exp z - 1)^{-1} dz; \quad x_1 = \varepsilon_{l-1} / kT; \quad x_2 = \varepsilon_l / kT. \quad (4.43)$$

В цилиндрических координатах (r, z) при условии осевой симметрии система уравнений (4.42) примет вид (индекс спектральной группы для упрощения записи ниже опускается):

$$\begin{aligned} (1/r) \partial(r S_r) / \partial r + \partial S_z / \partial z &= ck(B - U), \\ S_r &= -(c / 3k) \partial U / \partial r, \quad S_z = (c / 3k) \partial U / \partial z. \end{aligned} \quad (4.44)$$

Переходя от этих уравнений к уравнению второго порядка, получим:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{cr}{3k} \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3k} \frac{\partial U}{\partial z} \right) + ck(B - U) = 0. \quad (4.45)$$

Для численного решения уравнения диффузии (4.45) применяется метод переменных направлений, основанный на принципе установления (см., например, [Федоренко, 1994]).

В качестве примера расчета в приближении радиационной газодинамики рассматривается задача о нормальном взаимодействии метеороида-ударника с размерами $D = H = 1$ км с начальной скоростью $v_0 = -50$ км/с и поверхностно однородного грунта при учете гравитации (второй вариант). При решении уравнений радиационной диффузии используются планковские коэффициенты поглощения, усредненные в 10 спектральных группах со следующими границами по энергии фотонов: 0.015 – 0.511 – 1.41 – 2.71 – 4.51 – 6.52 – 7.95 – 9.96 – 18.6 – 80.5 – 248 эВ. В расчете коэффициентов поглощения учитываются тормозные, фото- и линейчатые процессы. Методы вычисления коэффициентов поглощения и детали квантомеханических расчетов приведены в [Романов и др., 1979].

Характер течения и поля физических величин на ранней стадии процесса (до $t \approx 0.5$ с) мало отличаются от величин, полученных без учета излучения. На рис. 4.17а представлены при $t = 1$ с поля плотности, энергии, давления, температуры и компоненты скорости, а на рис 4.17б – поля интегральных по спектру

плотности энергии излучения, радиальной и осевой компонент потока излучения. Поля гидродинамических величин в целом не сильно отличаются от рассчитанных без учета излучения.

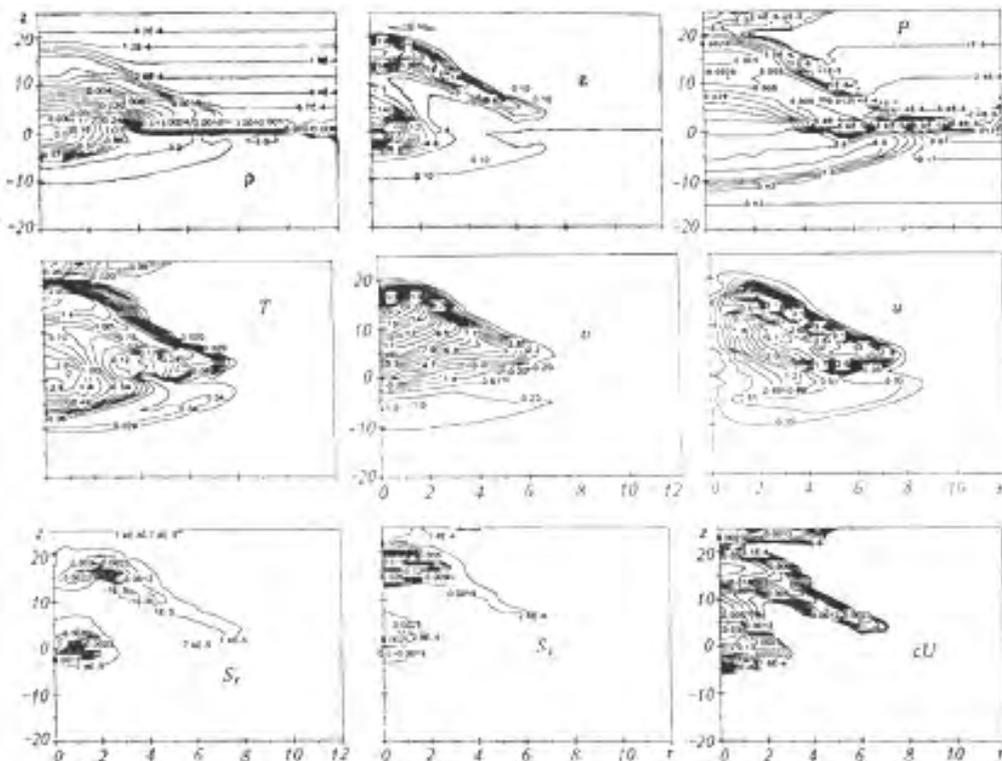


Рис. 4.17

Различие проявляется в отсутствии отставания распространения осевой части УВ на оси симметрии ($H = 17.5$ км) от ее части, отстоящей от оси на расстоянии $r = 1.5$ км ($H = 20$ км), теперь УВ на всем отрезке $r \in [0, 3]$ км достигает высоты $H = 20$ км. Перед фронтом УВ, распространяющейся вверх, возникает прогретая зона – некий предвестник (см. картину распределения изотерм T на рис. 4.17а). Также максимум температуры в верхней части УВ, распространяющейся в атмосфере, несколько снизился и расположен на оси z , в то время как в первом варианте располагался на расстоянии $r = 1$ км от нее. Аналогичная перестройка поля T произошла и во второй горячей области вблизи кратера – здесь также максимум температуры в данном расчете расположен на оси z , а в предыдущем отстоял от нее на $r = 1$ км. Следует отметить, что внутри области течения с температурой, большей $0.5\text{--}1$ эВ, длины пробега квантов (во всех спектральных группах) значительно меньше, чем размеры этой области. И только вблизи ее границ – ситуация обратная. Поэтому хотя потоки излучения в ней велики, они перераспределяют энергию только внутри нее. Вынос же излучения происходит за счет значительно меньших потоков на кра-

ях этой области, где температура меньше и длины пробега квантов сравнимы или больше толщины этой «краевой» зоны. При $t = 1$ с максимальные осевые и радиальные потоки излучения (по модулю) равны 2.8×10^4 и 5×10^3 МВт/м², соответственно. Величина же потоков, осуществляющих прогрев, значительно ниже – порядка 10^2 МВт/м².

Далее в ходе эволюции процесса область, охваченная течением, значительно увеличивается, растет и зона прогрева в атмосфере перед фронтом УВ. На рис 4.18 приведены поля тех же самых характеристик течения при $t = 1.8$ с.

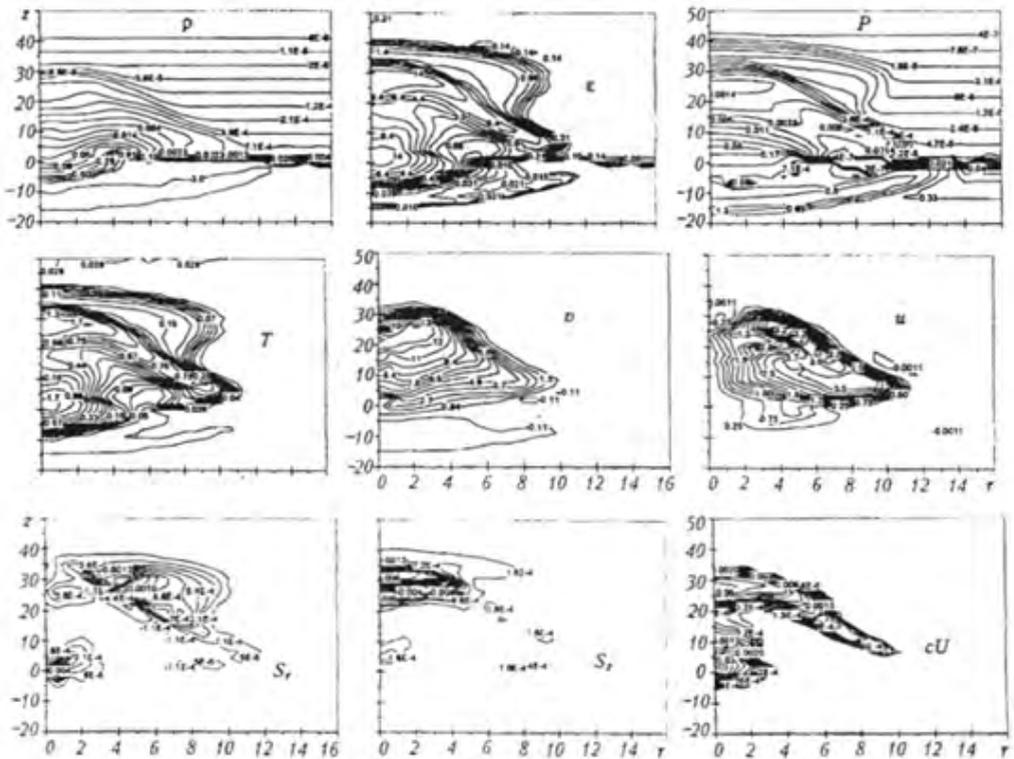


Рис. 4.18

К этому моменту УВ в атмосфере достигает высоты $H = 35$ км, а по радиусу распространяется до 12 км. Максимум температуры в газе понижается до 1.9 эВ, в расчетах без излучения он был равен 2.3 эВ. За счет излучения сверху над фронтом УВ формируется протяженная зона прогрева толщиной ~ 5 км и температурой порядка 0.3 эВ. Этот прогрев приводит к тому, что в поле давления возникает волна, идущая впереди перед фронтом УВ, в области экспоненциального уменьшения атмосферы по p (и ρ). Причем в случае однородной атмосферы (с нормальной плотностью), зона прогрева перед фронтом УВ в атмосфере была бы очень узкой и практически незаметной на общем фоне спада параметров перед ее фронтом, то есть учет гравитации, вызывающей уменьшение плотности (и давления) газа в атмосфере с

высотой, здесь тоже важен. На поле распределения плотности эта прогревная волна практически никак не отражается (ср. поля ρ , p и T на рис. 4.18а). Максимальная температура в нижней «прикратерной» горячей области несколько увеличивается – приблизительно до 2 эВ. При $t = 1.8$ с максимальные потоки излучения имеют величину $(4-6) \times 10^3$ МВт/м², но прогрев (вынос энергии из горячей области) происходит за счет потоков, примерно на порядок меньшими. Поведение интегральных характеристик со временем практически остается таким же, как и в варианте без учета переноса излучением. Энергия, унесенная излучением из области течения мала, ее доля равна $\sim 10^{-4}$ начальной кинетической энергии метеороида E_0 .

Таким образом, в рамках выбранной модели, начальных параметров метеороида-импактора и характеристик грунта влияние поля тяжести на временное поведение интегральных характеристик удара оказывается незначительным. Учет переноса энергии излучением также влияет незначительно – приводит к тому, что вверху перед фронтом УВ (со стороны экспоненциального спада атмосферы) образуется широкая зона прогрева с температурой порядка 0.3 эВ, и несколько изменяются параметры внутри области, охваченной течением, и форма фронта УВ, распространяющейся по газу.

В предыдущих расчетах плотности метеороида-ударника и грунта были одинаковы, то есть это был достаточно плотный астероид, и рассматривалась модель однородной мишени-грунта. Поэтому следует еще рассмотреть падение менее плотного тела, чем грунт, то есть ледяного метеороида – ядра кометы, и его удар по грунту, имеющему слоистое строение. В работе [Афанасьева и др., 1999] численно исследовалось взаимодействие ледяного ударника в виде шара радиуса 5 км ($\rho_T = 917$ кг/м³), падающего вертикально на поверхность со скоростью $v_0 = -30$ км/с. Земная поверхность задавалась в виде слоистой структуры по данным строения Западно-Сибирской платформы в районе Колпашево – Белый Яр [Дружинин и др., 1970]. Первый верхний слой толщиной 3 км состоит из осадочных пород типа глинозема плотностью $\rho_1 = 2200$ кг/м³ со скоростью звука в нем $c_1 = 2.1$ км/с, второй толщиной ~ 20 км – гранитный плотностью $\rho_2 = 2780$ кг/м³ с $c_2 = 3.5$ км/с, третий толщиной ~ 40 км – гранитно-метаморфический – базальтовый плотностью $\rho_3 = 2890$ кг/м³ с $c_3 = 4.0$ км/с, четвертый – верхняя мантия плотностью $\rho_4 = 3250$ кг/м³ с $c_4 = 5.3$ км/с, рассматриваемый как полубесконечный фундамент.

Термодинамические параметры всех рассматриваемых пластов и ударника определялись посредством широкодиапазонного уравнения состояния [Жуков, 1987]. В области твердой фазы используется уравнение типа Ми – Грюнайзена:

$$p = p_s(\rho) + \gamma(\rho)\rho[E - E_s(\rho)],$$

где E_s , p_s – энергия и давление на изэнтропе сжатия. Сильно сжатое и нагретое вещество, когда $E_0 \gg \Lambda_0$ (Λ_0 – энергия сублимации по модулю), описывается квантово-статистической моделью и уравнением состояния $p = \beta\rho E$.

При $E_0 \sim \Lambda_0$ и сильном растяжении используется модель идеального газа $p = 2/3\rho E$. Для нахождения интерполяционной формулы, которая обеспечивает плавный переход в вышеуказанные асимптотические зависимости и вполне точно работает в промежуточных состояниях, сконструировано широкодиапазонное уравнение состояния. Предлагаемая интерполяционная формула такова:

$$p(\rho, E) = p_s(\rho) + \gamma(\rho, E)\rho[E - E_s(\rho)],$$

$$E_s(\rho) = \begin{cases} \frac{B_0}{\rho_0} \frac{3}{\alpha - 4} \left[\frac{3}{\alpha} \exp(\alpha(1 - x^{1/3})) - \frac{\rho}{\rho_0} + \frac{\alpha - 3}{\alpha} \right] & \text{при } \rho < \rho_0; \\ \frac{B_0}{\rho_0} \frac{9}{2\mu^2} \left[\exp(\mu(1 - x^{1/3})) - 1 \right]^2 & \text{при } \rho > \rho_0; \end{cases}$$

$$\gamma(\rho, E_s) = \frac{2}{3} + \frac{k}{x} + \left(\gamma_0 - k - \frac{2}{3} \right) \frac{1 + \nu L x^2}{(1 + L x^2)^2} \frac{\ln(1 + x)}{\ln(2)},$$

где $k = \left(\beta - \frac{2}{3} \right) / \left(1 + \frac{2}{\beta} \right)$; $x = \frac{\rho_0}{\rho}$; $L = \frac{E}{\Lambda_0}$; $p_s = \rho^2 \frac{dE_s}{d\rho}$; α, μ, β, ν – параметры формулы; B_0 – модуль объемной адиабатической сжимаемости; γ_0 – термодинамический коэффициент Грюнайзена. Индекс «0» означает начальное состояние: $\rho = 0$; $E = 0$; $\rho = \rho_0$.

Дальнейшее уточнения формулы и таблицы с соответствующими значениями определяющих параметров здесь опускаются и предлагается с ними ознакомиться в работе [Жуков, 1987]. Отметим только, что предлагаемые формулы уравнения состояния с приемлемой для численного моделирования точностью охватывают достаточно широкий диапазон (несколько порядков) изменения давления, плотности, энергии и апробированы, например, к граниту и воде с помощью известных экспериментальных данных [Butkovich, 1967; Физика взрыва, 1975]. А приведенная методика расчета температуры дает ее количественные оценки в необходимом диапазоне изменения параметров. Для расчета разрушения материалов метеороида-ударника и пластов используются критерии по сдвигу и отрыву в рамках модели пористой сплошной среды.

Упругопластическое поведение взаимодействующих материалов описывается системой уравнений из работы [Афанасьева, Трушков, 1997], для численного решения которой используется эйлерова методика [Толкачев, Трушков, 1993].

Анализ результатов расчета показывает, что удар ледяного тела при вышеизложенных условиях приводит к взрывному преобразованию его кинетической энергии в энергию разрушения геологических сред, выбрасывающегося испаренного материала из кратера и распространяющейся по полупространству земной коры интенсивной УВ. В табл. 4.3 приведены параметры УВ, распространяющейся вдоль оси симметрии z , где приведены следующие показатели: t – время, H_H – глубина проникания УВ, p_H – максимальное давление на ней, v_H – осевая составляющая массовой скорости на ней.

Табл. 4.3

t, c	$H_H, км$	$p_H, ГПа$	$v_H, км/с$
1	14.7	119.4	4.70
2	24.2	42.7	2.05
3	31.2	23.2	1.32
4	37.2	15.0	0.95
5	42.7	11.0	0.74
6	48.2	8.7	0.62
7	53.2	7.0	0.52
8	58.2	5.8	0.45

На рис. 4.19 приведены результаты расчета процесса удара и внедрения тела ударника в геологическую среду и распространение сформировавшейся УВ по ней до $t = 8$ с. Приняты следующие обозначения: (+) – сдвиговое разрушение материала при достижении удельной работой пластических деформаций критического значения $A^p \geq A_*^p$; (•) – интенсивное сдвиговое разрушение при $A^p \geq 10A_*^p$; (-) – отрывное разрушение при достижении критического значения пористости $\eta \geq \eta^*$; (x) – расплавленный материал; (*) – внутренняя энергия материала больше энергии сублимации; (◦) – испаренный материал при $\rho / \rho_{0m} < 0.2$ (ρ_{0m} – начальная плотность материала матрицы).

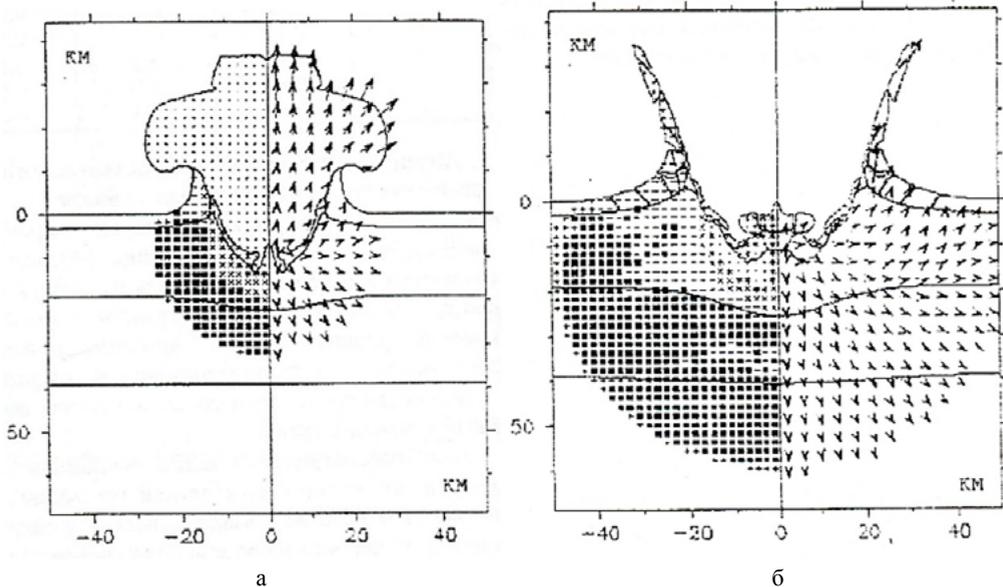


Рис. 4.19

На рис. 4.19а представлена картина процесса внедрения при $t = 3$ с. Метеороид-ударник уже разрушен и испарен – облако пара всплывает в атмосфере над кратером. УВ прошла два верхних пласта и распространяется в третьем – базальтовом, достигнув глубины 31.2 км ($v_{max} = 24.1$ км/с). Скорости задней и передней точек ударника на оси z : $v_1 = -22.0$ км/с и $v_2 = -1.2$ км/с, соответственно. На рис. 4.19б показана картина состояния преграды при $t = 8$ с (материал ударника исключен из расчета). УВ прошла все три верхних пласта и распространяется в субстанции верхней мантии, достигнув глубины 58.2 км ($V_{max} = 5.5$ км/с).

4.1.4. Расчет кратерообразования при падении крупного астероида на земную поверхность под различными углами

В предыдущих подразделах рассматривались вопросы кратерообразования только лишь для вертикальных ударов о поверхность Земли небесного тела различных размеров и форм, состоящих из разных материалов, а также варьировались материал и состав грунта на месте падения и скорость удара. Здесь излагаются результаты численного моделирования удара о поверхность каменного космического тела с начальными параметрами – диаметр 300 м с кинетической энергией ~ 1000 Мт, что примерно соответствует параметрам астероида Апофис, для углов входа в атмосферу 90° (вертикальный удар), 45° и 30° [Шувалов и др., 2017]. При расчетах кратерообразования учитывается влияние сухого трения на движение разрушенных УВ горных пород [Melosh, Ivanov, 1999] и используется модель акустической флюидизации [Ivanov, Turtle, 2001]. При этом полагается, что выбрасываемое из кратера конденсированное вещество преобразуется в дискретные частицы и их дальнейшее движение описывается посредством стандартных уравнений многофазной газовой динамики с учетом их взаимодействия с окружающим воздухом и парами материалов грунта и импактора [Shuvalov, 2003; Shuvalov, Dypvik, 2013].

В работе [Шувалов и др., 2017] проводилась серия вычислительных экспериментов, в которых моделировалось падение шарообразного каменного (дунит) астероида диаметром 300 м плотностью 3320 кг/м³, вошедшего в атмосферу со скоростью 20 км/с, и затем достигшего земной поверхности, считающейся кварцем плотностью 2630 кг/м³. Хотя выбранный размер рассчитываемого астероида несколько меньше, чем предполагаемый размер Апофиса, но при пренебрежении пористостью его полная масса и энергия (4.7×10^{10} кг и 9.4×10^{18} Дж или 2.2 Гт ТНТ) близки к соответствующим оценкам для Апофиса [Muller et al., 2014].

На рис 4.20 представлена картина обтекания падающего астероида в момент его подлета к земной поверхности для углов наклона траектории $\alpha = 30^\circ$ (а), 45° (б), 90° (в). Показаны распределения логарифма относительной плотности $\delta = \rho/\rho_a(h)$ (здесь ρ – плотность вещества (воздух, пары, тело), $\rho_a(h)$ – плотность воздуха в невозмущенной атмосфере на высоте h). Неиспарившееся вещество астероида изображено черным цветом. На вертикальной оси указано расстояние вдоль траектории падения, по горизонтальной – расстояние в направлении ему перпендикулярном.

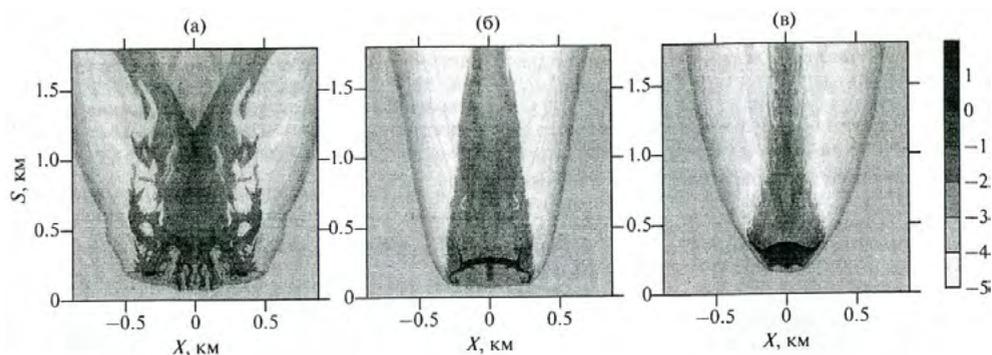


Рис. 4.20

В работе [Шувалов и др., 2017] было получено, что при вертикальном падении астероида он деформируется, но при этом слабо тормозится и не фрагментируется. При угле входа в атмосферу, равном $\alpha = 45^\circ$, астероид перед столкновением с земной поверхностью существенно сплющивается, что качественно отвечает результатам приближенных аналитических моделей [Григорян, 1979; Hills, Goda, 1993], при этом значительно увеличивается площадь его миделева сечения и от него отделяются отдельные мелкие фрагменты. При угле входа $\alpha = 30^\circ$ астероид разваливается на множество фрагментов, но, тем не менее, они не успевают разлететься на значительные расстояния, а движутся в виде компактного конгломерата, и поэтому фрагментация оказывает малое влияние на параметры ударного кратерообразования. Во всех трех вариантах скорость удара небесного тела по земной поверхности почти ($\sim 1\%$) не отличается от скорости входа в атмосферу. На рис. 4.21 представлено распределение относительной плотности $\delta = \rho/\rho_a(h)$ для четырех моментов времени после удара модельного астероида по земной поверхности для угла входа в атмосферу $\alpha = 45^\circ$, в декартовых координатах (X, Z) (здесь 0 по горизонтали – точка удара, 0 по вертикали – уровень Земли).

При движении астероида в атмосфере за ним образуется след в виде горячего, разреженного канала. При угле падения $\alpha = 90^\circ$ УВ, образованная разлетом выбросов из кратера, и воздух, нагретый ею, распространяются естественно вверх по нормали вдоль этого канала. При косом же ударе начальная стадия кратерообразования существенно асимметрична, и начальные (самые быстрые) выбросы летят в основном в направлении движения ударника-импактора, по этой причине формирующийся ударный плум (облако пара, жидких и твердых фрагментов и нагретого воздуха) развивается вне следа – разреженного канала (см. рис. 4.21). УВ вдоль следа тоже имеет место, но она весьма слабая и приводит лишь к незначительному расширению самого следа – канала. Начальные параметры УВ, которая распространяется по земной поверхности, определяются в ходе взаимодействия УВ, образующейся при движении падающего тела, с разлетающимися продуктами кратерообразования. На достаточно поздней стадии развития процесса (при $t > 30$ с) возможно возникновение вторичных УВ при падении на землю выброшенного из кратера вещества [Шувалов и др., 2017].

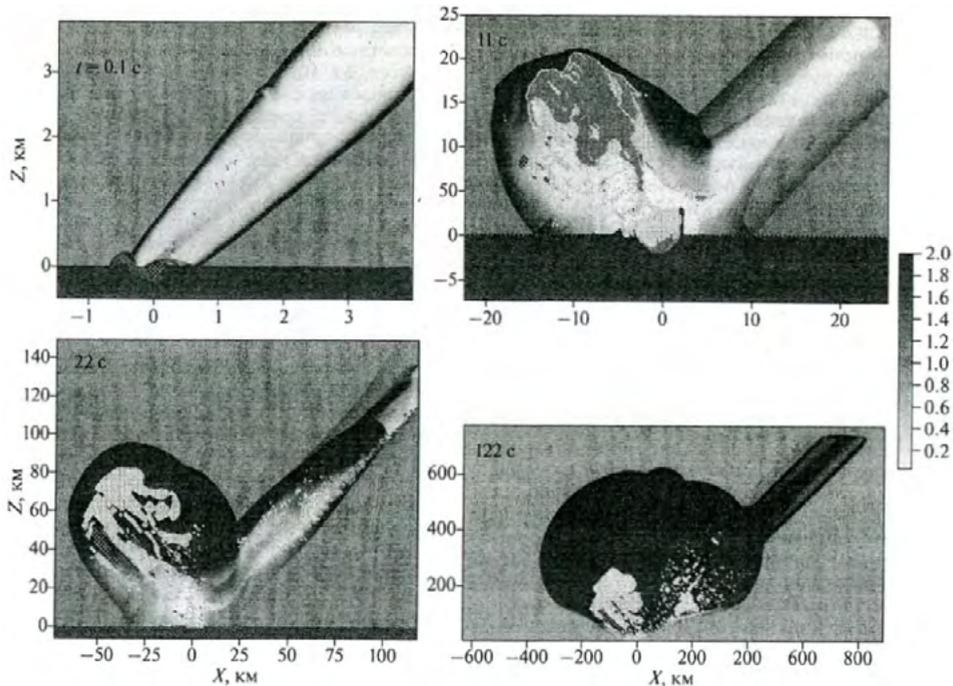


Рис. 4.21

Температура газа в следе в момент удара равна 10000 К, а в головной УВ она еще выше. Образующийся же при разлете выбросов из кратера плюм существенно мене горяч, его температура равна примерно температуре конденсации паров силикатов (~ 2000 К).

При кратерообразовании в ходе косоугольного удара на начальном этапе вещество выбрасывается в направлении удара; и сверху увеличивающийся кратер имеет вытянутую вдоль траектории импактора конфигурацию. Но по мере увеличения кратера асимметрия пропадает, и в итоге образуется симметричный круглый кратер (при взгляде сверху), но его центр смещен относительно центра удара – точки пересечения траектории импактора с земной поверхностью (при падении под углом $\alpha = 45^\circ$ примерно на 1 км). Несмотря на существенную фрагментацию астероида и рассеивание его осколков у земной поверхности, скорость их удара по поверхности незначительно отличается от его начальной скорости входа в атмосферу, а размер кратера определяется в основном вертикальной составляющей скорости падения и зависит от угла падения α приблизительно как $(\sin\alpha)^\beta$ (здесь $\beta = 0.3-0.5$ [Housen, Holsapple, 2011]). При $\alpha = 45^\circ$ размер кратера составляет 5.5 км, это согласуется с оценками, удовлетворяющими соотношениям подобия [Housen, Holsapple, 2011]. Оценки также показывают, что в рассматриваемом диапазоне углов падения диаметр окончательного сложного кратера лежит в интервале от ~ 4.5 км до ~ 6.5 км [McKinnon, Schenk, 1985], а средняя глубина кратера при этом составляет ~ 0.5 км [Herric et al., 1997].

Вся масса вещества, выброшенная из кратера при нормальном падении к поверхности, составляет $\sim 270 M$ (M – масса импактора) или $\sim 1.3 \times 10^{13}$ кг. Выбросы подразделяются на две категории – баллистические и конвективные [Shuvalov, Dypvik, 2013]. Траектории первых зависят от их начальной скорости, а потом от торможения в атмосфере. Вторые же быстро теряют свою начальную скорость и в дальнейшем движутся в соответствии с воздушными течениями, вызванными падением импактора и кратерообразованием (в течение первых минут), и местными метеорологическими условиями (в последующем). В баллистических выбросах в основном сосредоточены наиболее крупные частицы вещества (> 10 см), а в конвективных – мелкие частицы миллиметрового и еще меньшего размера.

Толщина слоя выброса уменьшается по степенному закону в зависимости от расстояния до центра кратера [Shuvalov, Dypvik, 2013]: она имеет величину более 100 м вблизи вала кратера, несколько метров на расстоянии 10 км от центра кратера и порядка 0.1 метра на расстоянии 25 км. Из рис. 4.21 видно, что для времени $t = 122$ с после удара под углом $\alpha = 45^\circ$ выбросы достигают довольно больших высот (от 100 до 200 км), но массовая доля этого вещества в них незначительна. Так, расчеты, проведенные в работе [Shuvalov, Dypvik, 2013], показали, что уже при $t = 10$ мин после вертикального удара большая доля выброшенного вещества, в том числе частиц миллиметровых размеров, оседает на поверхность, формируя слой отложений. Более мелкие частицы выбросов из диапазона от 1 до 10 мкм почти полностью сосредоточены в слоях атмосферы ниже 25 км, а всего в атмосфере в этот момент остается $\sim 4\%$ выброшенного вещества, то есть $\sim 10 M$. И только небольшая доля мельчайших частиц выброса поднимается выше. Испаренное вещество поднимается еще выше, достигая высот 100–150 км, но его относительная доля очень мала – порядка 0.01 M . И поэтому при падении небесных тел масштаба Апофиса не следует ожидать долговременных погодно-климатических последствий, какие сопровождали падение Тунгусского объекта [Васильев, 2004; Катастрофические последствия..., 2005].

4.1.5. Расчеты высокоскоростных выбросов при ударах небесных тел

Численное моделирование удара и образования высокоскоростных выбросов (ВСВ) рассматривается на основе работы [Шувалов, Трубецкая, 2011], в которой вычисления ведутся с помощью программы СОВА [Shuvalov, 1999], еще раз дополнительно протестированной на результатах лабораторных экспериментов [Cintala et al., 1999]. В них измерялись скорости и углы разлета выбросов из кратеров-воронок, образованных вертикальными ударами алюминиевых шариков диаметром 4.76 мм со скоростью 1.9 км/с по поверхности мишени, состоящей из крупнозернистого (1–3 мм) песка с пористостью 40%. При $t = 0$ в расчетной области, имитирующей мишень, размещались равномерно пассивные маркерные частицы, которые в процессе счета перемешались совместно

с веществом мишени. При пересечении маркерной частицей начальной поверхности мишени ($z = 0$) запоминались ее скорость, угол наклона ее скорости к горизонту и расстояние от центра образовавшегося кратера. Сопоставление полученных скоростей и углов выбросов с данными экспериментов представлены на рис. 4.22 (а – зависимость скорости выбросов от расстояния точки выброса от центра кратера, нормированного на начальный радиус ударника r/R , б – зависимость угла выбросов – от r/R (серые кружки – расчеты, черные – данные экспериментов)) показали их удовлетворительную коррекцию.

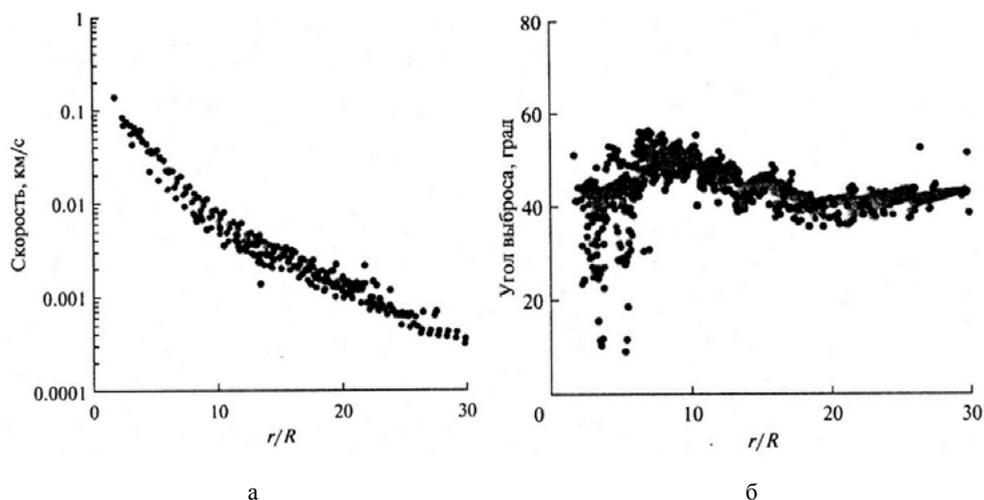


Рис. 4.22

Далее перед основными вычислениями было определено на примерах задач о вертикальном ударе гранитного шара радиусом 5 км по непористой гранитной мишени со скоростью $V = 18$ км/с и ударе под углом длинного гранитного цилиндра по той же мишени с той же скоростью влияние пространственного разрешения на точность расчета выбросов, то есть было определено оптимальное число узлов по обоим направлениям для получения удовлетворительных результатов.

ВСВ образуются на ранней стадии кратерообразования, причем скорость выбрасываемых частиц становится ниже 1 км/с для момента времени R/V (здесь V – скорость удара, R – радиус ударников-импакторов), а давление на фронте УВ $\sim 10^2$ ГПа, что сильно превышает прочность веществ как ударника, так и мишени (порядка десятков ГПа). Причем существенная часть вещества находится уже в расплавленном состоянии. По этой причине прочность мишени (слоя породы) в задачах, в которых образуются ВСВ, часто не учитывается. Для проверки этого предположения проводились расчеты удара с учетом прочности и в рамках гидродинамического приближения с разрешением до 80 точек на радиус ударника (показавшего удовлетворительные результаты при тестировании). Прочность же учитывалась в приближении развитого пластического течения [Shuvalov, 2003].

Масса выбросов $M(u)$ со скоростью, большей некоторой заданной скорости u , определяется следующей формулой:

$$M = \int \rho w 2\pi r dr dt,$$

где ρ – плотность выбрасываемого вещества, r – цилиндрическая координата, величина w – равна вертикальной составляющей скорости вещества, если эта скорость больше u и нулю в противном случае. Интегрирование проводится по горизонтальной плоскости z , расположенной на некоторой высоте H .

Результаты (см. рис. 4.23, на которых приведены зависимости массы выбросов в массах ударника, имеющих скорость больше u , от u при вертикальном ударе сферических и цилиндрического (пунктирная линия) ударников (равных радиусов и масс). Серая сплошная кривая – результаты расчета с учетом прочности (в остальных расчетах прочность не учитывается), штрих – пунктирная линия – результаты расчета с уравнением состояния Тиллсона, черная сплошная линия – стандартный расчет [Шувалов, Трубецкая, 2011]) показывают, что при скоростях более 1 км/с кривые $M(u)$ практически совпадают, поэтому для сокращения расчетного времени ниже прочность не учитывается (если не оговорено особо). В то же время, с области малых скоростей (< 1 км/с), прочность существенно изменяет кривую $M(u)$ (см. рис. 4.23).

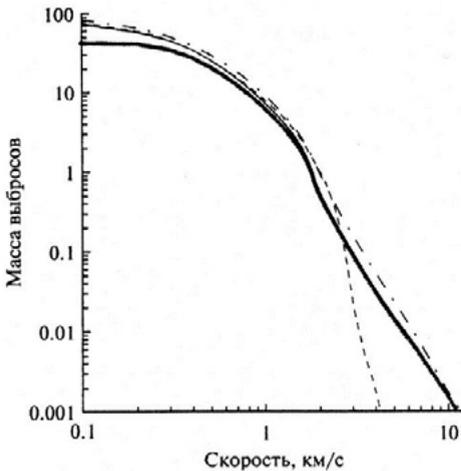


Рис. 4.23

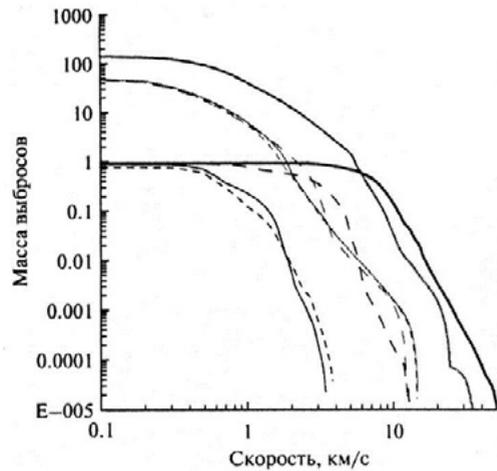


Рис. 4.24

При ударе шаровых импакторов максимальные скорости достигаются в результате эффектов кумуляции при схлопывании «конуса», образующегося между поверхностями мишени и ударника. Вследствие этого можно ожидать, что максимальные скорости разлета ВСВ будут сильно зависеть от формы импактора. На самом деле, максимальная скорость при ударе цилиндрическим импактором (в отсутствие эффекта кумуляции) оказывается почти в три раза

меньше, чем при ударе шаровым (см. правые ветви соответствующих кривых на рис. 4.23). При скоростях же 2–3 км/с и меньших кривые $M(u)$ практически совпадают.

Скорости разлета ВСВ зависят от термодинамических свойств веществ ударника-импактора и мишени-грунта. Термодинамические свойства описываются в моделях уравнениями состояния, которые весьма приближенно отражают свойства реальных природных материалов. Поэтому естественно, что результаты расчетов скоростей ВСВ существенно зависят от качества используемых уравнений состояния. Во всех описываемых расчетах (если не оговорено особо) используются в качестве наиболее точных – табличные уравнения состояния, полученные с помощью программы ANEOS [Thompson, Lauson, 1972]. Для оценки же влияния вида уравнения состояния на результаты один из вариантов был просчитан с уравнением состояния Тиллотсона [Tillotson, 1962]. Как видно из рис. 4.23, это незначительно повлияло на кривую $M(u)$.

Ясно, что определяющее влияние на скорости разлета ВСВ оказывают параметры, относящиеся к импактору – его скорость и плотность. На рис. 4.24 приведены зависимости относительной массы выбросов $M(u)$ (измеренной в массах импактора), имеющих скорость больше u , от u при вертикальном ударе шарообразными импакторами-астероидами со скоростью 18 км/с, состоящими из гранита плотностью 2630 кг/м³ (тонкая сплошная линия) и из дунита плотностью 3320 кг/м³ (пунктирная линия с короткими штрихами), и шарообразными кометами плотностью 1000 кг/м³: со скоростью 18 км/с (пунктирная линия с длинными штрихами) и со скоростью 50 км/с (толстая сплошная линия). Дополнительные черные линии показывают выбросы из вещества импактора, серые – из вещества мишени-грунта. Из результатов видно, что распределение выброшенного вещества мишени-грунта по скоростям $M(u)$ чрезвычайно слабо зависит от плотности материала импактора, если это относительная (по отношению к массе импактора) масса выбросов. Увеличение скорости импактора от 18 до 50 км/с дает сильное увеличение максимальной скорости выбросов (которая приблизительно пропорциональна скорости импактора) и полной выброшенной массы (см. рис. 4.24). Интересно, что при ударе астероидов максимальная скорость выброшенного из кратера вещества импактора значительно (в 2–3 раза) меньше скорости выброшенного из него вещества мишени-грунта, в то время как при ударе комет эти скорости различаются незначительно. Следует отметить, что эти соотношения между массами и скоростями ВСВ относятся только к вертикальным ударам.

Рассмотрим, как влияет на скорости ВСВ еще один параметр, а именно пористость мишени-грунта. На рис. 4.25 приведены зависимости относительной массы выбросов $M(u)$ (измеренные в массах импактора), имеющие скорость больше u от u при вертикальном ударе шарообразных импакторов-астероидов из дунита по гранитной мишени-грунту различной степени пористости: непористая мишень – черные сплошные кривые, с пористостью 20% – пунктирные кривые и с пористостью 50% – серые сплошные кривые.

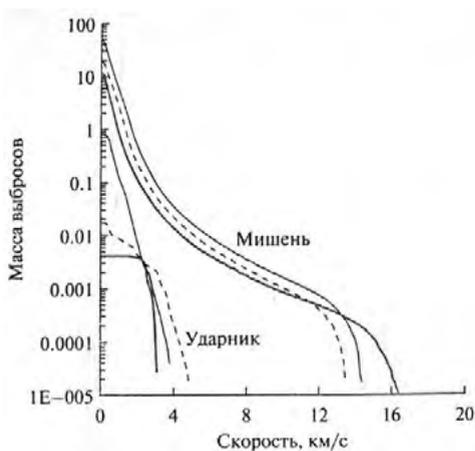


Рис. 4.25

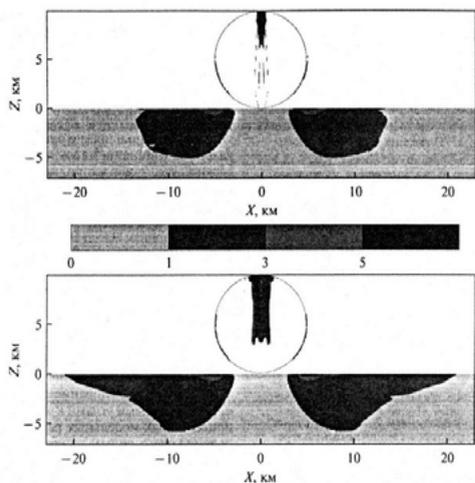


Рис. 4.26

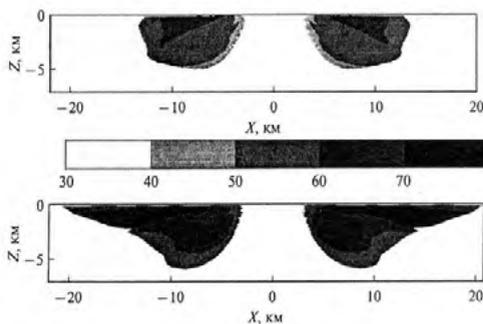


Рис. 4.27

Видно, что увеличение пористости приводит к тому, что вещество ударника-импактора практически не вылетает из кратера, кроме небольшой его массы, вытекающей с большой скоростью. На выброс же вещества мишени-грунта увеличение пористости влияет следующим образом — слабо на максимальную скорость разлета ВСВ, но сильно на уменьшение массы ВСВ (примерно уменьшает ее в два раза при пористости 50% в сравнении с непористой).

На рис. 4.26 представлено начальное (до удара) распределение вещества ударника-импактора и мишени-грунта, из которого образуются ВСВ с различными скоростями (значения скорости даны посередине в км/с). На нижней части рисунка приведены результаты для непористого материала мишени-грунта, на верхней — для пористого с показателем 20%.

На рис. 4.27 представлено начальное (до удара) распределение вещества мишени-грунта, из которого образуются ВСВ, выбрасываемые под различными углами к горизонтали (значения углов даны посередине в градусах). На нижней части рисунка приведены результаты для непористого материала мишени-грунта, на верхней — для пористого с показателем 20%.

Видно, что со скоростью большей 1 км/с выбрасывается вещество только из верхнего примерно 6-ти километрового слоя мишени-грунта и небольшая масса ударника-импактора из его верхней части на оси симметрии и вблизи границы нижнего полушария, вступающей в контакт в процессе удара с поверхностью мишени-грунта. Наличие пористости приводит к уменьшению как глубины, так и диаметра экскавационного кратера (области мишени-грун-

та, где залегает материал, становящийся ВСВ) и уменьшению ВСВ из материала ударника-импактора. Причем самые высокоскоростные выбросы реализуются в поверхностном слое мишени-грунта. Интересно, что углы выброса при ударе по непористой мишени больше, чем по мишени с порами (см. рис. 4.27).

В заключение отметим, что большинство выводов из проведенного вычислительного эксперимента в работе [Шувалов, Трубецкая, 2011] относится только к вертикальным ударам и поэтому для более полного описания характеристик ВСВ следует провести аналогичный вычислительный эксперимент при варьировании углов падения ударника-импактора на поверхность (так из приведенных модельных расчетов видно, что угол падения весьма существенно влияет на массу ВСВ).

4.1.6. Моделирование сейсмических волн в земной коре, вызванных ударом воздушных УВ, инициированных метеороидом

В отличие от случаев, описанных в предыдущих подразделах, где рассматривались процессы кратерообразования и баллистических выбросов, вызванных падением космических тел на Землю, здесь исследуется случай надповерхностного воздушного взрыва метеороида в атмосфере, при котором продукты полностью разрушенного и испаренного тела не достигают земной поверхности, но воздушные УВ, инициированные им, взаимодействуют с ней, вызывая заметный сейсмический эффект. Так происходило как в случае Тунгусского события [Вознесенский, 1925; Whipple, 1930], так и Челябинского [Добрынина и др., 2015; Китов, 2016] и др.

В работах [Астанин и др., 2016; Петров, 2016а и б] изучался сейсмический отклик, вызванный взрывом в атмосфере Челябинского метеороида, на примере которого и будет рассмотрена сейсмика такого явления. Моделирование сейсмического эффекта, проведенное путем решения сопряженной трехмерной эволюционной задачи в среде газ-твердое тело с прямым механизмом передачи возмущения от атмосферы к слою земной коры позволило уточнить средние значения характерных параметров самого природного явления – взрыва метеороида (его высоту, плотность и геометрические размеры тела), которые, естественно, по наблюдениям были известны весьма приблизительно.

В качестве математической модели для газодинамической стадии взрыва метеороида в атмосфере и последующего распространения УВ была выбрана система уравнений Эйлера с учетом радиационного теплообмена, которая аппроксимировалась посредством UNO-схемы Родионова [Родионов, 1987]. При моделировании распространения волн в грунте, вызванных УВ Челябинского метеороида, численно решались трехмерные нестационарные уравнения линейной динамической теории упругости [Петров, Хохлов, 2014]. После применения к ним метода расщепления и замены переменных инвариантами Римана, система уравнений распалась на девять независимых скалярных уравнений переноса, которые решались с помощью TVD-схемы с ограничителем MC (monotonized central) [van Leer, 1977].

Рассматривается задача взаимодействия звуковой волны от взрыва Челябинского метеороида в атмосфере с поверхностным слоем Земли и последующим распространением в нем упругого сигнала. Взрыв метеороида моделируется точечным источником, расположенным на высоте 30 км от поверхности Земли и в 10 км от левой границы счетной области. Взрыв метеороида в атмосфере инициирует низкочастотные звуковые волны (меньше 20 Гц), которые можно использовать для определения параметров явления. В качестве функции источника выбирался импульс Берлаге с частотой 0.07 Гц. Сигнал именно такой формы наиболее точно описывает взрыв. Для исследования распространения сейсмической волны в слое Земли его характеристики были выбраны следующими: плотность среды 2600 кг/м^3 , скорость распространения продольных волн $v_p = 7.18 \text{ км/с}$, поперечных волн $v_s = 3.4 \text{ км/с}$. В основе механизма передачи возмущения лежит предположение, что поверхностная волна создается в результате локальной нагрузки земной поверхности, вызванной избыточным давлением падающей акустической волны. Дополнительно предполагается, что образованный таким образом сейсмический источник – точечный. При использовании такого механизма для верхнего полупространства (возмущенная взрывом атмосфера) оказывается достаточно провести расчет в области $10 \times 30 \text{ км}^2$, покрывающей расстояние от источника взрыва до земной поверхности. Также предполагается, что форма и спектр сейсмического сигнала волны Рэлея соответствует форме и спектру дошедшей акустической волны, а амплитуда задается так, чтобы зарегистрированная на удаленном приемнике амплитуда сейсмической волны соответствовала амплитуде реального сигнала. Размеры расчетной области выбирались такими, чтобы отражающие граничные условия на боковых и верхней границах не оказывали влияния на вычисления. На земной поверхности задавалось условие свободной поверхности.

В ходе предварительных расчетов была получена серия сейсмограмм, записанных на поверхности. На рис. 4.28 представлено сопоставление расчетного (1) и реального (2) сигналов (последний был зарегистрирован на сейсмостанции г. Обнинск).

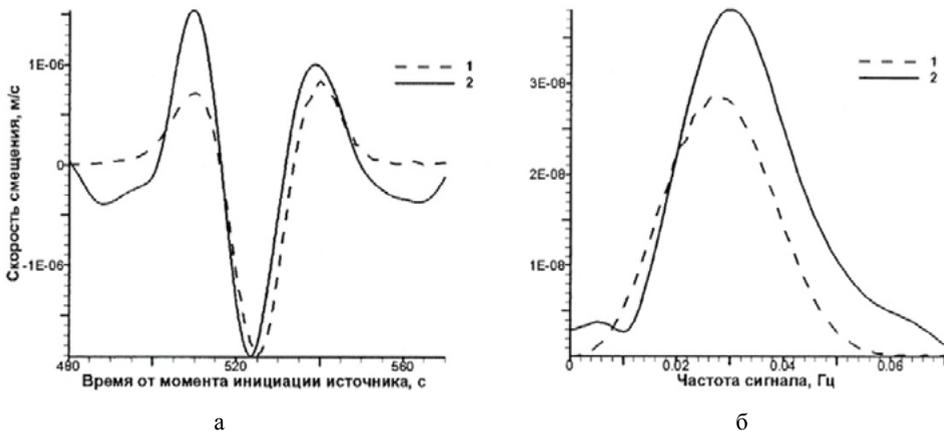


Рис. 4.28

Сравнительный анализ показателей демонстрирует, что даже весьма грубая модель дает довольно близкий к реальному результат, что подтверждается не слишком большими отклонениями как форм (4.28а), так и спектров (4.28б) сигналов. Дополнительно следует отметить, что в модели используется источник, характерный для взрыва ядерного заряда, что позволяет сделать вывод об идентичности сейсмических картин на земной поверхности при падении метеороида и ядерном взрыве.

Для моделирования влияния головной УВ Челябинского метеороида на поверхностный слой Земли используется в виде начальных условий на высоте взрыва объем, содержащий однородную газовую смесь, с параметрами: масса газа в нем полагается равной массе метеороида, скорость газа – скорости входа метеороида в атмосферу, плотность газа – плотности вещества метеороида, статическое давление – давлению торможения на данной высоте. Отношение внутренней энергии вещества космического тела к его кинетической энергии в рамках данной постановки однозначно определяется отношением плотности воздуха на высоте взрыва к плотности вещества тела. Газодинамический расчет дает распределение на поверхности Земли избыточного давления, которое передается напрямую земному слою как функция, определяющая упругие деформации в сейсмической модели, и формирует сейсмический источник.

Перед основным исследованием изучалась зависимость параметров сейсмического сигнала (амплитуды и спектра), получаемого в модели от основных параметров входа, определяющими из которых являются высота взрыва, скорость и угол входа, размер и плотность метеороида. Поскольку скорость и угол входа известны достаточно точно из данных наблюдений, а их вариации в малых диапазонах заметно не изменяли параметров сигнала, то исследовались параметры входа с большей неопределенностью в значениях: высота взрыва, диаметр и плотность метеороида. Было выявлено, что при фиксированных величинах скорости и угла входа, к уменьшению амплитудного сигнала приводило по отдельности – увеличение высоты взрыва, уменьшение диаметра метеороида и уменьшение его плотности. Было отмечено, что варьирование этих трех параметров не приводило к изменению доминантной частоты сигнала. Для проведения основных расчетов были отобраны три варианта наборов этих трех определяющих параметров (см. табл. 4.4).

Табл. 4.4. Варианты параметров входа метеороида

Номер варианта	Высота взрыва, h км	Плотность вещества метеороида, $\text{кг}/\text{м}^3$	Характерный диаметр, м
1	30	3600	18
2	24	3600	18
3	30	3000	16

Варианты для основных расчетов подбирались путем сравнения полученных в ходе серии расчетов вычисленных сейсмических сигналов с данными сейсмических станций. Так, вариант 1 наиболее точно воспроизводил реальный сигнал среди всей серии тестовых расчетов. Вариант 2 дал сейсмический отклик, который получался при выборе значений параметров, взятых в качестве наиболее вероятных согласно работам [Brown et al., 2013; Emel'yanenko et al., 2013]. Вариант 3 привел к минимальному сейсмическому отклику при выборе высоты взрыва, скорости и плотности метеороида из допустимых диапазонов (дал оценку снизу). Оценка сверху не приводится, поскольку даже в варианте 1 немного завышена амплитуда сигнала по сравнению с наблюдавшимся. Для всех трех вариантов скорость входа метеороида в атмосферу выбиралась равной $V = 18.6$ км/с, а угол входа – 18° , взятые из двух вышеупомянутых работ. В них же высота взрыва оценивается в 23–30 км, плотность метеороида (хондрита) – в $3000 - 3700$ кг/м³, его характерный размер – в 16–19 м. На основании проведенных в этих работах исследований – анализа свечения и изучения выпавшего метеоритного вещества, наиболее вероятны параметры варианта 2.

Из рис 4.29а, на котором изображены формы реального сигнала и расчетных для вариантов 1–3, видно, что форма сигнала во всех случаях одна и та же, из чего можно сделать вывод, что модели, заложенные в реализацию взрыва метеороида с последующим распространением УВ в атмосфере и ее воздействием на земную поверхность отражают реальную природу явления.

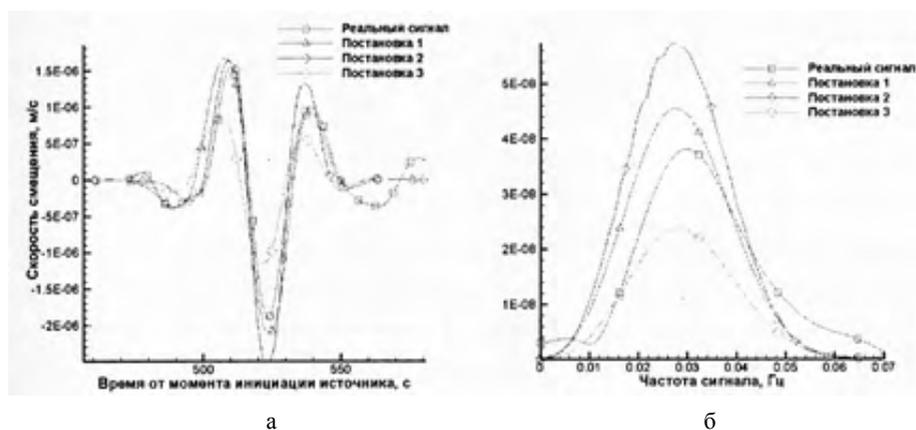


Рис. 4.29

Вариант 3 отражает минимальное возможное воздействие, которое оказывает головная УВ при минимальных значениях плотности и размера метеороида из оценивающего диапазона, а также при максимальном значении из оценочных высот его взрыва. По амплитуде наиболее близки к реальному сигналу данные вариантов 1 и 2, причем данные варианта 2 – это те параметры входа, которые считаются наиболее приемлемыми прикидочными значениями оценки. В варианте 1 величина высоты взрыва выбрана максимальной из оценочного диапазона (30 км).

На рис. 4.30 приведены сопоставления реального сигнала с полученными в варианте 1 (а) и – в варианте 2 (б).

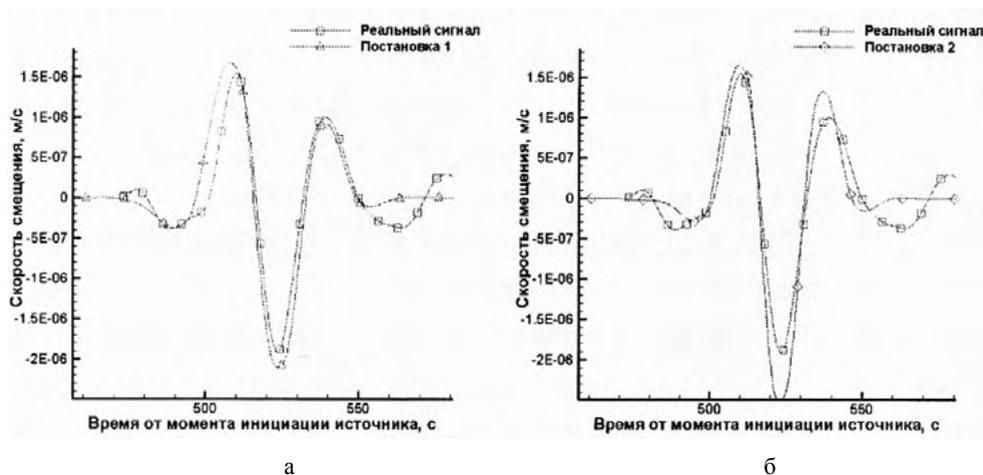


Рис. 4.30

Из рис. 4.30б видно, что в варианте 2 хорошо воспроизводится первый пик сигнала, но в то же время существенная разница имеет место в минимальных значениях второго пика. Вариант 1 лучше воспроизводит второй и третий пики (рис. 4.30а).

Для выбора наиболее предпочтительного варианта проводился спектральный анализ модельных сигналов с помощью быстрого преобразования Фурье и полученные результаты сравнивались со спектром реального сигнала (см. рис. 4.29б). Было получено, что все три варианта имеют одну и ту же доминантную частоту, практически совпадающую с доминантной частотой реального сигнала. Причем наиболее точно воспроизводит реальный сигнал вариант 1 с наименьшим отклонением спектральной амплитуды от таковой для реального сигнала. Вариант 2 значительно превышает спектральную амплитуду реального сигнала. А так как спектральная амплитуда варианта 1 все же несколько превышает таковую для реального сигнала, то необходимо провести некоторую коррекцию трех параметров входа – плотности, диаметра метеороида и высоты его взрыва. Третий параметр сразу отпадает, поскольку для уменьшения спектральной амплитуды следует увеличить высоту взрыва, а в варианте 1 и так выбрана верхняя граница соответствующей оценки высоты (30 км). Кроме того, большинство исследователей, изучавших выпавшие метеоритные осколки Челябинского тела, пришли к выводу, что оно состояло из однородного вещества с плотностью, точно отвечающей величине, выбранной для варианта 1 (3600 кг/м^3). Таким образом, единственным входным параметром, за счет которого можно провести коррекцию в рамках варианта 1 – это диаметр метеороида (18м). Очевидно, что для незначительного (см. рис. 4.29б) уменьшения спектральной амплитуды его надо немного уменьшить (меньше чем на 1 м, иначе спектральная амплитуда сильно снизится (см. соответствующую кривую для варианта 3 на рис. 4.29б).

Проведем дополнительный анализ сейсмического сигнала, полученного в варианте 1. Известно, что скорость поверхностной волны Рэля, инициированной головной УВ Челябинского метеороида, была в среднем немного большей 3 км/с. На рис. 4.31а приведена была расчетная сейсмограмма, полученная для варианта 1. Скорость волны Рэля модельного сигнала определяется из наклона сейсмического следа волны на сейсмограмме.

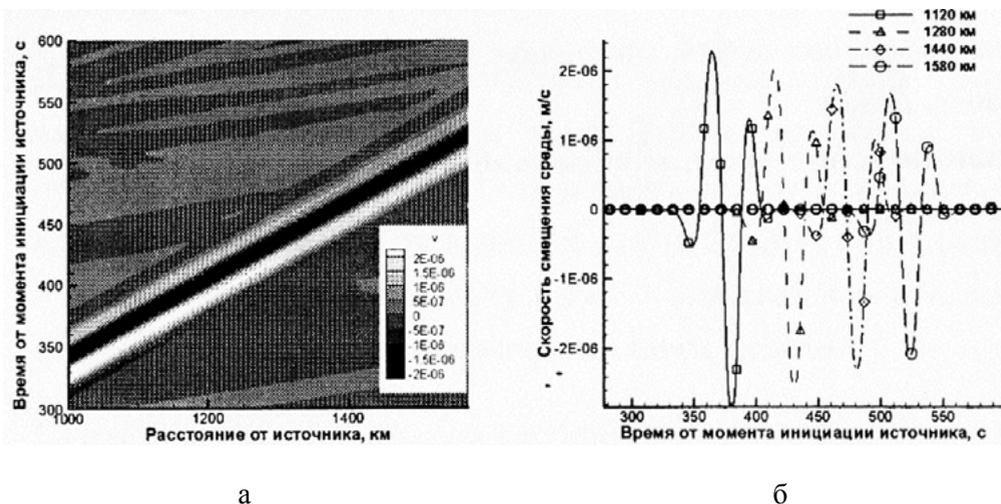


Рис. 4.31

В данной ситуации она оказывается примерно 3.1 км/с, это значение согласуется с наблюдениями. То же значение получается по динамике сейсмического сигнала на четырех последовательных датчиках (см. рис. 4.31б).

Еще один метод анализа модельных данных – сопоставление оценки динамической перегрузки, вызванной головной УВ Челябинского метеороида, с данными, полученными в ходе газодинамического расчета. За оценку динамической перегрузки выбирается диапазон значений 3–5 кПа, по причине того, что при избыточном давлении, большем 7 кПа, происходит частичное обрушение стен и крыш зданий, чего при Челябинском событии не происходило. На рис. 4.32 представлены картины распределения динамического давления (в Па) от головной УВ для варианта 1 в момент $t = 13$ с (а) при достижении максимальной перегрузки и в момент $t = 28$ с (б).

Из графиков видно, что максимальное значение динамической перегрузки, равное 4 кПа, является средним значением оценки динамической перегрузки, то есть находится в согласии с реальным явлением.

Таким образом, показана пригодность предложенной математической модели для комплексного исследования влияния головной УВ метеороида на поверхность Земли на примере Челябинского космического тела. Анализ сейсмического сигнала, скорости распространения поверхностной волны и распределения динамического давления от головной УВ при сопоставлении с реальными данными, измеренными на сейсмостанции г. Обнинск, подтверждают этот вывод.

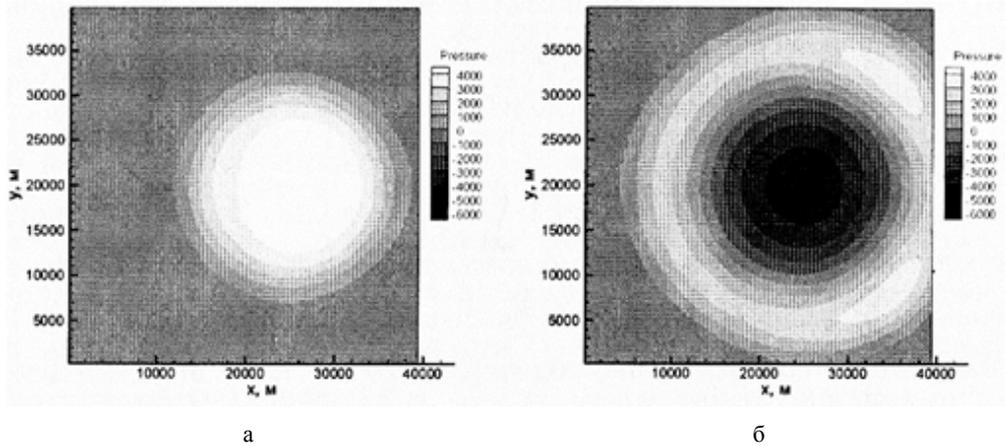


Рис. 4.32

В работах [Светцов и др., 2017; Артемьева и др., 2017] численно моделировались падения относительно небольших (но больших Челябинского метеороида) астероидов и ледяных тел размером 30–100 м, которые тормозятся в атмосфере, не достигая земной поверхности, но оказывают заметное сейсмическое воздействие на нее посредством УВ. Изучение этих сейсмических процессов и оценка их негативного воздействия на окружающую среду, естественно, являются актуальными аспектами проблемы АКО.

Поверхностные волны Рэлея, вызванные воздействием воздушной УВ после падения Тунгусского космического тела в 1908 г., были зарегистрированы рядом сейсмических станций, а магнитуда сейсмического источника была оценена в пределах от 4.8 до 5.4 [Пасечник, 1976]. Чулымский метеороид инициировал сейсмическое возмущение магнитудой 3.4 ± 0.3 [Овчинников, Пасечник, 1988]. Магнитуда сейсмического воздействия, вызванного Челябинским болидом, по регистрации волны Рэлея оценивалась величиной от $M_s = 3.7 \pm 0.3$ [Tauzin et al., 2013] до $M_s = 4.0 \pm 0.3$ [Brown et al., 2013]. Энергия соответствующего взрыва определялась в [Brown et al., 2013] посредством теории генерации поверхностных волн высотными ядерными взрывами [Harkrider et al., 1974] величиной 420 ± 200 кт ТНТ.

Магнитуду сейсмического события можно определить, зная распределение давления на поверхности Земли $p(x,y,t)$. В [Светцов, 2007] для этого был предложен метод, основанный на решении задачи Лэмба для полупространства. Сначала вычисляется спектр давления:

$$p(\omega, k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (p(x, y, t) - p_0) \exp[-(k_x x + k_y y + \omega t)] dx dy dt, \quad (4.46)$$

где p_0 – атмосферное давление на поверхности; k_x, k_y – волновые числа, ω – частота волн.

Затем вычисляется величина A_R , пропорциональная энергии возбуждаемых поверхностных волн:

$$A_R = \frac{1}{p_0(\omega_2 - \omega_1)} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left| p \left(\omega, \frac{\omega}{c_R \sqrt{2}}, \frac{\omega}{c_R \sqrt{2}} \right) \right| \omega d\omega, \quad (4.47)$$

где пределы интегрирования $\omega_1 = 0.25\text{c}^{-1}$ и $\omega_2 = 0.42\text{c}^{-1}$ выбираются в соответствии с диапазоном регистрируемых частот поверхностных волн при воздушных взрывах, c_R – фазовая скорость волны Рэлея (3.5 км/с). Для определения магнитуды сейсмического источника используется формула, основанная на опубликованном экспериментальном материале по мощным высотным взрывам и сравнении результатов вычислений с данными измерений [Светцов и др., 2017]:

$$M_S = \lg A_R + 4.92, \quad (4.48)$$

где размерность A_R в км^2 .

Итак, численно исследуются воздействия УВ, инициированных в атмосфере «взрывающимися» каменными и ледяными космическими телами, на земную поверхность при их диаметрах в 30, 50 и 100 м, со скоростями входа в атмосферу от 11 до 70 км/с и углами входа от 15° до 19° . Задача решается в два этапа [Шувалов и др., 2013]. На первом этапе моделируется движение тела в атмосфере в системе координат, связанной с этим падающим телом, при учете его торможения, деформации, фрагментации и испарения на основе уравнений и численной схемы, приведенных в работе [Шувалов, Трубецкая, 2007]. Полученные после почти полного торможения тела распределения газодинамических и термодинамических характеристик в атмосфере выбираются за начальные условия для второго этапа. На этом этапе в системе координат, связанной с земной поверхностью, моделируется распространение воздушной УВ в атмосфере и вычисляются распределения избыточного давления на этой поверхности, полагаемой твердой и непроницаемой, в различные моменты времени. Эти распределения подставляются в соотношения (4.46) – (4.48), определяя сейсмический эффект воздействия УВ.

На рис. 4.33 приведены изолинии избыточного давления (отнесенного к давлению у поверхности Земли $-p/p_0 - 1$) на поверхности Земли для моментов времени $t = 5, 15, 30$ и 60 с после контакта УВ с поверхностью, инициированной каменным метеороидом (астероидом) диаметром 50 м с плотностью 3300 кг/м^3 , со скоростью входа в атмосферу 20 км/с и углом входа 30° (движение по направлению оси X справа налево).

Область, охваченная УВ, по конфигурации близка к эллиптической, давление в ней существенно выше в тыльной части относительно направления движения. Максимальная относительная величина избыточного давления уменьшается за время от момента $t = 5$ с до $t = 60$ с более чем в 3 раза от значения 0.34 до 0.1.

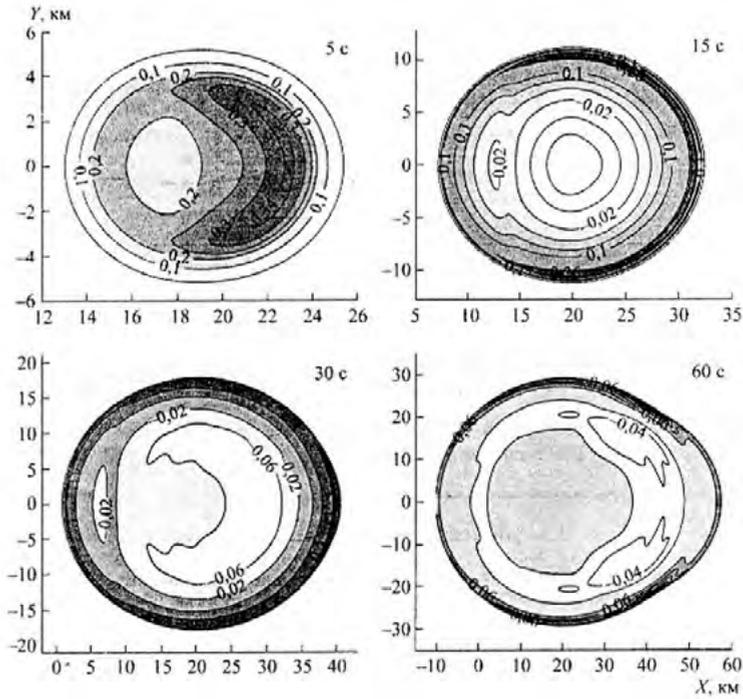


Рис. 4.33

На рис. 4.34 построены зависимости магнитуд сейсмических событий M_s от кинетических энергий E космических тел разных размеров, с различными скоростями и углами входа в атмосферу (то есть для всех рассчитанных вариантов).

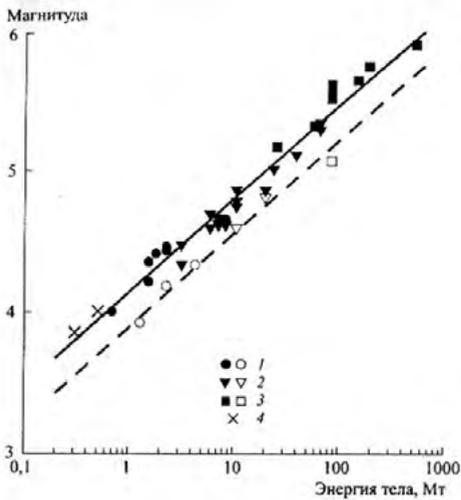


Рис. 4.34

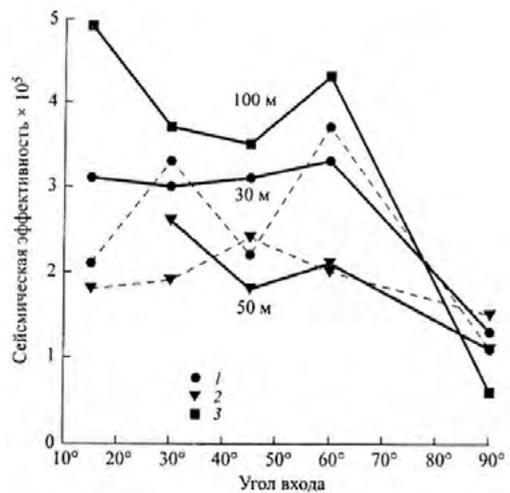


Рис. 4.35

Размеры тел на рисунке: 30 м (1), 50 м (2), 100 м (3) (незаполненные символы отвечают вертикальным ударам – углом входа 90°); 4 – магнитуды, полученные в работе [Светцов, Шувалов, 2014] для падения Челябинского метеороида, в предположении, что его энергия составляла 300 и 500 кт.

Оказывается, что при заданной энергии тела E магнитуда M_s слабо и довольно хаотично зависит от скорости тела, его размера и плотности, так как M_s слабо зависит от высоты взрыва [Harkrider et al., 1974; Светцов, Шувалов, 2014]. Хаотичность связана с тем фактом, что разрушение тела при его торможении неустойчиво, и энерговыделение на заключительном участке траектории поэтому может различаться в разных вариантах расчета для тел с одними и теми же параметрами [Шувалов, Трубецкая, 2007]. Кроме того, при вертикальных ударах магнитуда уменьшается в силу потерь энергии из-за движения пара и воздуха вверх вдоль баллистического следа, остающегося в атмосфере после торможения тела.

При исключении вертикальных падений зависимость $M_s(E)$ хорошо аппроксимируется формулой:

$$M_s = (2/3)\lg E - 6.27 \pm 0.3, \quad (4.49)$$

где E измеряется в Дж. На рис. 4.34 зависимость (4.49) представлена сплошной прямой линией. В свою очередь, вертикальные падения с большей точностью аппроксимируются формулой:

$$M_s = (2/3)\lg E - 6.53. \quad (4.50)$$

На рис. 4.34 зависимость (4.50) представлена штриховой прямой линией. Классическое выражение для сейсмической энергии E_s имеет вид:

$$M_s = (2/3)(\lg E_s - 4.8).$$

Откуда для сейсмической эффективности E_s / E получается соотношение:

$$\lg(E_s / E) = -4.6 \pm 0.3.$$

Следовательно, сейсмическая эффективность с точностью до множителя 2 равна $E_s / E = 2.5 \times 10^{-5}$. Для вертикальных падений сейсмическая эффективность составляет около 1×10^{-5} .

На рис. 4.35 приведена зависимость сейсмической эффективности от угла входа метеороида в атмосферу со скоростью 20 км/с (сплошные линии отвечают воздействию на поверхность УВ, инициированных каменными телами, штриховые – ледяными телами. Размеры тел: 30 м (1), 50 м (2), 100 м (3)). Видно, что отсутствует явная зависимость E_s / E от размера и плотности тела, а также от угла входа вплоть до 60° . Только для угла 90° сейсмическая эффективность у всех тел уменьшается.

Средняя величина $E_s/E = 2.5 \times 10^{-5}$ здесь в 4 раза меньше величины сейсмической эффективности, которая обычно принимается для ударов метеороидов о земную поверхность [Collins et al., 2005]. Она же с точностью до множителя 2 согласуется с сейсмической эффективностью, присущей экспериментальным и расчетным воздушным взрывам [Светцов, 2007; Светцов, Шувалов, 2014].

В работе [Хазинс и др., 2018] исследована сейсмическая эффективность не только от ударов воздушной УВ падающих космических тел, но и от ударов непосредственно самих тел, а в работе [Никитин и др., 2013] изучено воздействие сейсмике от таких ударов на здания и сооружения.

4.2. ПАДЕНИЕ МЕТЕОРОИДОВ В ВОДНЫЕ АКВАТОРИИ ЗЕМЛИ

Падение космических тел при их столкновениях с Землей в водную акваторию, а не на сушу, происходит чаще, поскольку океаны, моря и озера занимают по площади $\sim 70\%$ общей поверхности нашей планеты. При ударе метеороида о водную поверхность часть его энергии трансформируется в гравитационные волны, образующиеся в воде. По аналогии с волнами, инициированными подводными землетрясениями, извержениями вулканов, подвижками дна и пр., их называют при падении крупного тела цунами – космогенными цунами.

Следует отметить, что до настоящего времени факт удара космического тела с образованием волн цунами ни разу в реальности не наблюдался. Тем не менее, некоторые специалисты считают, что ряд стихийных бедствий, связанных с цунами, были опосредственно вызваны именно падением космических тел. Так, в работе [Ведерников, Крюков, 2004] была отмечена возможность отрыва группы осколков от кометы Темпель-1 и их падение в океан возле Австралии в конце декабря 2004 г., приведшее к 30-метровому заглублению тектонической плиты. А сдвиг между соседними плитами привел к образованию мощной волны цунами, породившей ужасающую водную катастрофу с 240 тысячами жертв, причиной которой было признано сильное подводное землетрясение. Но первопричиной, на самом деле, явилось столкновение с осколками кометы, на что указывало обнаруженное американскими и французскими астрономами резкое увеличение на это время скорости вращения Земли и отклонение ее оси на несколько градусов [Ведерников, Крюков, 2004].

В работе [Андрущенко и др., 2022] рассмотрен другой случай возникновения мощного цунами, вызванного, на первый взгляд, непосредственно эксплозией вулкана Кракатау в августе 1883 г. [Диденкулова, 2006], но, на самом деле, опосредственно вероятным падением осколков неизвестной кометы, обнаруженных именно в это время астрономом Х. Бонильей [Bonilla, 1885; Billion-ton comet have..., 2011], которое радикально усилило эту эксплозию и породившее ею цунами до уровня глобальной катастрофы, приведшей к гибели примерно 40 тысяч человек, причем почти целиком вследствие наката волн цунами на берег.

В настоящее время некоторые специалисты выдвинули гипотезу, что общепланетарный катаклизм, известный как библейский Всемирный потоп, произошел из-за падения в океан гигантского астероида (или ядра кометы). Кинетическая энергия от его удара по водной акватории вызвала образование чудовищного суперцунами, затопившего огромные территории на всех континентах. Кроме того, это явление сопровождалось мощнейшим парообразованием, вызвавшим многодневные (согласно библии, сорок дней и ночей) обильные ливни, которые удерживали в течение длительного времени уровень воды от затопления волнами цунами на критическом уровне [Валентинов, 2014].

Таким образом, изучение падения космических тел в водные акватории является важнейшим аспектом АКО, а поскольку в реальности такие события не наблюдались, единственными инструментами исследования этого феномена остаются методы математического и лабораторного экспериментирования [Немчинов и др., 1994; Букреев, Гусев, 1995 и 1996; Ward, Asphaug, 2000], хотя в последнем случае возникают проблемы перехода от малых лабораторных масштабов к весьма значимым масштабам явления падения крупных метеороидов в водную поверхность.

Моделирование динамики образования каверны в толще воды из струйных выбросов, формирование и распространение поверхностных волн, вызванных высокоскоростным ударом космического тела по водоему (океану, морю, озеру), можно разделить на четыре стадии: 1) образование ударного кратера в воде и в дне водоема и выброс из него воды, пара и донных пород; 2) возмущение этого кратера-полости в ходе схлопывания и генерация в результате этого централизованной волновой системы; 3) распространение волны в близкой к месту удара зоне возмущения; 4) распространение волновой системы на дальних расстояниях.

Часто при численных расчетах первой стадии используются уравнения для сжимаемой невязкой жидкости, второй – уравнения Навье-Стокса для несжимаемой жидкости (или уравнения мелкой воды). На третьей и четвертой стадиях численное моделирование базируется на уравнениях мелкой воды (см., например, [Petrenko, Marchuk, 2004]).

Следует также отметить, что задачи именно о космогенных цунами чаще решаются связными, то есть с учетом взаимодействия метеороида-ударника и водной среды (для крупных тел еще и твердой донной среды), и реже путем задания начальной каверны-пузыря в слое жидкости, инициированной падением некоего виртуального космического тела, а далее рассмотрение волнообразования на поверхности воды в результате возмущений, вызванных ее схлопыванием (см. ниже).

4.2.1. Экспериментальное исследование генерации волн на поверхности водоема при вертикальном падении в него твердого тела (плоский случай)

В работах [Букреев, Гусев, 1995 и 1996] основное внимание уделяется опытному исследованию гравитационных волн для оценки последствий от падения

метеороида в водную среду. Для волн, генерируемых таким падением тел, ситуация осложняется тем фактом, что при достаточно интенсивном возмущении имеют место разрыв сплошности жидкости, выброс струй в атмосферу и обрушение волн. Подобные процессы являются серьезным препятствием для многих методов теоретического анализа при их изучении. В связи с этим следует отметить метод, предложенный в работе [Якимов, 1981], в которой качественно предсказаны сложные процессы в окрестности тела, с их последующей иллюстрацией фотоснимками.

В данных же работах пополняется имеющаяся экспериментальная информация о плоских волнах, причем в опытах в основном исследовались эффекты, связанные с конечной глубиной жидкости. В системе имеется критическая скорость $c = (gh)^{1/2}$, где g – ускорение свободного падения, h – глубина жидкости. Тогда при достижении скоростью жидкости этого критического значения волна может обрушиться, и возникает вопрос, какая доля энергии возмущения и в какой форме сохранится после обрушения. Кроме гравитационных волн, в опытах исследуются сопутствующие процессы в окрестности тела (см., например, [Goro et al., 1987]).

Постановка задачи и обозначения приведены на рис. 4.36.

Прямоугольный бассейн с горизонтальным дном длиной $L = 4.3$ м и шириной $B = 0.2$ м заполнен водой на уровне h , которая до падения тела покоится. В момент $t = 0$ в воду с высоты H свободно падает твердое тело. В одном случае прямоугольный параллелепипед с размерами l, b, H_1 , в другом – клин с параметрами α, b, H_1 (рис. 4.36), причем $H_1 > h$, что означает непогружение верхней кромки тела в жидкость, и $b \approx B$, это означает, что волны оказываются практически плоскими.

Из физических параметров в опытах варьировалась только плотность тела $\rho_1 (\rho_1 > \rho)$, где ρ – плотность жидкости). Из геометрических параметров варьировались h, H, H_1, l и α . Значения этих параметров ниже приводятся в безразмерном виде:

$$H^0 = H/h, H_1^0 = H_1/h, l^0 = l/h, x^0 = x/h, \rho^0 = (\rho_1 - \rho)/\rho.$$

Используется неподвижная система координат (см. рис. 4.36). Аппаратурой регистрируются: закон движения тела $y_*(t)$ – вертикальная координата нижней кромки тела, η – отклонение свободной поверхности от положения равновесия и пр., причем оценки среднеквадратичной меры погрешности измерений лежали: для амплитудных характеристик волн в пределах 2%, для фазовых – в пределах 3%.

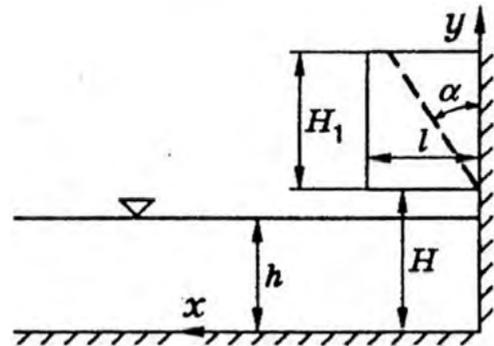


Рис. 4.36

Приводимые результаты получены при падении тела вдоль одной из торцевых стенок бассейна. Выполнены и контрольные опыты, в которых параллелепипед удвоенной длины $2l$ и клин с удвоенным углом при вершине 2α падает в середине бассейна. Найдено, что максимальное различие имеют амплитудные характеристики волн, не превышавшие 7%, вследствие влияния зазора при падении тела вдоль торцевой стенки [Букреев, Гусев, 1996].

На генерацию гравитационных волн приходится только часть кинетической энергии тела, вносимой в жидкость; и чем интенсивнее возмущение, тем большая доля его энергии рассеивается в сложных процессах вблизи тела. На рис. 4.37 приводятся типичные формы возмущений, присущие для падения параллелепипеда на мелкую воду (здесь 1 – свободная поверхность, 2 – дно бассейна, 3 – параллелепипед, 4 – горизонтальная струя, 5 – объем воздуха).

Снимки на рис. 4.37а-е получены при следующих значениях определяющих параметров: $h = 8$ см, $H^0 = 3.75$, $H_1^0 = 2.26$, $I^0 = 1.15$, $\rho^0 = 0.215$. На рис. 4.37а представлена ранняя стадия эволюции каверны и брызговой струи, которая вертикальна (как и было предсказано теоретически в [Якимов, 1973]). Границы каверны и переднего фронта возмущения меняются с высотой монотонно. На рис. 4.37б струя достигает большой высоты, дно канала обнажается, границы каверны и фронта волны уже немонотонны; и, кроме вертикальной струи из основной массы жидкости выбрасывается горизонтальная струя 4. На рис. 4.37в, полученном примерно через 0.1с после рис. 4.37б, отмечено уменьшение скорости в брызговой струе. На рис. 4.37г регистрируется заключительная стадия схлопывания каверны и генерации брызговой струи. В этом опыте имеет место и интенсивная диссипация механической энергии на значительных удалениях от упавшего тела вследствие обрушения переднего фронта возмущения, три стадии которого изображены снимками на рис. 4.37 г-е (последний из них относится к расстояниям от тела примерно $x^0 = 30h$). По причине отсутствия энергетической подпитки процесс обрушения со временем прекращается, и волны становятся гладкими. В данном опыте передний фронт гладких волн распространяется со скоростью, существенно превышающей критическую, и на больших удалениях от тела формируются две уединенные волны.

Снимки на рис. 4.37ж, з получены для опыта с одним отличающимся геометрическим параметром – $H^0 = 1$. В нем брызговые струи вообще не образуются, а передний фронт не обрушивается. В этом случае каверна достаточно быстро схлопывается, из-за этого в жидкость захватывается значительный объем воздуха 5. В этом опыте передний фронт возмущения также распространяется со сверхкритической скоростью, тем не менее, на больших удалениях формируется лишь одна уединенная волна. Если еще уменьшить возмущение (параметр H^0), то формируется нестационарный диспергирующий цуг волн, который распространяется с докритической скоростью.

Эффекты, проиллюстрированные на рис. 4.37а-е, качественно объясняются анализом нестационарного процесса соударения встречных струй в поперечном поле силы гравитации, проведенным в [Якимов, 1981]. При этом возмущение, создаваемое клином, существенно отличается от такового, вносимого

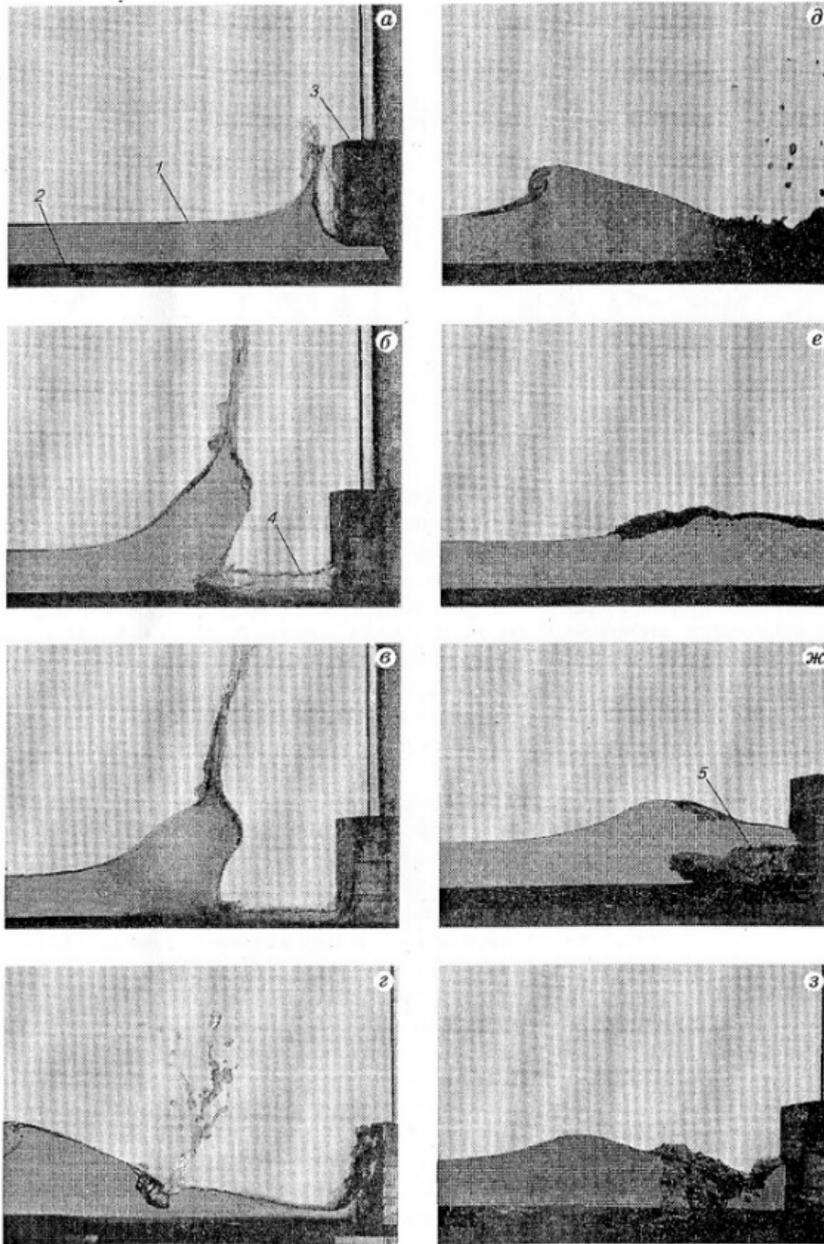


Рис. 4.37

параллелепипедом, тем фактом, что для клина импульс движущейся под его воздействием массы жидкости направлен под углом к горизонту, из-за чего значительная доля энергии возмущения трансформируется в брызговые струи. Именно это объясняет факт, что в этих опытах в случае падения клина не удалось получить гравитационных волн, распространяющихся со сверхкритической скоростью.

На рис. 4.38 приведены типичные для проведенных опытов графики траектории $y_*(t)$ и скорости $V(t)$ движения параллелепипеда при следующих значениях определяющих параметров явления: $h = 8$ см, $H^0 = 2.5$, $H_1^0 = 2.26$, $l^0 = 0.575$, $\rho^0 = 0.215$. При $t < t_*$ он движется по закону свободного падения в отсутствии трения, при касании поверхности воды в момент $t = t_*$ его скорость резко уменьшается и возникают ее незначительные колебания. При касании дна его скорость практически нулевая.

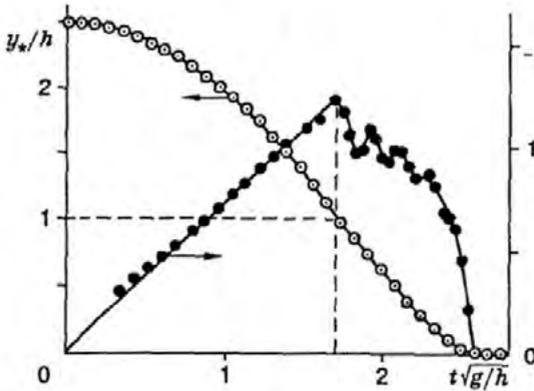


Рис. 4.38

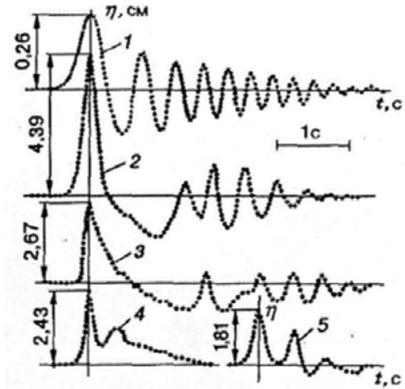


Рис. 4.39

На рис. 4.39 представлены записи волн посредством неподвижного волномера. Волна 1 соответствует опыту с клином при $h = 4.5$ см, $H^0 = 4.3$, $H_1^0 = 4.4$, $\alpha = 26.5^\circ$, $\rho^0 = 0.4$ на расстоянии по горизонтали $x^0 = 26$. Скорость распространения первого гребня $c = 0.864c_*$, то есть меньше критической, что характерно для слабых интенсивностей возмущения. Такие волны нестационарны и со временем диспергируют. Волна 2 соответствует опыту с параллелепипедом при $h = 8$ см, $H^0 = 2.9$, $H_1^0 = 2.26$, $l^0 = 0.575$, $\rho^0 = 0.215$ на расстоянии $x^0 = 16$. В этом опыте обрушения переднего фронта не происходит, и первый гребень распространяется со сверхкритической скоростью $c = 1.06c_*$. За этим гребнем образуется протяженная впадина, по которой с докритической скоростью распространяется цуг знакопеременных волн. Графики 3–5 показывают развитие одного и того же возмущения при падении параллелепипеда при значениях параметров: $h = 4$ см, $H^0 = 4.75$, $H_1^0 = 4.5$, $l^0 = 1.15$, $\rho^0 = 0.215$. Здесь варьируется значение x^0 : графики 3, 4 соответствуют $x^0 = 31.5$ и 89 , соответственно. Волна 5 зарегистрирована на расстоянии $x^0 = 89$, но после ее отражения от вертикальной боковой стенки бассейна, расположенной на расстоянии $x^0 = 108$. В последнем опыте реализуется обрушение переднего фронта возмущения при $x^0 < 60$, в нем же при больших временах формируются две уединенные волны.

Если обрушения первого гребня не происходит или он уже завершился, последующая трансформация этого гребня происходит весьма медленно. Это

видно по опытным данным, представленным на рис. 4.40 – 4.41 и очень важно для прикладных проблем: плоские волны, вызванные падением тел, могут иметь весьма значительные амплитуды и скорости распространения даже на очень больших расстояниях.

На рис. 4.40а приведены данные о скорости распространения первого гребня в серии экспериментов падения параллелепипеда с параметрами: $h = 8$ см, $H^0 = 2.5$, $H_1^0 = 2.26$, $l^0 = 0.58$, $\rho^0 = 0.215$. Варьируется параметр H^0 . Линии 1-5 соответствуют $H^0 = 3.75, 2.5, 1.25, 1.0, 0.63$. Видно, что в этом диапазоне параметров и в пределах точности измерений величина $c/(gh)^{1/2}$ не зависит от x^0 , во всяком случае, при $x^0 \geq 8.5$.

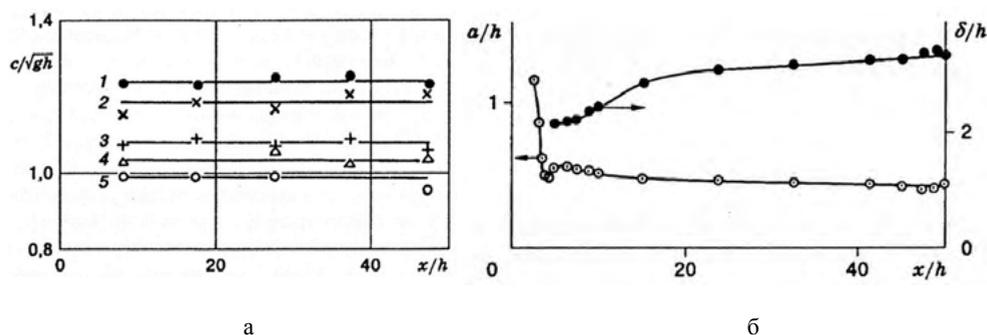


Рис. 4.40

На рис. 4.40б представлена зависимость высоты a и характерной ширины δ первого гребня в опытах с параллелепипедом при $h = 8$ см, $H^0 = 2.5$, $H_1^0 = 2.26$, $l^0 = 0.58$, $\rho^0 = 0.215$. δ – это ширина гребня на уровне $y = h + a/2$. Быстрое изменение a и δ здесь имеет место только при $x^0 < 20$. Последующее существенно более медленное изменение этих величин обусловлено как процессом формирования уединенной волны, так и влиянием вязкости.

На рис. 4.41 более детально представлена трансформация первого гребня в условиях, указанных на рис. 4.40б. Волна 1 зарегистрирована при $x^0 = 16$, 2 – при $x^0 = 19.8$. Видно, что самые значительные изменения имеют место на заднем фронте. Очевиден также факт быстрого отставания знакопеременного цуга волн от переднего гребня, скорость распространения которого здесь равна $1.06c_*$.

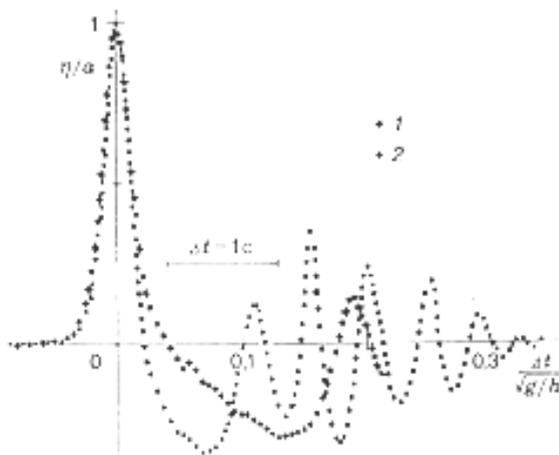


Рис. 4.41

Оценим для волны 5 на рис. 4.39 часть энергии начального возмущения, уносимую на большие расстояния от точки падения. Энергия, вносимая падающим телом в воду, равна:

$$E_0 = \rho_1 l b H_1 (gH - V_0^2 / 2), \quad (4.51)$$

где V_0 – скорость тела при касании дна. Принимая во внимание данные на рис. 4.38, можно положить $V_0 \approx 0$. В рассматриваемом случае на больших расстояниях формируются две уединенные волны, в которых и сосредоточена основная энергия, ими уносимая. Проведенный теоретический анализ (например, в работе [Сретенский, 1977]) для энергии одной уединенной волны дает формулу:

$$E_s = 8B\rho g (a_s h / 3)^{3/2} \left[1 + 9(a_s^0)^2 / 10 + 21(a_s^0)^4 / 40 + (a_s^0)^6 / 8 + O((a_s^0)^8) \right], \quad (4.52)$$

где a_s – амплитуда уединенной волны, $a_s^0 = a_s / h$. При $a_s^0 \ll 1$ получается известная формула Рэля. Часто используется и другая формула:

$$E_s = 4B\rho g \lambda a^2 / 4, \quad (4.53)$$

где λ – характерная длина уединенной волны, получаемая при сравнении правых частей формул (4.52) и (4.53).

Вычисления по формулам (4.51) и (4.52) для рассматриваемого случая приводят к соотношению $[(E_s)_1 + (E_s)_2] / E_0 = 0.024$ (здесь индексы 1 и 2 относятся к номеру волны).

Эта оценка показывает, насколько сложно чисто аналитически описать гравитационные волны, имея лишь данные об энергии падающего тела, если она весьма велика. Однако следует иметь в виду, что при всей сложности процессов около тела многообразии гравитационных волн на больших расстояниях от него невелико. При прогнозах же катастрофических последствий от падения космических тел с неизвестными массой и скоростью следует принять во внимание, что основную опасность представляют собой уединенные волны предельной амплитуды, теория которых весьма хорошо развита. По теории Рэля предельная амплитуда плоских стационарных уединенных волн равна h (см., например, работу [Каранут, 1994]).

4.2.2. Цунамиподобные волны на поверхности водоемов, вызванные схлопыванием полости-каверны (аналитическое и численное исследования)

В работах [Ward, Asphaug, 2000; Левин, Носов, 2005] качественно исследуются не взаимодействия метеороидов с водной средой, а распространения генерируемых в ходе возмущения полостей-каверн, возникающих в результате падения виртуального метеороида-ударника, в виде волновых возмущений.

Так, предполагается, что при вертикальном падении такого тела на начальной стадии создается радиально симметричная полость, описываемая функцией:

$$\xi_0(r) = D_C(r^2/R_C^2 - 1)[1 - \theta(r - R_D)], \quad (4.54)$$

где D_C – глубина полости, R_C и R_D – внутренний и внешний радиусы полости, θ – ступенчатая функция Хевисайда. Ситуация, когда $R_D = R_C$ отвечает выбросу жидкости в атмосферу или ее испарению; начальное возмущение тогда представляет собой впадину (см. рис. 4.42а). При $R_D = R_C\sqrt{2}$, жидкость, выброшенная из полости-каверны, образует внешнюю кольцевую структуру в виде всплеска или кольцевого вала, причем ее объем равен объему жидкости, выброшенной из полости [Ward, Asphaug, 2000] (см. рис. 4.42б).

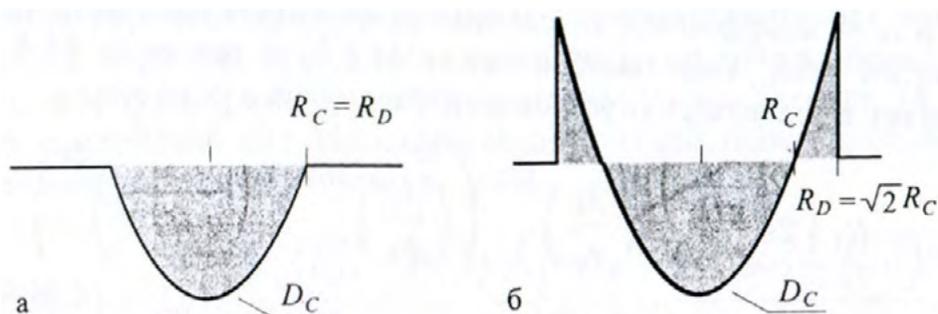


Рис. 4.42

При знании формы каверны оценивается энергия цунами как потенциальная энергия начального возвышения:

$$E_T = (\pi\rho_6 g / 2)(D_C R_D)^2 \left[1 - (R_D / R_C)^2 + 1/3(R_D / R_C)^4 \right], \quad (4.55)$$

где ρ_6 – плотность воды, g – ускорение свободного падения. В случае $R_D = R_C\sqrt{2}$ формула (4.55) сводится к виду:

$$E_T = (\pi\rho_6 g / 3)(D_C R_C)^2. \quad (4.56)$$

В энергию цунами переходит только часть ε кинетической энергии падающего метеороида E_I :

$$E_T = \varepsilon E_I = \varepsilon \rho_I (4\pi / 3) R_I^3 V_I^2 / 2, \quad (4.57)$$

где ρ_I , R_I , V_I – плотность, радиус и скорость падающего метеороида. Эта же доля энергии метеороида, переходящая в энергию цунами, отнюдь не является постоянной величиной, а зависит как от свойств слоя жидкости, так и падающего тела.

Глубина полости из формул (4.56) и (4.57) представляется в виде:

$$D_C = \left(2\varepsilon \rho_I R_I^3 V_I^2 / \rho_6 g R_C^2 \right)^{1/2}. \quad (4.58)$$

Предполагая, что связь между глубиной полости и ее радиусом имеет вид:

$$D_c = qR_c^\alpha, \quad (4.59)$$

где q и α – коэффициенты, характеризующие свойства метеороида и слоя жидкости. При подстановке (4.59) в (4.58) получим выражение для радиуса полости:

$$R_c = R_l \left(2\varepsilon \frac{V_l^2}{gR_l} \right)^\delta \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/3} \left(\left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/3-\delta} \left(\frac{1}{qR_l^{\alpha-1}} \right)^{2\delta} \right), \quad (4.60)$$

где $\delta = 1 / (2\alpha + 2)$. Вид формулы (4.60) соответствует известному соотношению для радиуса ударного кратера, выведенного в работе [Schmidt, Holsapple, 1982]:

$$R_c^{SH} = R_l \left(\frac{1}{3.22} \frac{V_l^2}{gR_l} \right)^\beta \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/3} \left(\frac{C_T}{1.24} \right), \quad (4.61)$$

где β и C_T – параметры, зависящие от свойств слоя жидкости. Для воды их значения $\beta = 0.22$ (тогда $\alpha = 1/(2\beta) - 1 \approx 1.27$), $C_T = 1/88$. Сравнивая формулы (4.60) и (4.61), получим, что в энергию цунами переходит только $\sim 16\%$ кинетической энергии падающего метеороида ($\varepsilon = 1/(2 \times 3.22) \approx 0.16$). Это, конечно, весьма приблизительная оценка, верная для случая, когда величина ε не подвержена сильным изменениям.

Коэффициент q в соотношении (4.59) мало меняется при варьировании размера подающего метеороида R_l и отношения плотностей ρ_l/ρ_g . Из формул (4.60) и (4.61) получается приближенная зависимость:

$$q \approx 0.39(\rho_g/\rho_l)^{0.26}(1/R_l^{0.27}). \quad (4.62)$$

При превышении плотностью метеороида плотности воды в три раза, величина q лежит в интервале от 0.1 ($R_l = 50$ м) до 0.054 ($R_l = 500$ м).

Для упрощения вычислений вместо соотношений (4.59) и (4.61) используются приближенные формулы при значениях определяющих параметров $V_l = 20$ км/с и $\rho_l/\rho_g = 3$ [Ward, Asphaug, 2000]:

$$R_c \approx 98R_l^{3/4}, \quad (4.63)$$

$$D_c \approx 0.64R_c. \quad (4.64)$$

На рис. 4.43 сплошные линии соответствуют формулам (4.59), (4.61), пунктирные – (4.63), (4.64). Отметим, что обычно диаметр полости-каверны в 2.5–3 раза превышает ее глубину, и что для метеороидов радиуса $R_l > 300$ м расчетная глубина полости D_c превышает глубину океана H . В этой ситуации полость-кратер образуется не только в слое воды, но и в дне океана. Во избежание усложнения задачи в [Ward, Asphaug, 2000] полагается, что при $D_c > H$, в формулах используется для расчетов прежним способом эффективная глубина полости, равная глубине океана: $D_c^{eff} = H$.

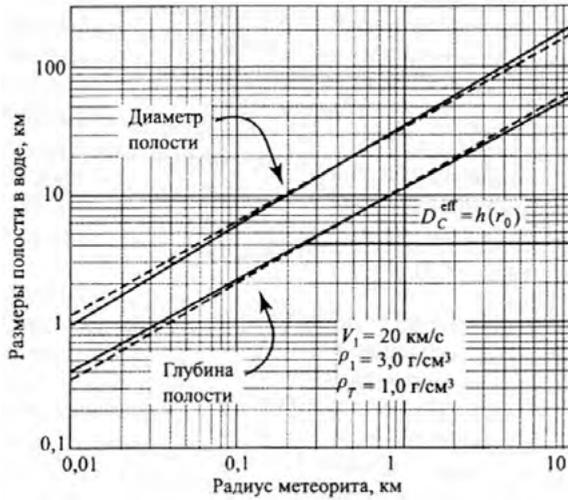


Рис. 4.43

На рис. 4.44 сравниваются формы полости-каверны, рассчитанные по формулам (4.59), (4.61), и полученные при вычислении с учетом значительно более сложной нелинейной модели в работе [Crawford, Mader, 1998]. Видно, что заметное различие результатов упрощенной и сложной нелинейной моделей наблюдается только во внешней кольцевой структуре, что для оценочных расчетов волн цунами из-за дисперсии и диссипации не играет заметной роли вдали от источника (точки падения). Результаты расчетов по обеим моделям, представленные на рис. 4.44, выполнены для момента времени $t = 25$ с при диаметре астероида $D_1 = 500$ м, скорости его падения $V_1 = 20$ км/с и его плотности $\rho_1 = 3320$ кг/м³ (глубина океана $H = 5$ км).

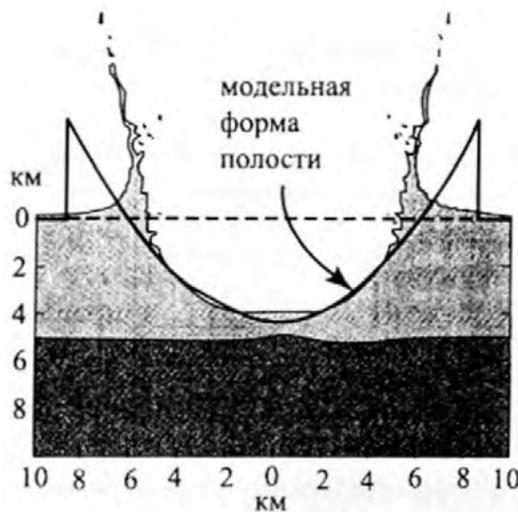


Рис. 4.44

Опишем эволюцию волн от начального возмущения (4.54), созданного падением метеороида, предполагая, что в момент времени, когда полость-каверна и кольцевой вал за ней сформировались, скоростью движения частиц воды можно пренебречь. Воспользуемся для описания волн линейной потенциальной теорией. Поскольку учет фазовой дисперсии в данной задаче принципиален, применение длинноволнового приближения недопустимо. Отметим, что по причине больших амплитуд волн, сравнимых с глубиной, использование линейной теории также не вполне корректно, тем не менее, для приблизительной оценки свойств космогенного цунами такой подход вполне оправдан.

В случае постоянной глубины океана развитие начального возмущения свободной поверхности, имеющего радиальную симметрию, описывается выражением вида [Левин, Носов, 2005]:

$$\xi(r, t) = \int_0^{\infty} k dk A(k) J_0(kr) \cos(\omega(k)t), \quad (4.65)$$

$$A(k) = \int_0^{\infty} r dr \xi_0(r) J_0(kr), \quad (4.66)$$

где $\xi_0(r)$ – функция, описывающая конфигурацию начального возмущения, J_0 – функция Бесселя первого рода 0-го порядка. Связь между циклической частотой и волновым числом определяется дисперсионным соотношением для гравитационных волн на воде $\omega^2 = gh \operatorname{th}(kh)$. При начальном возмущении, задаваемом формулой (4.54), преобразование Фурье-Бесселя (4.66) приводит к следующему виду зависимости амплитуды пространственных гармоник от волнового числа:

$$A(k) = D_c \frac{R_D \left((R_D^2 - R_C^2) k J_1(kR_D) - 2R_D J_2(kR_D) \right)}{R_C^2 k^2}. \quad (4.67)$$

На рис. 4.45 изображены в качестве примера волны, вызванные падением со скоростью 20 км/с метеороида радиуса 100 м, плотностью 3000 кг/м³, в океан глубиной 4 км [Ward, Asphaug, 2000]. В первые минуты после падения в окрестности точки погружения высота волн достигает гигантских амплитуд порядка 1 км и более.

На рис. 4.46 в безразмерных координатах приведены зависимости фазовой и групповой скоростей поверхностных гравитационных волн на воде от волнового числа. Здесь же представлено распределение амплитуд пространственных гармоник по волновым числам, рассчитанное в соответствии с конфигурацией начального возмущения (4.54) при внутреннем радиусе полости, равном глубине океана. Распределение амплитуд определяется функцией $|kA(k)|$ (величина $A(k)$ определяется из соотношения (4.67)).

Положение пространственного спектра по оси волновых чисел связано с радиусом полости-каверны. По этой причине, исходя из данных расчета при $R_C = H$, из которых следует, что максимум спектра приходится на значение

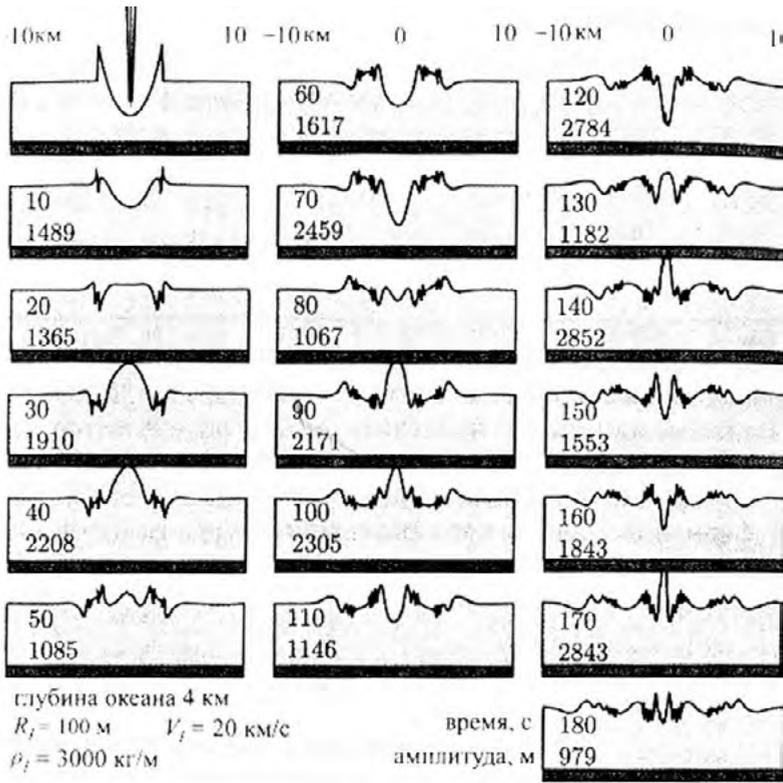


Рис. 4.45

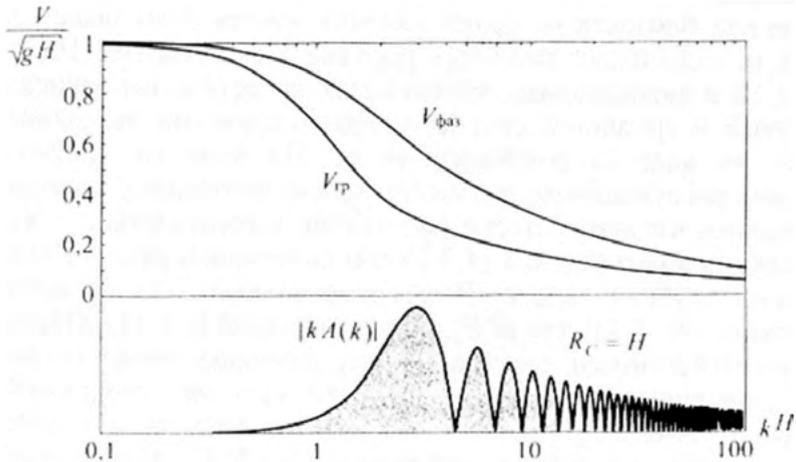


Рис. 4.46

$kH \approx 2/97$, можно написать формулу, дающую положение максимума в зависимости от радиуса полости $k_{max} \approx 2.97/R_c$. При пересчете на длины волн это отвечает $\lambda_{max} \approx 2.12R_c$ что немного больше диаметра полости. Применив дисперсионное соотношение, определяется период, отвечающий максимуму спектра

$T_{max} = 2\pi / \sqrt{gk_{max} \operatorname{th}(k_{max}H)}$. Так, для типичных значений параметров $R_C = H = 5$ км период составит $T_{max} \approx 83$ с. Если вспомнить, что диапазон периодов волн цунами $10^2 - 10^4$ с, то ясно, что порядки величин периодов волн, вызываемых падением метеороидов, отвечают самой короткопериодной области спектра цунами. Это существенно отражается на характере распространения космогенных цунами. Так, в отличие от волн цунами сейсмотектонического происхождения, космогенные цунами не имеют фронта, который распространяется со скоростью, присущей длинным волнам \sqrt{gH} . Из графиков на рис. 4.46 видно, что в их спектре нет компонент с необходимой длиной волны ($kH < 0.1$). Энергонесущие же компоненты будут распространяться существенно медленнее (при $R_C = H$ примерно в два раза), чем статистически обычные сейсмотектонические цунами.

Изложенные выше соображения подтверждаются прямым расчетом волн на больших временах, результаты которого приведены на рис. 4.47.

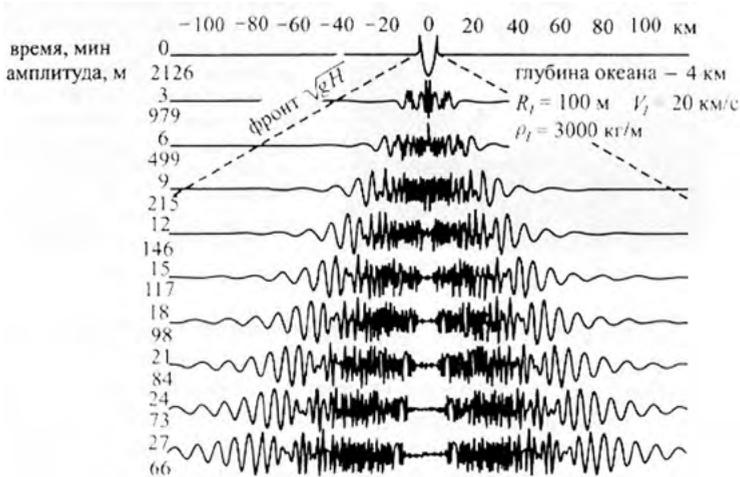


Рис. 4.47

В точке, соответствующей положению фронта длиной волны, видимый сигнал отсутствует. Волновой пакет, в котором при больших значениях времени лидируют длинноволновые компоненты, распространяется со скоростью более чем в два раза меньшей скорости длинных волн. При этом амплитуда волн со временем и при удалении от зоны зарождения быстро падает, если при $t \approx 3$ мин после падения метеороида она составляет более 2000 м, то через 27 мин уже менее 70 м. При этом волны значительной амплитуды за это время распространяются всего на 100 км от точки возмущения, в то время как за это время длинные волны распространились бы на расстояние более 300 км.

В ходе исследований авторами работы [Ward, Asphaug, 2000] было предложено соотношение, описывающее уменьшение амплитуды волн космогенных цунами при удалении от точки начального возмущения в океане постоянной

глубины, дающее изменение амплитуды этих волн только в связи с геометрическим фактором и фазовой дисперсией (то есть без учета диссипативных факторов и сферичности Земли). Кроме того, предполагалось, что при любых характеристиках падающего в океан метеороида начальная амплитуда волн не превосходит его глубину. Тогда

$$\xi_{max}(r) = \min(D_C, H)(1 + r/R_C)^{-\gamma}, \quad (4.68)$$

где $\gamma = 0.5 + 0.575 \exp(-0.035 R_C / H)$.

На рис 4.48 приведены графики зависимости (4.68) для метеороида плотностью $\rho_I = 3000 \text{ кг/м}^3$, достигшего поверхности океана со скоростью $V_I = 20 \text{ км/с}$, при варьировании постоянной глубины океана: $H = 1, 3, 5 \text{ км}$ и радиусом метеороида: $R_I = 0.1, 0.2, 0.4, 1, 2, 4, 10 \text{ км}$.

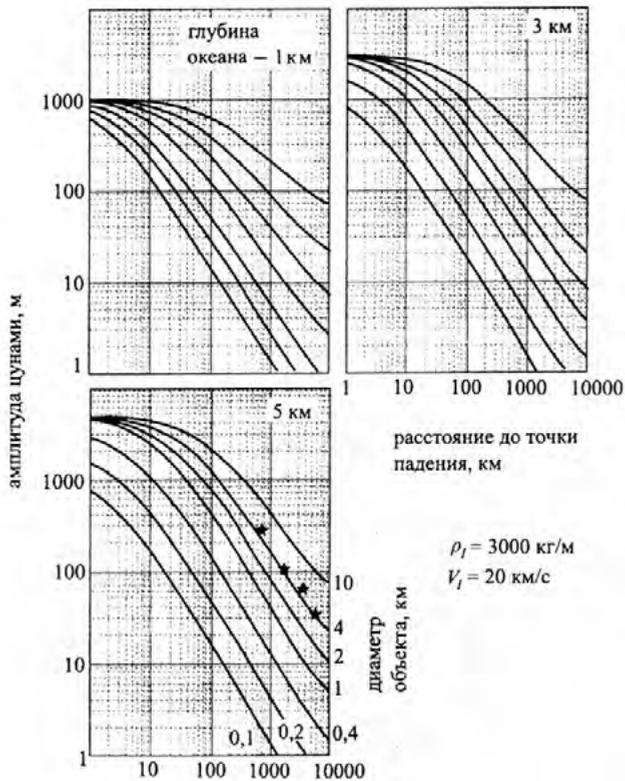


Рис. 4.48

Данные, приведенные на рис. 4.48, дают возможность оценить уровень опасности волн космогенных цунами – их высоту на различных расстояниях от точки падения метеороида в океан постоянной глубины. При этом следует учитывать, что при подходе к побережью эта высота увеличивается в несколько раз, то есть уровень опасности существенно возрастает [Левин, Носов, 2005].

В упомянутой выше работе [Petrenko, Marchuk, 2004] приведены результаты уже численного моделирования процесса возмущения водяной полости-каверны и образования центральной волновой системы в рамках теории мелкой воды (см. рис. 4.49). Полусферическая полость и возвышения уровня воды вокруг нее рассматривается как начальное положение водяной поверхности после вертикального удара виртуального метеороида, вода в этот момент, выбранный за начальный, неподвижна (см. рис. 4.49 (1)).

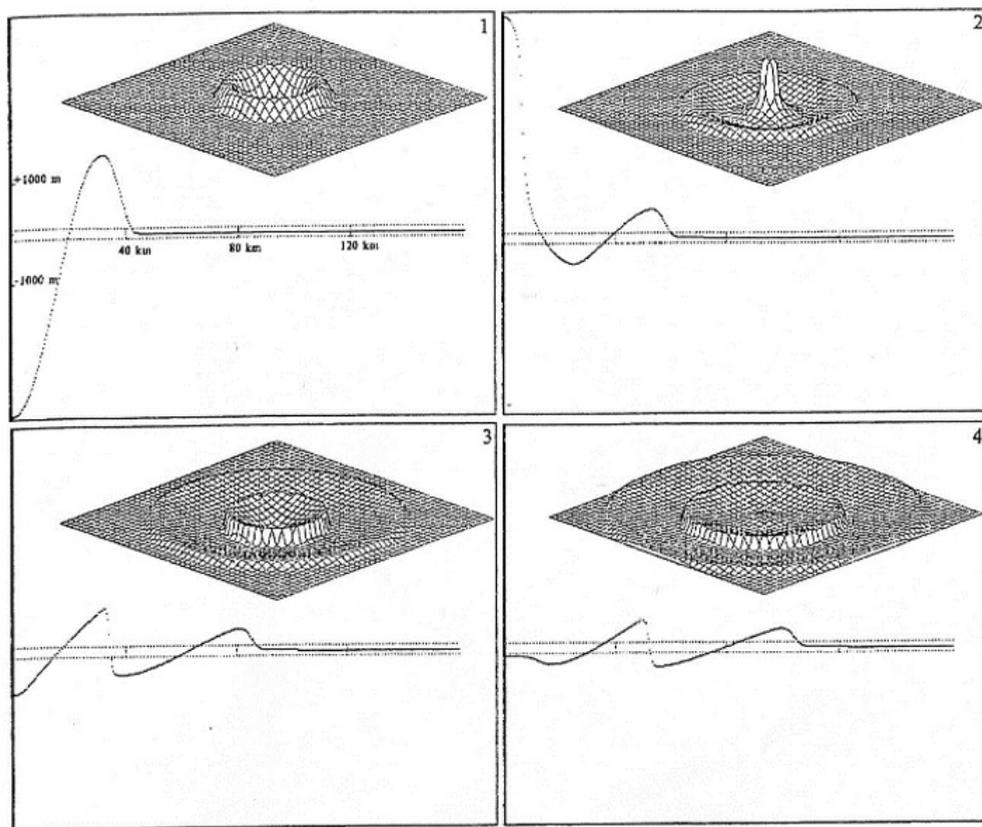


Рис. 4.49

На рис. 4.49 (2)–(4) приведены результаты расчетов последующих стадий эволюции процесса волнообразования. Показаны трехмерные фигуры в развитии волновой системы с возвышениями водной поверхности и ее углублениями. Графики высот (амплитуд) волн в зависимости от радиального расстояния от точки псевдоудара для этих четырех моментов времени в сечении вертикальной плоскостью, проходящей через эту точку, приведены в нижних частях рисунков. Точка удара расположена на них на левой границе, образовавшиеся волны распространяются слева направо (шкалы высот и расстояний показаны на рис. 4.49 (1)). Две параллельные горизонтальные пунктирные прямые на

рисунках показывают уровни плюс и минус 100 м от положения невозмущенной (средней) поверхности воды. В этом расчете использовались следующие значения параметров: глубина океана 4 км, начальное смещение уровня воды в центре полости-каверны – 3.5 км от невозмущенного уровня воды в океане, максимальная высота подъема воды 1.5 км над этим уровнем. Диаметр начального перемещения – возмущения 40 км (см. рис. 4.49 (1)).

Здесь представлены результаты начальной стадии процесса распространения поверхностных волн при схлопывании полости-каверны (при относительно небольших временах). Высота волны обратно пропорциональна расстоянию от центра полости. Во время распространения второй волны ее фронт становится очень крутым, и волна может опрокинуться. Формы волны в этом численном расчете типичны для класса гравитационных волн. Характерными особенностями этих волн являются: относительно короткий волновой период, очень крутой фронт второй волны (часто она трансформируется в бору) как результат нелинейности и больших величин амплитуды волны.

4.2.3. Генерация волн на поверхности жидкости при вертикальном падении в нее твердого тела (численные исследования)

Рассматривается полный расчет образования поверхностных волн, инициированных вертикальным падением абсолютно твердого тела в жидкость с учетом как самого волнообразования, так и зависимости параметров этих волн от характеристик тела [Левин, Надкритичный, 2011].

В качестве твердого тела выбирается цилиндр в одном случае с плоским затуплением головной части, в другом – с полусферическим. Поскольку возникающие волны нелинейны, то для их описания следует привлечь нелинейные модели волновой гидродинамики. В качестве модели движения жидкости выбираются уравнения мелкой воды в цилиндрической системе координат, которые численно решаются с использованием явной TVD схемы [Yee, Warming, 1985].

При погружении в жидкость цилиндр выступает в роли своеобразного поршня, который, вытесняя жидкость, испытывает сопротивление и теряет скорость. У боковой поверхности цилиндра уровень жидкости повышается и, достигнув некоторого значения, образует волну. Когда цилиндр перестает двигаться, сформированная волна отходит от его боковой поверхности. Со временем амплитуда этой волны уменьшается. В работе [Левин, Надкритичный, 2011] выявляется зависимость амплитуды образованных волн от параметров погружающегося тела: его начальной скорости и геометрических характеристик.

Рассматривается осесимметричное течение идеальной несжимаемой жидкости, ограниченной снизу дном Γ_0 , заданным функцией $z = -b \equiv -1$, и осью симметрии Γ_1 с абсциссой $r = 0$. Здесь r, z – координаты точек в цилиндрической системе координат Orz , которая имеет горизонтальную ось Oz , лежащую

на невозмущенной свободной поверхности жидкости, и вертикальную ось Oz (см. рис. 4.50). Цилиндр задается в виде непроницаемой поверхности Γ_2 , зависящей от формы головной части и описывающейся следующим образом:

– при полусферическом затуплении:

$$S_1(r, t) = R_b - \sqrt{R_b^2 - r^2} - V_b(t) \cdot t, \quad 0 \leq r \leq R_b,$$

– при плоском торце: $S_2(r, t) = -V_b(t) \cdot t, \quad 0 \leq r \leq R_b$.

Здесь R_b – радиус цилиндра, $V_b(t)$ – скорость его погружения.

Пусть свободная поверхность жидкости Γ_f описывается однозначной функцией $z = \eta(r, t)$, где t – время.

Вводятся безразмерные величины:

$$r' = r/H_0, \quad z' = z/H_0, \quad \eta' = \eta/H_0, \quad b' = b/H_0, \quad t' = t\sqrt{g/H_0}, \quad u' = u/\sqrt{gH_0},$$

где g – ускорение свободного падения, H_0 – глубина жидкости в начальный момент времени, u – скорость движения жидкости. Ниже знак «штрих» опускается.

Определяющими безразмерными параметрами задачи являются: $X = H_0/R_b$, число Фруда – $F = V_{b,0}^2/gH_0$ ($V_{b,0}$ – начальная скорость тела) и отношение плотности жидкости к плотности тела: $R = \rho_l/\rho_b$.

При погружении в жидкость на тело действует сила сопротивления. Закон движения при пренебрежении силой тяжести имеет вид: $M\dot{V}_b = -\rho_l C_d V_b^2 S/2$ [Асланов, 2004] (здесь $M = 4\rho_b \pi R_b^3/3$ – масса погружающегося тела, $S = \pi R_b^2$ – площадь миделева сечения, $C_d = 1$ – коэффициент сопротивления [Прандтль, 2000]). Решением этого уравнения является $V_b = V_{b,0} \exp(\alpha L)$, где L – путь тела (в данной ситуации глубина слоя воды), $\alpha = -3C_d \rho_l/8R_b \rho_b$. При подстановке в это решение некоторых «реальных» величин, например, $L = 1$ км, $R_b = 10$ м, $V_{b,0} = 25$ км/с и $\rho_b = 3000$ кг/м³, становится ясно, что скорость тела очень быстро падает, достигая на дне почти нулевого значения – $V_b(L) = 0.09$ м/с.

Найдем теперь решение обезразмеренной системы

$$\dot{V}_b = -(3/8)C_d X R V_b^2, \quad \dot{z}_b = V_b(t). \quad (4.69)$$

Для моделирования течения жидкости используются одномерные уравнения мелкой воды в цилиндрических координатах:

$$\begin{cases} \eta_t + (Hu)_r = -Hu/r, \\ (Hu)_t + (Hu^2 + H^2/2)_r = -Hu^2/r, \\ H = \eta + b. \end{cases} \quad (4.70)$$

Решение задачи ищется путем решения системы (4.69) и (4.70) с соответствующими краевыми условиями.

Начальные условия при $t = 0$: $u(r, 0) = 0$ (жидкость покоится); $\eta(r, 0) = 0$ (жидкость ограничена сверху невозмущенной свободной поверхностью); $V_b(0) = V_{b,0}$ и тело располагается над поверхностью жидкости так, что $\min_r S_i(r, 0) = 0$.

Граничные условия:

– на оси симметрии Γ_1 : $u(0,t) = 0, t \geq 0$,

– на движущейся поверхности Γ_2 (условие непротекания):

$$\eta = S_i, \quad \partial(rHu)/\partial r = -r \partial S_i / \partial t, \quad (4.71)$$

где во всех соотношениях индекс i принимает значение 1 или 2, чем определяет форму затупления головной части цилиндра.

Итак, рассматривается процесс волнообразования при падении в невозмущенную жидкость цилиндра с полусферическим затуплением. В уравнениях (4.69) полагается $R = 1/3$, что отвечает падению в воду ($\rho_l = 1000 \text{ кг/м}^3$) каменного метеороида с плотностью $\rho_b = 3000 \text{ кг/м}^3$. Картина эволюции такого процесса представлена на рис. 4.50а и б, на которых приведены профили волнообразования при безразмерных параметрах: $R_b = 0.1$ и $V_{b,0} = 30$. На рис. 4.50а представлены профили свободной поверхности и цилиндра для моментов времени: 1.0, 3.11, 5.02, 9.13 (все умножить на 10^{-2}) – кривые 1–4, соответственно. На рис. 4.50б представлены фрагменты рис. 4.50а, на котором представлены профили свободной поверхности и цилиндра для более ранних моментов времени: 1.73, 1.83, 1.94, 2.04 (все умножить на 10^{-3}) – кривые 1–4, соответственно.

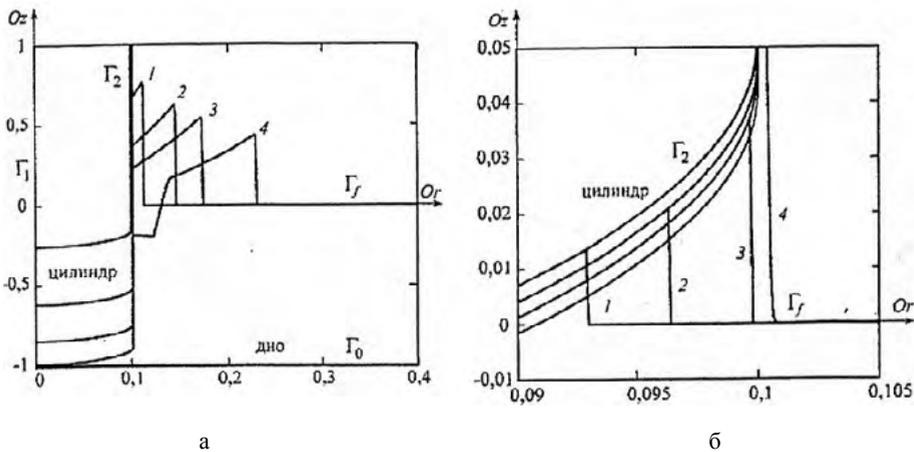


Рис. 4.50

Рис. 4.50б – это увеличенная область рис. 4.50а, на котором видно, как цилиндр касается поверхности жидкости и как вытесняемая им жидкость перемещается вдоль его полусферической части и выходит на границу радиуса цилиндра. Погружение тела сопровождается образованием возле его боковой поверхности повышения уровня жидкости (см. рис. 4.50а), которое далее распадается на волну. Уровень свободной поверхности между цилиндром и волной постепенно понижается и поверхность возвращается в изначальное положение. В итоге формируется одиночная волна.

Проводится также идентичный расчет (с теми же значениями определяющих параметров) для цилиндра с плоским затуплением головной части, для сравнения влияния формы затупления на волнообразование. Как видно из рис. 4.51, графики изменения уровня свободной поверхности в точке $r = 0.2$ практически совпадают.

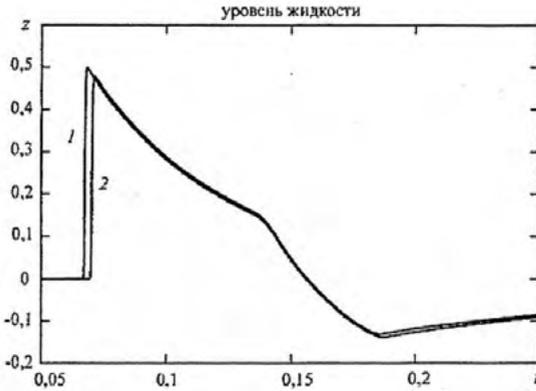


Рис. 4.51

Различие проявляется лишь в том, что волна, образованная при падении цилиндра с плоским затуплением (кривая 1), приходит в точку $r = 0.2$ раньше, чем при падении цилиндра с полусферическим затуплением (кривая 2) (см. рис. 4.51).

Поскольку форма затупления головной части практически не влияет на волнообразование, то последующие расчеты проводятся для цилиндра с полусферическим затуплением.

На рис. 4.52а приведен график зависимости максимального уровня свободной поверхности от радиуса цилиндра $R_b \in [0.01, 0.1]$ при начальной скорости его падения $V_{b,0} = 30$. Из графика видно, что максимальный уровень прямо пропорционален радиусу падающего цилиндра.

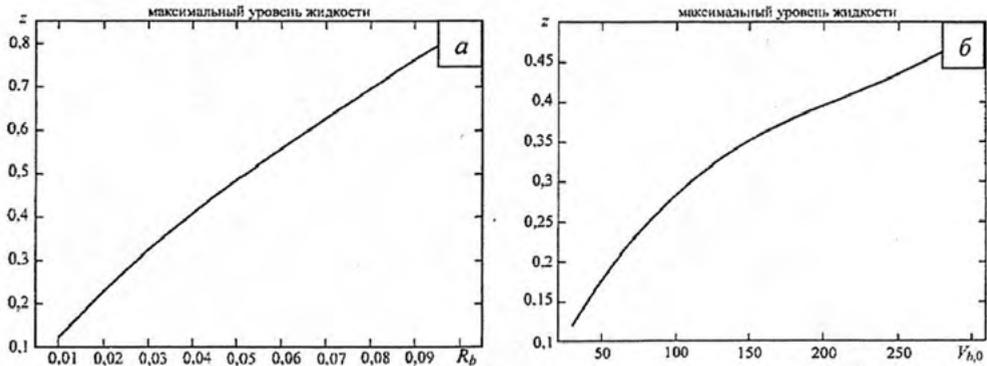


Рис. 4.52

На рис. 4.52б приведен график зависимости максимального уровня свободной поверхности от начальной скорости падения $V_{b,0} \in [30, 300]$ для цилиндра радиуса $R_b = 0.01$. Из графика видно, что, чем больше начальная скорость его падения, тем больше максимальная величина амплитуды образованной волны. Это очевидно, поскольку тело с большой кинетической энергией вызывает большее возмущение водной поверхности.

В ходе численных экспериментов выяснилось так же, как параметры падающего тела связаны с понижением амплитуды A образовавшейся волны. В табл. 4.5 приведены максимальные значения уровня свободной поверхности в точках $r = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$. В последнем столбце даны процентные отношения значения амплитуды в четвертой точке к ее значению в первой точке. Видно, что понижение амплитуды отличается для волн при разных величинах определяющих параметров, причем для тел равных радиусов R_b понижение амплитуды происходит быстрее при бóльших значениях $V_{b,0}$. При сопоставлении экспериментов 1 и 3 следует, что, несмотря на то, что бóльшему значению R_b отвечает более высокая амплитуда образовавшейся волны, понижение происходит практически одинаково, то есть отвечающие этим экспериментам процентные отношения почти совпадают. Это указывает на то, что наиболее интенсивные для удаленных объектов волны цунами образуются при падении в водоем тел бóльших размеров. Из результатов также видно, что не следует пренебрегать таким показателем, как сопротивление жидкости, поскольку понижение амплитуды волн, образованных с учетом сопротивления, происходит быстрее (см. последние столбцы для экспериментов 3 и 4).

Табл. 4.5. Понижение амплитуды образовавшейся волны

Номер вычисл. эксперимента	Модельные параметры	r				$\frac{A(r_4)}{A(r_1)}$, %
		$r_1 = 0.1$	$r_2 = 0.2$	$r_3 = 0.3$	$r_4 = 0.4$	
		Значения уровня с учетом сопротивления				
1	$R_b = 0.07, V_{b,0} = 30$	0.470	0.269	0.193	0.151	32
2	$R_b = 0.05, V_{b,0} = 100$	0.485	0.252	0.173	0.132	27
3	$R_b = 0.05, V_{b,0} = 30$	0.263	0.152	0.102	0.087	33
		Значения уровня без учета сопротивления				
4	$R_b = 0.05, V_{b,0} = 30$	0.373	0.265	0.207	0.162	43

Ниже рассматриваются приблизительные вычисления высоты гравитационной волны в глубоком океане как функции параметров шарового космического тела при следующих предположениях [Petrenko, Marchuk, 2004]: 1) удар по глубокому океану генерирует поверхностные волны, которые не уменьшают существенно амплитуды, пока происходит распространение каверны-пузыря в глубину волны; 2) вычисление начального размера каверны в воде базируется на законах подобия для ударов астероида при определенных величинах его размера, скорости, плотности и некоторых результатах экспериментов по подводным ядерным взрывам [Glasstone, Dolan, 2004]; 3) высота волны в глубокой воде обратно пропорциональна расстоянию от точки удара.

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

Такие вычисленные высоты (в метрах) волн космогенных цунами на расстоянии 1000 км от точки удара шарообразных метеороидов размером в сотни метров, падающих вертикально в глубокий океан, представлены в табл. 4.6 [Petrenko, Marchuk, 2004]. Приведены результаты для трех значений скорости падения метеороида-импактора (20, 30 и 50 км/с) и трех типов их состава – железного (плотностью $\rho_b = 8000$ кг/м³), каменного ($\rho_b = 3000$ кг/м³) и ледяного ($\rho_b = 500$ кг/м³).

Табл. 4.6. Высоты волн в 1000 км от точки удара для железных, каменных астероидов и комет

Скорость удара 20 км/с				Скорость удара 30 км/с			
	Плотность, (кг/м ³)				Плотность, (кг/м ³)		
	8000	3000	500		8000	3000	500
Радиус, м	Высота волны, м			Радиус, м	Высота волны, м		
100	8.4	5.0	1.9	100	13.0	7.7	2.9
150	16.2	9.6	3.6	150	25.1	14.8	5.6
200	25.9	15.2	5.8	200	40.1	23.6	9.0
250	37.1	21.9	8.3	250	57.5	33.9	12.9
500	114.1	67.2	25.5	500	176.8	104.1	39.6

Скорость удара 50 км/с

	Плотность, (кг/м ³)		
	8000	3000	500
Радиус, м	Высота волны, м		
100	22.6	13.3	5.1
150	43.7	25.7	9.8
200	69.6	41.0	15.6
250	99.9	58.8	22.3
500	307.0	180.8	68.7

Период волны (который определяется как время схлопывания каверны в воде) вычисляется аппроксимацией фазовой скорости посредством линейной волновой теории. Он возрастает с интенсивностью удара и становится выше к 2 мин для астероида диаметром более 300 м.

Скорость волны в глубокой воде составляет несколько сотен километров в час. Когда волна выходит из глубокого океана на мелководье, ее скорость уменьшается, а амплитуда растет, фронт волны становится очень крутым и опрокидывается.

Среднее увеличение высоты волны цунами, которая выходит из глубокого океана на берег, составляет ~ 40 раз.

Численное моделирование вертикального удара кометы диаметром 10 км (представленной в виде водяного шара) в океан глубиной 4 км со скоростью 20 км/с, достигшей его поверхности, также проведено в работе [Petrenko, Marchuk, 2004]. Уравнение состояния для кометы выбиралось аналогичным уравнению состояния для океанической воды. Распространение гравитационных волн на большие расстояния моделировалось в рамках теории мелкой воды. Формировались поверхностные волны вида N (см. профили волн для трех моментов времени: 5.0, 8.5 и 21 мин на рис. 4.53).

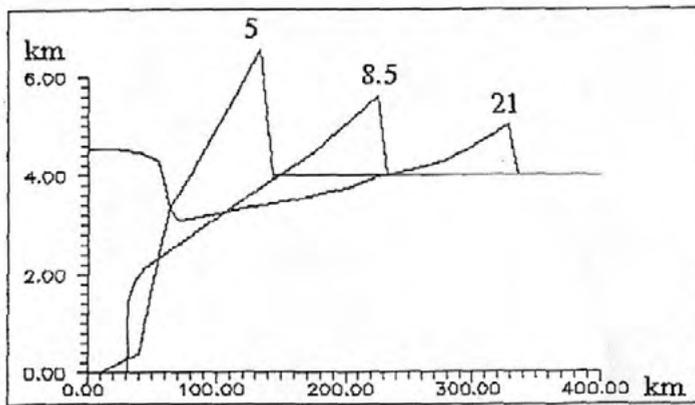


Рис. 4.53

Выше рассматривалось падение относительно небольших небесных тел в водоем и поэтому можно было проводить численное исследование в рамках мелкой воды. Ниже рассматривается гидродинамика высокоскоростного вертикального удара большого метеороида по поверхности «бесконечно глубокого» водоема – по водному полупространству, для «чистоты» эксперимента, чтобы отсутствовал процесс донного кратерообразования [Сметанников, 2007], который будет учитываться в последующем. Здесь не исследуется процесс волнообразования на поверхности водоема, а изучается образование пузыря-каверны в толще воды под воздействием вертикального (торцевого) высокоскоростного удара цилиндрическим метеороидом-импактором и формирование плюма в атмосфере над местом его падения, то есть рассматривается первая стадия удара космического тела по водной акватории (см. преамбулу к разделу 4.2). И далее проводится сопоставление полученных размеров пузыря-каверны и плюма с соответствующими размерами кратера и плюма при ударе аналогичного метеороида по различным типам твердого грунта, показавшее хорошую корреляцию между ними и другими характеристиками таких ударных образований, что дает основание утверждать, что при таких скоростях порядка десятков километров в секунду и километровой размера падающего космического тела вода ведет себя как твердая деформируемая среда.

Для описания течения, возникающего при вертикальном ударе космического тела по водной поверхности, используется система уравнений газовой динамики для осесимметричного случая в цилиндрических координатах (4.41) (без учета членов в квадратных скобках) [Сметанников, 2007].

Для численного решения системы (4.41) используется полностью консервативная разностная схема с согласованной аппроксимацией потоков в эйлеровых переменных [Головизнин и др., 1984].

Чтобы замкнуть систему газодинамических уравнений, задаются уравнения состояния (УРС): $p = p(\varepsilon, \rho)$ и $T = T(\varepsilon, \rho)$. При ударах со скоростью в десятки километров в секунду газодинамическое состояние вещества, по которому происходит удар, изменяется в широких пределах – от конденсированного вещества до высокотемпературной плазмы, поэтому УРС должны быть в состоянии описывать различные фазы и переходы между ними, а также учитывать диссоциацию и ионизацию. Для расчета уравнений состояния воды используется методика, идентичная [Колгатин, Хачатуряну, 1982; Колгатин, 1995]. Давление и энергия представляются в виде суммы холодной и тепловой составляющих, а в энергию входят дополнительно энергии диссоциации и ионизации:

$$p = p_X + p_T, \quad \varepsilon = \varepsilon_X + \varepsilon_T + \varepsilon_d + \varepsilon_{ion}.$$

Выражения для холодных составляющих давления и энергии таковы:

$$p_X = A(\delta^{\sigma+1} + \delta^{\mu+1}), \quad \varepsilon_X = (A/\rho_0)(\delta^\sigma/\sigma - \delta^\mu/\mu) + q,$$

где $\delta = \rho/\rho_0$, $\rho_0 = 1.0 \text{ кг/дм}^3$, $A = 0.5625 \text{ ГПа}$, $\sigma = 4.2223$, $\mu = 0.2223$, $q = 2.4 \text{ МДж/кг}$. Эти значения несколько отличаются от приведенных в [Колгатин, 1995] и лучше отвечают как зависимости холодных составляющих от плотности по [Замышляев, Менжулин, 1971; Бобровский и др., 1978], так и энергии испарения q при сравнении с опытными данными по насыщенным парам воды.

Тепловые составляющие при невысоких температурах описывают молекулярную компоненту (жидкость и водяной пар). При этом теплоемкость жидкости принимается равной $9R$ (трехатомная молекула), а пара – $(8/2)R$ (восемь степеней свободы). Выражение для молекулярной составляющей энергии таково:

$$\varepsilon_m = f_1(z) \frac{3k(T - T_0)}{2m}, \quad f_1(z) = \frac{2(3 + 4z)}{1 + 3z},$$

причем в качестве параметра интерполяции между указанными значениями теплоемкости используется величина $z = l\tau/\varphi^\kappa$, где $\tau = (T - T_0)/T_c$, $\varphi = \rho/\rho_c$ – приведенные температура и плотность, κ – константа, $T_0 = 273 \text{ К}$. Давление в этой же области температур определяется как

$$p_m = f_2(z) \rho \varepsilon_m, \quad f_2 = (3\gamma + z)/(3 + 4z),$$

где γ – коэффициент Грюнайзена жидкости.

При приближенном учете диссоциации молекул считается, что распад приходится на две компоненты $2H+O$ с энергией диссоциации $Q = 9.6\text{эВ}$ ($1\text{эВ} = 11600\text{К}$). Тогда степень диссоциации определяется из уравнения:

$$\beta^2/(1-\beta) = (c'/\rho T^{1/2}) \exp(-Q/kT).$$

Величина $c' = 10^7\text{К}^{1/2}\text{кг/м}^3$ выбирается из сопоставления с результатами подробных расчетов диссоциации молекулы воды. Тепловые составляющие энергии и давления воды с учетом диссоциации молекул на атомы определяются по следующим выражениям:

$$\begin{aligned} \varepsilon_T &= (1-\beta)\varepsilon_m + 3\beta\varepsilon_a, \quad \varepsilon_a = 3k(T-T_0)/2m, \quad \varepsilon_d = \beta kQ/m, \quad p_T = (1-\beta)p_m + 3\beta p_a, \\ p_a &= 2\rho\varepsilon_a/3. \end{aligned}$$

При дальнейшем увеличении температуры происходит ионизация атомов и образование ионов различной кратности. Так как плотности энергии при ударе метеороида очень велики, то учитывается многократная ионизация ионов посредством системы уравнений Саха (для упрощения индекс, задающий сорт атома, опускается):

$$\frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = 2 \frac{g_{i+1}}{g_i} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp(-I_{i+1}/kT), \quad \sum i n_i = n_e, \quad \sum n_i = n.$$

При учете ионизации формулы для тепловых составляющих энергии и давления модифицируются следующим образом:

$$\varepsilon_T = (1-\beta)\varepsilon_m + 3\beta(1+x)\varepsilon_a, \quad p_T = (1-\beta)p_m + 3\beta(1+x)p_a,$$

где $x = n_e/n$ – степень ионизации. Энергия ионизации находится по выражению:

$$\varepsilon_{\text{ion}} = \sum Q_i \alpha_i / m, \quad Q_i = \sum_{k=1}^i I_k, \quad \alpha_i = n_i / n.$$

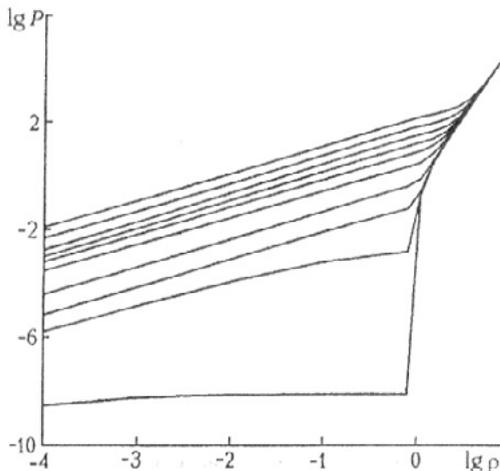


Рис. 4.54

Полуэмпирические параметры в предложенных выражениях имеют значения: $l = 1.615$, $\kappa = 3$, $\rho_c = 0.318\text{кг/дм}^3$, $T_c = 647\text{К}$, $\gamma = 0.72$. Зависимости давления от плотности для набора значений внутренней энергии, вычисленные с помощью широкодиапазонных уравнений состояния воды ($\lg \varepsilon$ изменяется снизу вверх от -0.5 до 2.5 с шагом 0.3333 , ρ (в кг/дм^3), p (в ГПа), ε (в МДж/кг)) представлены на рис. 4.54.

Рассчитываются несколько вариантов вертикального удара ледяных метеороидов размерами $0.2-1\text{км}$ по воде со скоростями $20-80\text{км/с}$.

Ниже рассматривается в качестве примера удар торцом космического тела цилиндрической формы с высотой, равной диаметру $H = d = 1$ км, плотностью $\rho = 0.92$ кг/дм³ со скоростью $U = 50$ км/с. Так как качественная картина течения подобна расчетам удара по грунту (см. подраздел 4.1.3), она здесь описывается кратко. В начальный момент времени $t = 0$ при соприкосновении падающего тела с поверхностью воды давление в месте удара быстро увеличивается. Образуется две УВ – одна распространяется по телу ударника-импактора и испаряет его, вторая – по материалу мишени – воде. При этом ударник, внедряясь в жидкость, порождает каверну в виде пузыря и его вещество растекается по поверхности этой каверны. УВ, распространяющаяся в воде, весьма быстро приобретает близкую к полусферической конфигурацию и в дальнейшем увеличивается в размере и ослабевает. До тех пор пока ее интенсивность велика, происходит испарение материала мишени – воды и его выброс из пузыря (кратера) в атмосферу. На рис. 4.55 приведены поля плотности ρ (а-в), давления p (г-е) и температуры T (ж-и) для трех моментов времени 0.05с (а, г, ж), 0.3с (б, д, з) и 2с (в, е, и) (ρ в кг/дм³, p в ГПа, T в эВ, z и r в км).

При $t = 0.3$ с УВ в воде уходит на глубину $z = 4.3$ км, а ее радиальный размер становится равным почти 3км. УВ в газе достигает высоты 5.5 км, а по радиусу доходит до 3.2 км. Глубина каверны (пузыря) составляет 4 км, а его радиус превышает 2 км.

При этом максимумы температуры: в области пузыря ~ 5 эВ, в области газового плюма ~ 4 эВ. Далее размеры возмущенной области увеличиваются и значения максимальных параметров в ней уменьшаются. Так, при $t = 2$ с УВ в атмосфере достигает 22 км и раздвигается по радиусу до 8 км. Максимум давления на ней составляет 16 ГПа, а температура ~ 1.6 эВ. УВ в воде достигает глубины 10 км, а по радиусу – 8 км. Максимум давления на ней составляет 0.66 ГПа. Горячая область из каверны поднима-

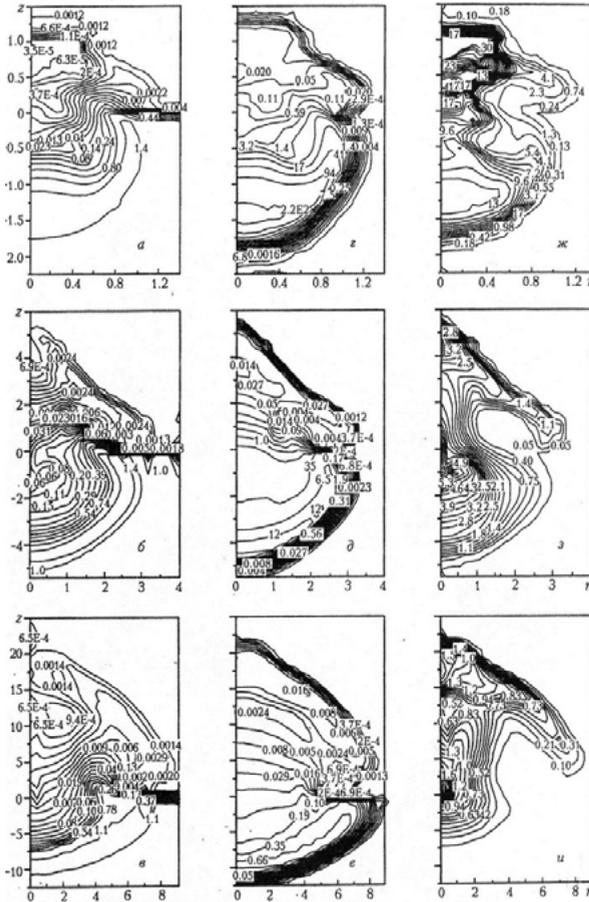


Рис. 4.55

ется на высоту 2.5 км. Максимум температуры в газовом плюме расположен на высоте 17.5 км. При $t = 2$ с глубина пузыря (каверны) составляет 7.5 км, его радиус ~ 4 км.

На рис. 4.56 показано поведение интегральных характеристик со временем: а – внутренней (1) и кинетической (2) энергии, б – испаренной массы, в – радиального (1) и осевого (2) импульсов, г – доли энергии в испаренном веществе (t в с, E в 10^{20} Дж, I в 10^{19} гсм/с).

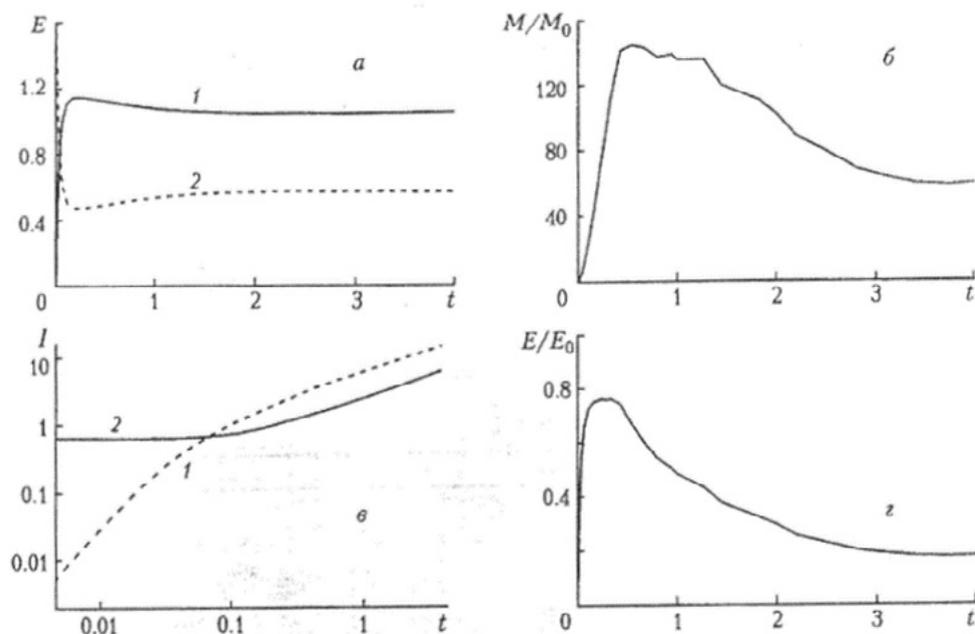


Рис. 4.56

Упавший в воду метеороид быстро тормозится, его кинетическая энергия уменьшается, а внутренняя увеличивается и при $t = 0.18$ с достигает максимума ($0.75 E_0$). Затем внутренняя энергия медленно снижается до $t = 1.5$ с (кинетическая медленно растет) и в последующем остается практически постоянной. Осевой и радиальный импульсы растут со временем и, примерно, при $t = 0.2$ с выходят на автотемпальный режим. При $t = 0.5$ с испаренная масса M_{evap} достигает максимума в $150 M_0$, до $t = 1.4$ с почти не изменяется, затем уменьшается до $60 M_0$ при $t = 3$ с, а затем остается близкой к постоянному значению. Энергия, которая содержится в испаренном веществе, при $t = 0.33$ с достигает максимума в $0.75 E_0$, а потом медленно уменьшается. Если вся кинетическая энергия метеороида затрачивается на испарение, то максимальная масса испаренной воды будет равна $M'_{\text{evap}} = M_0 u_0^2 / 2q = 500 M_0$ (при энергии испарения воды $q = 2.4$ МДж/кг). Тогда максимум отношения $M_{\text{evap}} / M'_{\text{evap}} = 0.3$. В подсчитанном варианте удара метеороида с теми же параметрами по гранитному грунту эта величина составляет 0.26, то есть различие невелико. Сравнение же

этих вариантов по максимуму энергии, содержащейся в испаренном веществе, также показывает незначительное различие: для гранита 0.67, для воды 0.75. Отметим, что и моменты времени по достижению максимумов испаренной массы и энергии в испаренном веществе также близки для этих двух расчетных вариантов.

Интересно сравнить изменение глубины каверны (пузыря) со временем для различных типов материала мишени и различных скоростей удара. Здесь используются результаты следующих вариантов расчетов вертикального удара: по габброидному анортозиту со скоростью $U = 17.7$ км/с (вариант 1), $U = 50$ км/с, (вариант 2), $U = 141.4$ км/с (вариант 3); по граниту со скоростью $U = 50$ км/с (вариант 4) и по воде со скоростью $U = 50$ км/с (вариант 5). В первых трех вариантах используется уравнение состояния Тиллотсона [Замышляев, Менжулин, 1971], в четвертом – полуэмпирическое широкодиапазонное УРС с учетом испарения [Замышляев, Менжулин, 1971], а в пятом – УРС воды, приведенное выше.

Не вдаваясь в подробности анализа результатов решения (проведенного в работе [Сметанников, 2007]), приведем лишь выводы. Сопоставление ударов с одинаковой скоростью по мишеням из разных материалов позволяет заключить следующее. Величины максимума испаренной массы по отношению к максимально возможной испаренной массы оказываются практически одинаковы и лежат в диапазоне 0.26–0.3. Отношения максимума энергии, содержащейся в испаренном веществе, к начальной кинетической энергии ударника-метеороида оказываются близкими друг к другу и равными приблизительно 0.7. Зависимость глубины кратера (пузыря) от времени показывает выход на единое автомодельное решение (на поздней стадии процесса течения) для различных материалов мишени и в весьма широком диапазоне скоростей удара (сравните варианты 1–3).

4.2.4. Моделирование космогенного цунами при вертикальном падении метеороида в водную поверхность с источниками различных типов

В работах [Козелков и др., 2015; Козелков, 2016] для моделирования цунами космогенного происхождения используются нестационарные трехмерные вязкие неизотермические течения, состоящие из двух фаз «воздух-вода», разделенных границей. Движение такой системы описывается уравнениями Навье-Стокса, включающими в себя уравнение неразрывности, движения, энергии, дополненными уравнениями для объемных долей фаз [Нугматулин, 1987].

В гетерогенных средах осложняются все законы, связанные с описанием движения фаз, в которых этот процесс обусловлен не только диффузионными процессами, связанными со столкновением и хаотическим движением частиц смеси, но и процессами взаимодействия фаз, которые описываются с помощью различных сил.

Здесь при разработке численной модели было пренебрежено динамически, инерционными, тепловыми обменами между фазами, а также сжимаемостью фаз. Это приводит к односкоростной модели, в которой движение всех (в данном случае двух) фаз системы имеет общую скорость, а все параметры являются среднеобъемными характеристиками двухфазной смеси. Движение такой системы описывается уравнениями:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{u} = 0, \\ \partial \rho \vec{u} / \partial t + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\vec{\tau}_m + \vec{\tau}_t) + \rho \vec{g}, \\ \partial \alpha^k \rho^k / \partial t + \nabla \cdot (\alpha^k \rho^k \vec{u}) = 0, \end{cases} \quad (4.72)$$

где \vec{u} – трехмерный вектор скорости; ρ^k – плотность фазы k ; α^k – ее объемная доля ($\sum_{k=1}^n \alpha^k = 1$); p – давление; $\rho = \sum_{k=1}^n \alpha^k \rho^k$ – плотность смеси; τ_m и τ_t – молекулярная и турбулентная составляющие тензора касательных напряжений смеси; g – ускорение свободного падения; n – количество фаз (здесь $n = 2$).

Оцениваются два подхода к моделированию космогенных цунами, вызванных вертикальным падением метеороида, в рамках модельной задачи, описанной в подразделе 4.2.2. В первом подходе параметрический источник возмущений задается аналитическим выражением (4.54), а во втором – получается численным решением полной системы уравнений Навье-Стокса для несжимаемой двухкомпонентной (вода и воздух) среды с учетом гравитации (4.72).

Движение метеороида моделируется с использованием метода погруженных границ [Mittal, Iaccarino, 2005]. Предполагается выделение в расчетной области ячеек полностью или частично занятых твердым телом и введением для этих ячеек дополнительной силы сопротивления, как предложено в работе [Mohd-Yusof, 1997]. Такой подход к имитации подвижного твердого тела достаточно прост, не требует динамического перестроения расчетной сетки и дает удовлетворительные результаты для тех задач, где не нужно детальное описание течений в пограничном слое вблизи поверхности твердого тела [Posa et al., 2011]. Проведенный ниже численный эксперимент реализован в пакете программ ЛОГОС [Волков и др., 2013], в котором предусмотрены все вышеоговоренные моменты.

Моделируется волна цунами от астероида диаметром 200 м, упавшего вертикально в водоем глубиной 4 км. Плотность космического тела 3000 кг/м³, а скорость его падения – 20 км/с у поверхности воды. Параметрически заданная каверна (4.54) имеет в этом случае следующие размеры: внутренний радиус $R_c = 2900$ м, внешний – $R_d = 4100$ м, и глубину 2126 м. Такова же и максимальная высота смещения водной поверхности относительно невозмущенной поверхности воды (см. рис. 4.57).

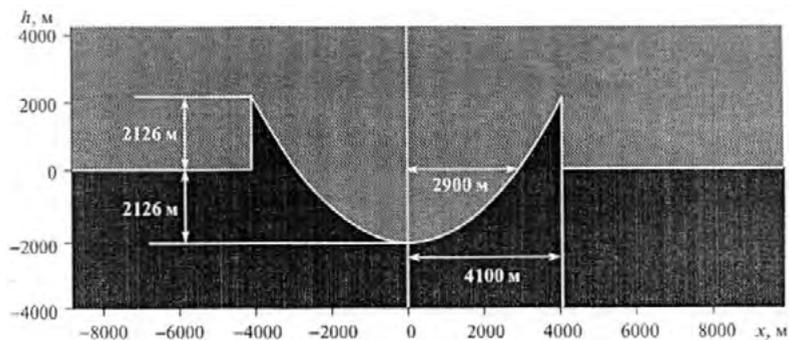


Рис. 4.57

В рамках второго подхода счет начинается с момента времени, когда астероид с этими параметрами касается нижней точки поверхности воды.

На рис. 4.58 показано смещение водной поверхности в различные моменты времени с интервалом 30 с (серо-белым цветом изображен воздух, темным – вода), рассчитанное посредством параметрического источника возмущения (а), и прямым численным моделированием уравнений Навье-Стокса (б). Эволюция волны прослежена на протяжении 3 мин.

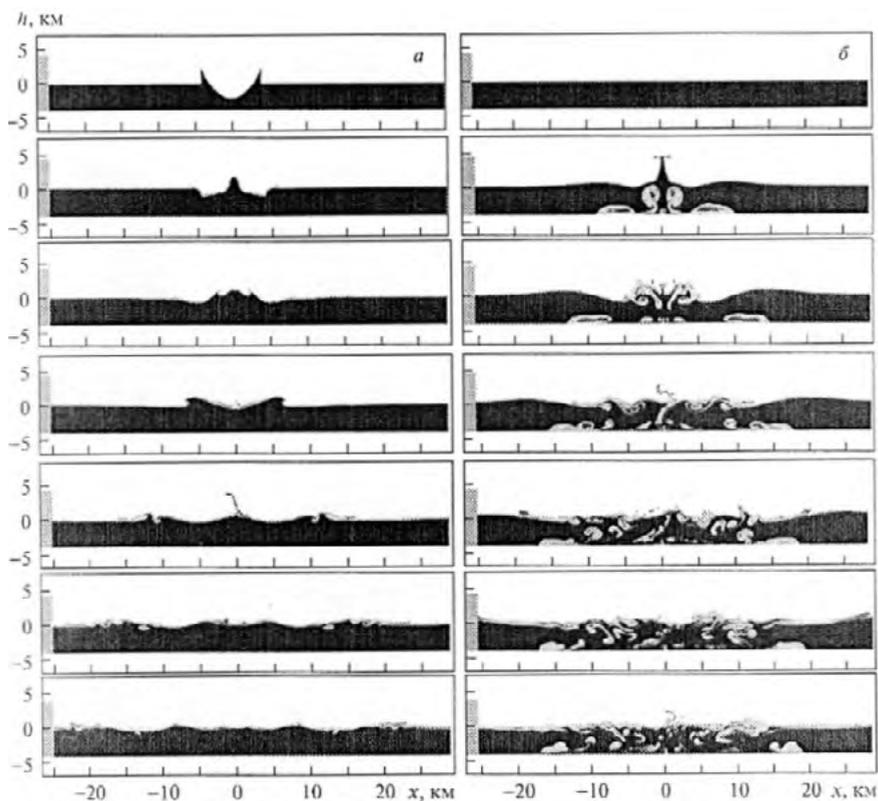


Рис. 4.58

Изменение цвета на рис. 4.58 отражает объемную долю компонент воды и воздуха. Так, видно, что во втором случае в толщу воды проникает заметная часть воздуха (см. рис. 4.58б), чего не наблюдается в первом случае. При втором подходе после удара метеороида вода вытесняется на высоту более 5 км и после схлопывания промежуточного кратера в воде в течение 10 с образуется султан высотой более 5 км, позже обрушающийся. В результате этого формируются интенсивные турбулентные потоки по всей глубине воды, явно просматриваемые на рис. 4.58б. В целом развитие водной поверхности в «точной» модели отличается от таковой в параметрической. Количественное сравнение волновых характеристик приведено на рис. 4.59, на котором представлена изоповерхность раздела воды и воздуха при эволюции водной поверхности для восьми моментов времени (по осям отложены километры).

В течение первых 20 с в модели с эквивалентным очагом из отрицательной каверны начинает зарождаться положительно определенный всплеск – султан. В точной же модели к этому времени султан высотой 4 км уже начинает обрушиваться. Через 40 с в параметрической модели возрастает до высоты 2 км, в то время как султан в точной модели активно обрушивается. Через 60 с наблюдается картина активного обрушения султана в обеих моделях.

Высоты волн, полученные в разных моделях, значительно отличаются – более чем в 2 раза. Высота волны от параметрического источника едва достигает высоты 2.2 км, в то время как в точной модели превышает высоту в 5 км.

Здесь, однако, важно отметить факт, что результаты расчетов в рамках уравнений Навье-Стокса при использовании эквивалентного очага предсказывают максимальную высоту волны 2.2 км за время 40 с, что совпадает с оценками по линейной теории, проведенными в работе [Near-Earth Object Program].

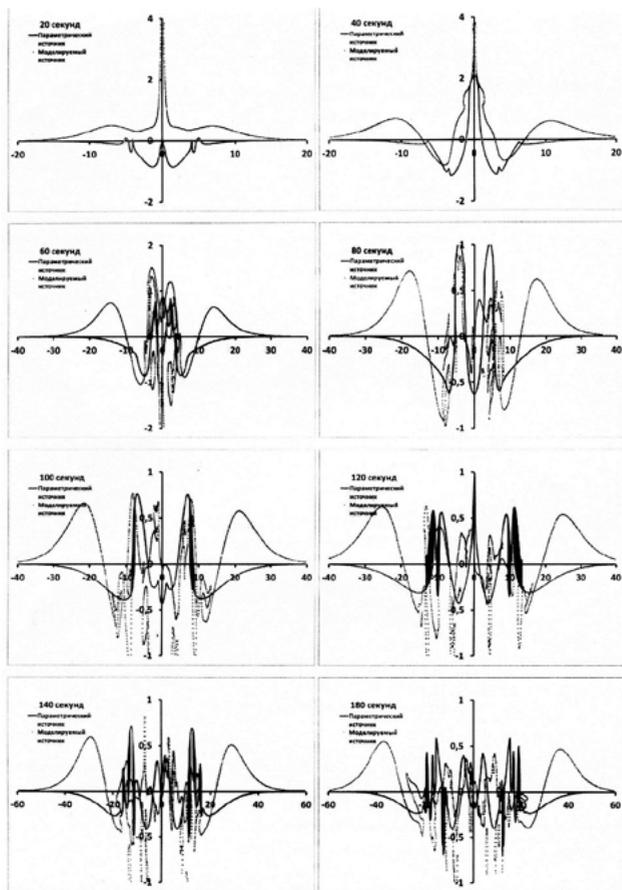


Рис. 4.59

Примерно через 80 с на последней стадии обрушения султана начинается фаза выхода из очага одиночной волны большой амплитуды, распространяющейся по всем направлениям, причем этот выход значительно раньше наблюдается в точной модели. В ней волна достигает максимальной амплитуды к 80 с, в то время как в параметрической волна только начинает формироваться. Далее, через 20 с в точной модели образуется второй фронт волн, выходящих цугом за первым. Причем их амплитуда совпадает с амплитудой первого фронта волн, образующихся в параметрической модели. Через 120 с в ней наблюдается вторичный султан, высотой примерно в два раза ниже первого – около 1 км. Аналогичный всплеск наблюдается и при моделировании в рамках линейной теории [Near-Earth Object Program], однако в этой теории его высота примерно такая же, как и у первого, то есть около 2 км через 140 с после падения тела. Процесс дальнейшего распространения волн представляет собой хаотичное бурление поверхности воды, однако для нелинейного источника выходящие одиночные фронты волн более явно выражены, чем для параметрического.

Существенные различия рассматриваемых случаев связаны с процессом взаимодействия поверхности и глубинных слоев воды при реализации падения тела. В толще воды после падения тела образуются два интенсивных вихря с вращением в противоположные стороны (см. рис. 4.60, на котором изображено векторное поле скорости в окрестности точки падения метеороида при $t = 50$ с).

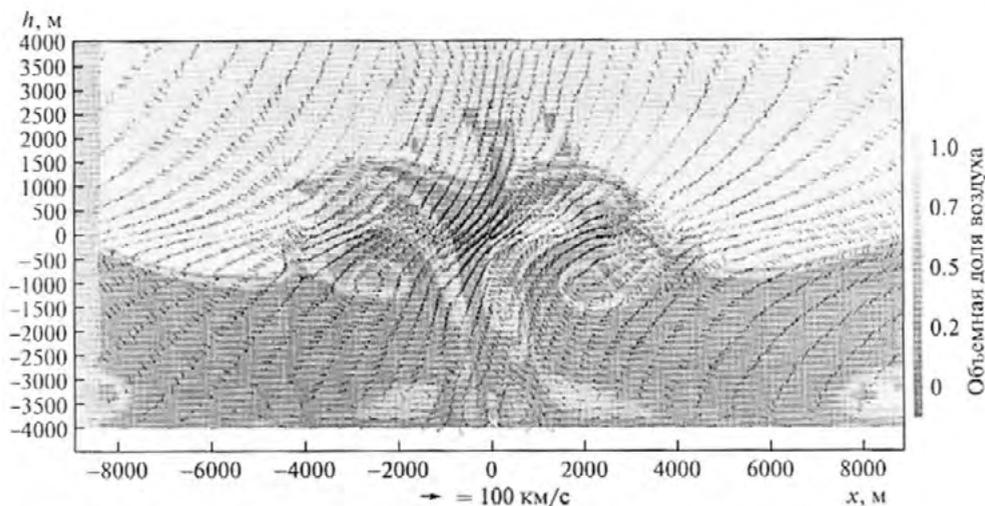


Рис. 4.60

Этот факт отвечает физике процесса при моделировании реального падения тела в водное пространство, и естественно отсутствует при использовании эквивалентного очага. Образовавшиеся вихри порождают большую интенсивность распространения и обрушения фронтов двух волн, распространяющихся от места обрушения султана. Процесс разрушения этих вихрей в рамках мо-

делирования посредством полной системы уравнений Навье–Стокса приводит к нарушению симметрии картины течения. Волны при дальнейшем распространении наблюдаются, однако в обоих случаях выделяются две уединенные, бегущие цугом волны.

Таким образом, можно констатировать, что параметрический источник (часто используемый) дает картину распространения волн космогенного цунами, существенно отличающуюся от картины распространения, получаемой при реальной имитации падения метеороида в водоем.

4.2.5. Математическое моделирование волнообразования при падении тел в водоем под углом к водной поверхности

В работах [Козелков и др., 2016; Козелков, 2016; Тятюшкина, 2019 и 2021] приводятся результаты численного исследования влияния угла входа тела в воду на характеристики возникающих волн в ближней зоне.

Взаимодействие падающего тела с поверхностью жидкости и его дальнейшее погружение определяется скоростью и углом его вхождения, массой и формой тела, физическим состоянием воздушной и жидкой сред в момент взаимодействия, свойствами тела и другими факторами, значительно усложняющими анализ процесса. Трудности численного исследования связаны с его существенной трехмерностью, нестационарностью при рассмотрении обтекания тела, его турбулентным характером, нелинейностью, а также разрывным характером движения. Процесс падения тела в воду условно подразделяется на три стадии: 1) соударение с образованием каверны на водной поверхности, 2) стадия начала погружения с сопутствующим схлопыванием каверны, 3) стадия непосредственного погружения со схлопыванием подводного пузыря [Козелков, 2014]. Для изучения инициированных падением тела в жидкость поверхностных волн следует учитывать влияние всех этих стадий, для чего необходимо их непосредственное моделирование.

Итак, рассматривается задача о падении тел в воду при варьировании двух размерных определяющих параметров – скорости падения и угла атаки [Козелков и др., 2016; Козелков, 2016]. За исходную систему уравнений выбирается система (4.72), которая с соответствующими краевыми условиями численно реализуется с применением кода ЛОГОС [Волков и др., 2013; Козелков, 2016]. Начальная скорость вхождения тела в воду лежала в диапазоне от 10 до 200 м/с, угол падения изменялся от 10 до 90° относительно ее поверхности. Движение тела рассматривается с момента касания им поверхности воды, а при достижении им дна водоема происходит его автоматическая остановка путем использования специального граничного условия. Для оценки сил, действующих на тело, используется усовершенствованный алгоритм из работы [Минаков и др., 2008]. Рассматривается тело в виде шара диаметром 1 м (плотностью 3300 кг/м³), падающее в водное пространство со скоростями 10, 30, 60, 100, 150, 200 м/с под углами к его поверхности 0, 20, 30, 45, 60, 80°. На рис 4.61–4.63 представлены картины падения тела по углами 20, 45 и 80° (при полете слева направо), соответ-

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

ственно; тело – черный кружок; светлая фаза – вода, темная – воздух. Скорости падения для всех трех вариантов: 10 м/с (а), 30 м/с (б), 60 м/с (в), 100 м/с (г), 150 м/с (д), 200 м/с (е) для трех моментов времени $t = 0.2, 0.4$ и 0.6 с.

При падении под углом 20° образовавшаяся каверна имеет несимметричную структуру с всплеском по направлению падения – передний всплеск (рис. 4.61). В случае малых скоростей (~ 10 м/с) поднятия поверхности воды за телом (заднего всплеска) практически не происходит, в то время как перед ним наблюдается подъем до 2–4 м. Каверна для этого варианта имеет клиновидную конфигурацию, а ее ширина перед моментом схлопывания достигает почти 8 м. По мере увеличения скорости падения увеличиваются высота как перед-

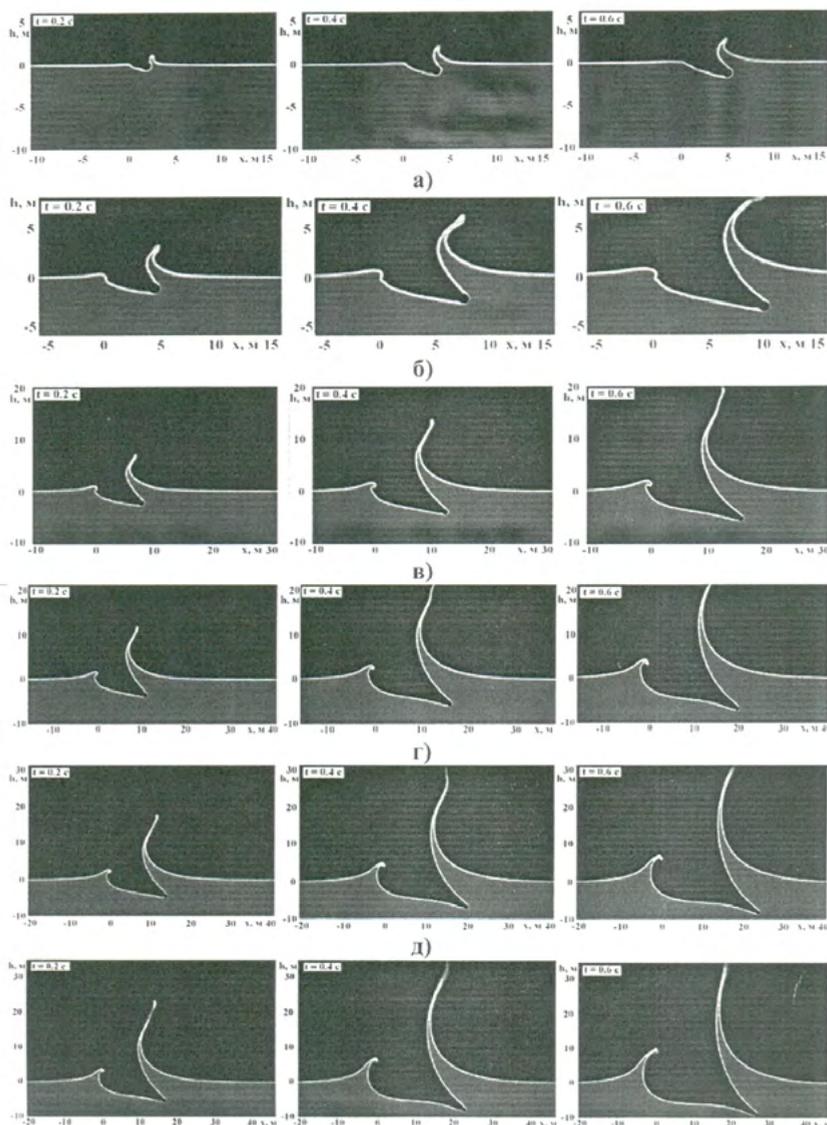


Рис. 4.61

него, так и заднего всплеска в 4–5 раз, а также сам размер каверны. Передний всплеск – волна принимает серповидную конфигурацию и поэтому позже обрушится в обоих направлениях.

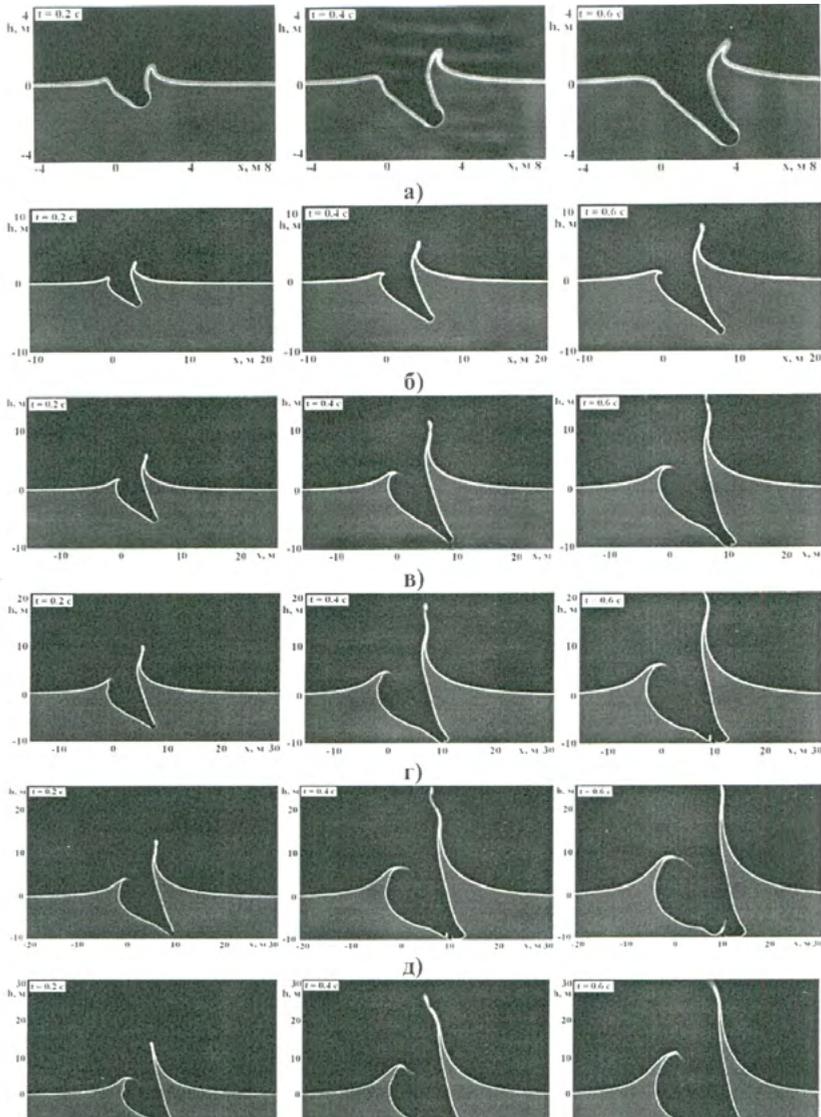


Рис. 4.62

Увеличение угла падения до 45° приводит к уменьшению амплитуды переднего всплеска и к увеличению – заднего, и к увеличению размера каверны (рис. 4.62). При этом резко изменяется конфигурация передней волны, которая принимает вид вертикального всплеска, и эта тенденция усиливается с увеличением скорости падения. Обрушение этого всплеска произойдет почти вертикально вниз с уклоном во внутрь каверны. Туда же обрушится и задний всплеск.

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

При таких режимах их падения образование внутренней части каверны будет продолжаться и при обрушении обоих всплесков, что приведет к формированию значительной воздушной полости в толще воды. По мере увеличения угла падения картина развития процесса будет оставаться аналогичной.

И только при увеличении угла падения до 80° , к значению, близкому к вертикальному, картина процесса изменится. Выравняются величины амплитуд выбросов воды по обоим направлениям (рис. 4.63). При таком увеличении угла каверна начинает схлопываться раньше, а ее форма будет близка к симметричной. При этом амплитуды выбросов воды гораздо меньше (отличаются в разы), чем для основного выброса воды при меньших углах.

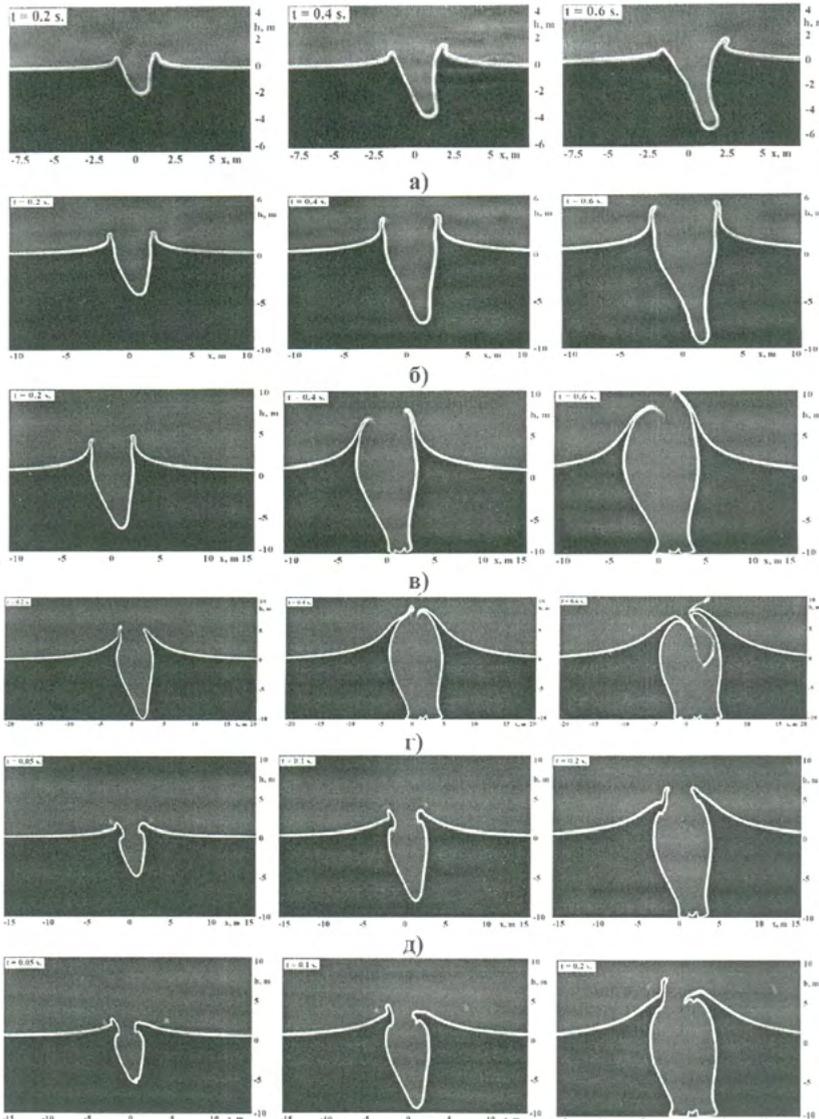


Рис. 4.63

Закономерность изменения геометрии каверны можно оценить по следующим параметрам на рис. 4.64: R_{in} , R_{out} – внутренний и внешний радиусы каверны, соответственно; H_{in} – внутреннее углубление каверны; H_{out} – внешний подъем каверны (здесь a – симметричная каверна; b – косая каверна, образованная падением тела под углом).

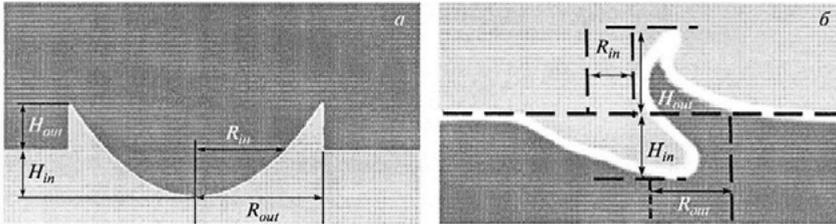


Рис. 4.64

На рис. 4.65 приведены изменения этих оценочных параметров для различных скоростей и углов падения (цифрам 1–6 отвечают скорости 10, 30, 60, 100, 150, 200 м/с). Изменение характеристик каверны при увеличении скорости падения происходит более резко, а самое значительное их изменение наблюдается при небольших углах падения.

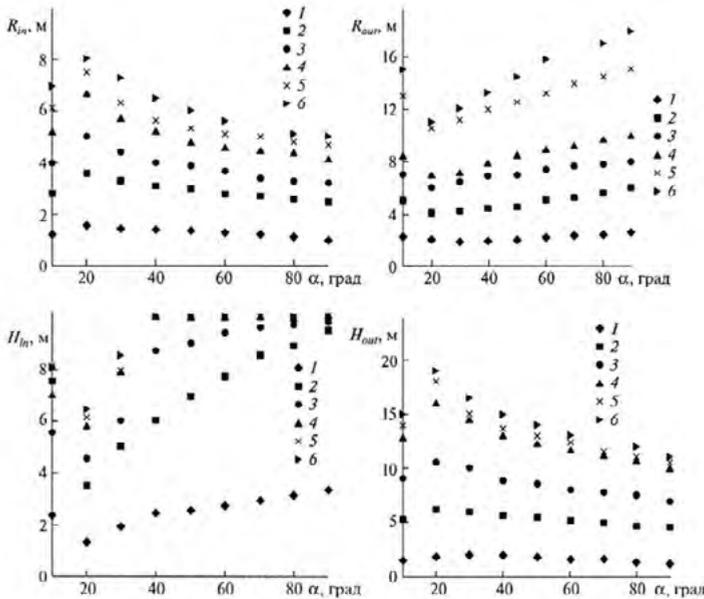


Рис. 4.65

Как видно из зависимостей на рис. 4.65, изменение параметров относительно вертикального падения наблюдается до и после 20° . Графики показывают, что окрестность этого угла является переломной точкой изменения параметров – величины R_{in} и H_{out} до этого значения угла падения растут, а затем начина-

ют уменьшаться, а величины R_{out} и H_{in} ведут себя с точностью до наоборот – до этого значения уменьшаются, а после него растут.

Величины параметров каверны при углах падения меньших 20° отличаются от таковых при больших значениях, поскольку при малых углах не происходит образования ярко выраженной каверны, и тело некоторое время скользит по водной поверхности (см. рис.4.66, на котором представлено падение тела под углом 5° со скоростями 30, 60, 100, 150 м/с (а-г), для моментов времени $t = 1, 1.5, 0.35, 0.15$ (1-4); тело – черный кружок, светлая фаза – вода; темная фаза – воздух).

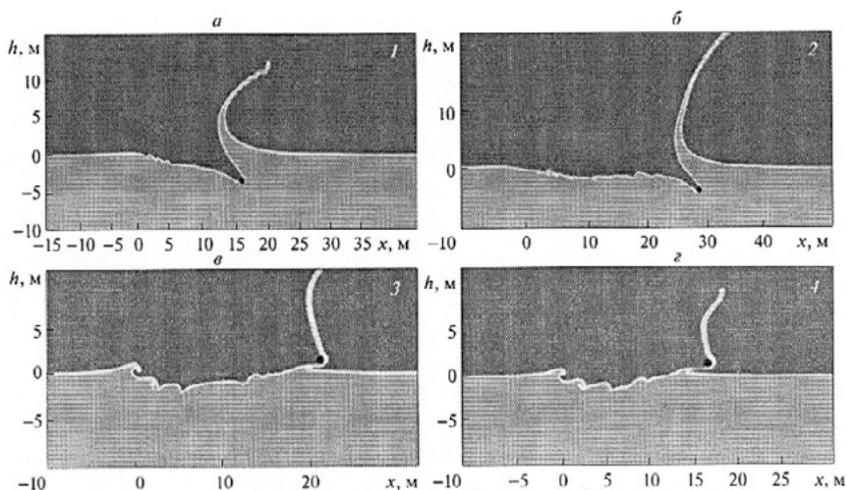


Рис. 4.66

Видно, что уже при скорости 60 м/с образования каверны не наблюдается, поскольку она начинает разрушаться из-за возмущений, инициированных скольжением тела по поверхности воды (см. рис. 4.66б). При увеличении скорости его отскок происходит еще раньше. Если тело начинает отскакивать от поверхности воды, то ее выброс трансформируется в брызговую струю (см. рис. 4.66в и г), не имеющую ни выраженной структуры, ни направленности.

Изменение же параметров каверны при углах, больших 20° , происходит по квазилинейному закону. Причем эта тенденция сохраняется вплоть до вертикального падения и носит такой характер и при значительном увеличении скорости падения. Более резкое изменение параметров при больших скоростях сигнализирует о том, что для более высокоскоростных режимов падения следует учитывать изменение термодинамических свойств как воды, так и газа (в частности, учитывать сжимаемость воздуха, а при очень больших скоростях и воды).

Немонотонный характер изменения параметров каверны ясно просматривается на графиках представленных величин, нормированных на их максимальные значения (см. рис. 4.67, на котором представлены нормированные параметры каверны при скоростях: 10, 30, 60, 100, 150, 200 м/с (1–6)).

Из графиков видно, что изменение параметров каверны при всех углах и рассматриваемых скоростях стремится к единому закону изменения при углах

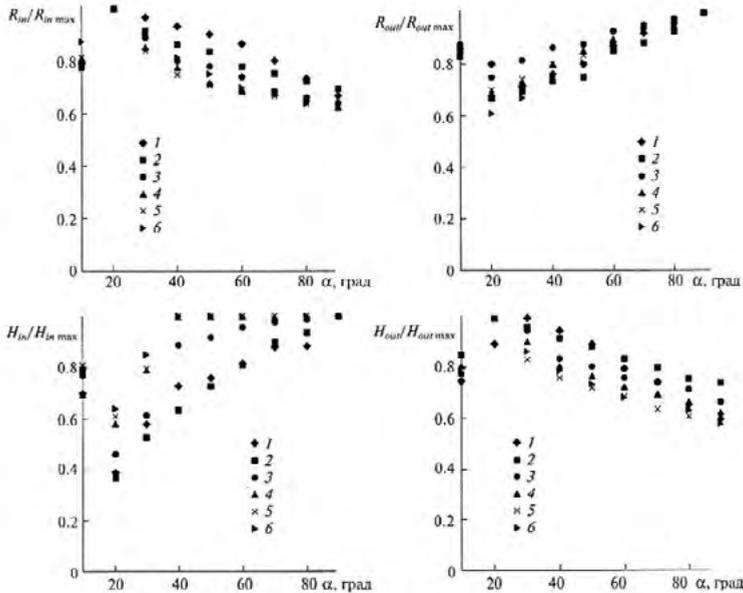


Рис. 4.67

после 20° , при этом два нормированных параметра ($R_{out}/R_{out\ max}$, $H_{in}/H_{in\ max}$) растут с увеличением угла α , а два других ($R_{in}/R_{in\ max}$, $H_{out}/H_{out\ max}$) – убывают. При этом соответствующие кривые не ложатся на одну линию, так что проявляется их зависимость от скорости входа, хотя и относительно слабая.

В работах [Тятюшкина, 2019 и 2021], в отличие от вышерассмотренных работ, варьировались размеры падающего твердого шаровидного тела – их диаметры выбирались равными: 1, 5, 10 и 20 м. Плотность тела была, как и прежде, равна 3300 кг/м^3 , параметры воды и воздуха стандартные. Рассматриваемая невозмущенная глубина воды равна 100 м, высота невозмущенного воздушного пространства над уровнем воды – 500 м. Начальная скорость вхождения тела в воду рассматривалась частично в рамках прежнего диапазона: 50, 100 и 200 м/с и для больших величин: 500 и 1000 м/с.

Исходная система уравнений та же – (4.72), те же и краевые условия. За расчетную область выбирается цилиндр диаметром 1400 м и высотой 600 м, вычисления проводятся на основе пакета программ ЛОГОС на неструктурированных сетках [Тятюшкина, 2021].

В предварительных расчетах было получено, что все геометрические параметры каверны при вертикальном падении тела (см. рис. 4.64 а) в зависимости от скорости движения тела V близки к степенной зависимости: $V^{1/2}$ до критической скорости 200 м/с, а свыше – к зависимости $V^{3/10}$ (см. рис. 4.68, на котором приведены соответствующие логарифмические зависимости: буквы Ж – для тела диаметром 1 м; треугольники – 5 м; прямоугольники – 10 м; ромбы – 20 м; штриховые линии – степенная аппроксимация; вертикальные черты соответствуют значению скорости 200 м/с).

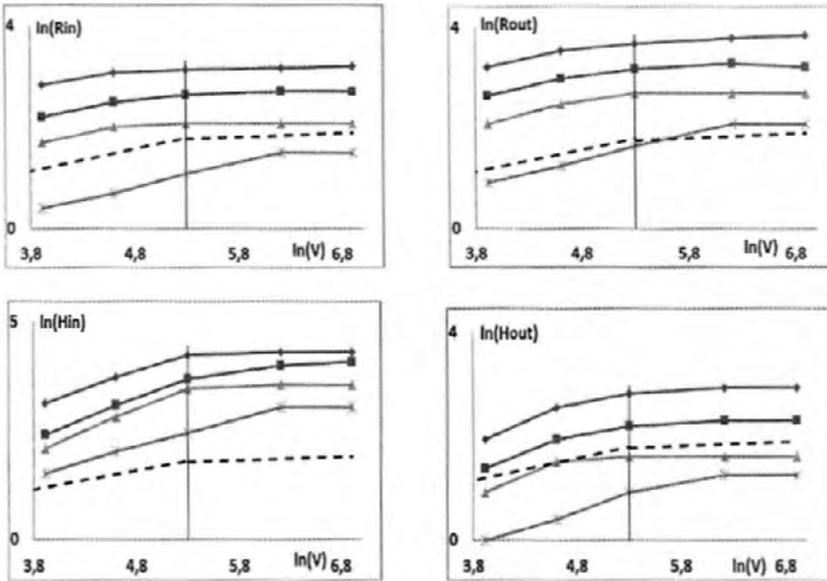


Рис. 4.68

На рис. 4.69 приведены картины возмущения водной поверхности при моделировании падения тел диаметром 10 м слева направо под углами атаки 20° , 30° , 45° , 60° , 75° (при скоростях падения 100 м/с (а), 500 м/с (б), 1000 м/с (в); светлая фаза – вода; темная – воздух).

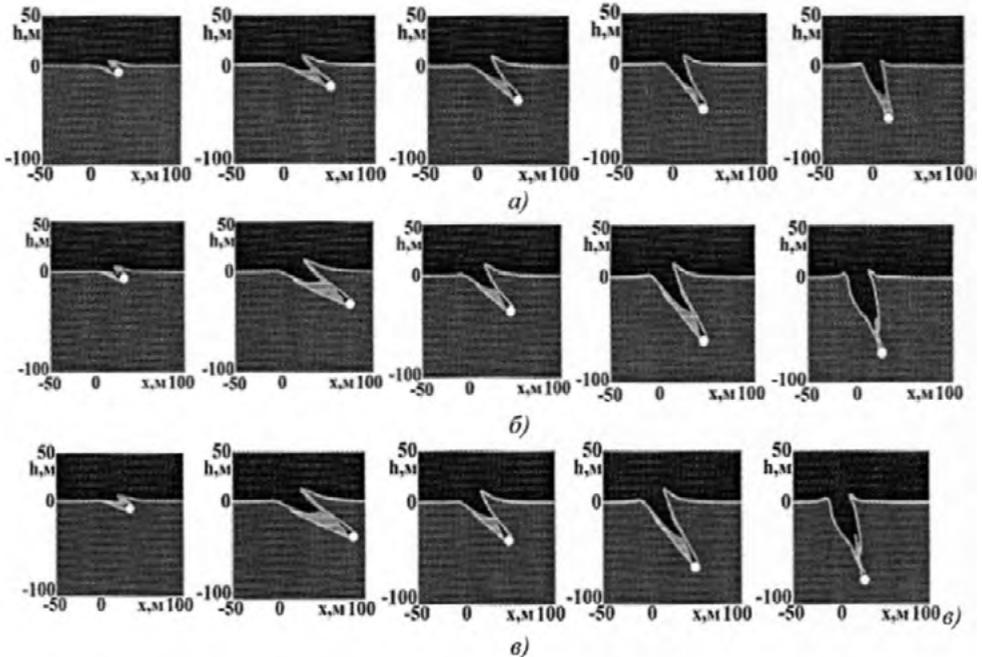


Рис. 4.69

Для других значений диаметров тела картины качественно аналогичны.

На рис. 4.70 представлены логарифмические зависимости параметров каверны при падении тела под углом (см. рис. 4.64 б) от угла падения α (со скоростями; 100 м/с (а), 500 м/с (б), 1000 м/с (с); диаметром 1 м – буквы Ж, 5 м – ромбы, 10 м – прямоугольники; степенная аппроксимация – штриховая линия).

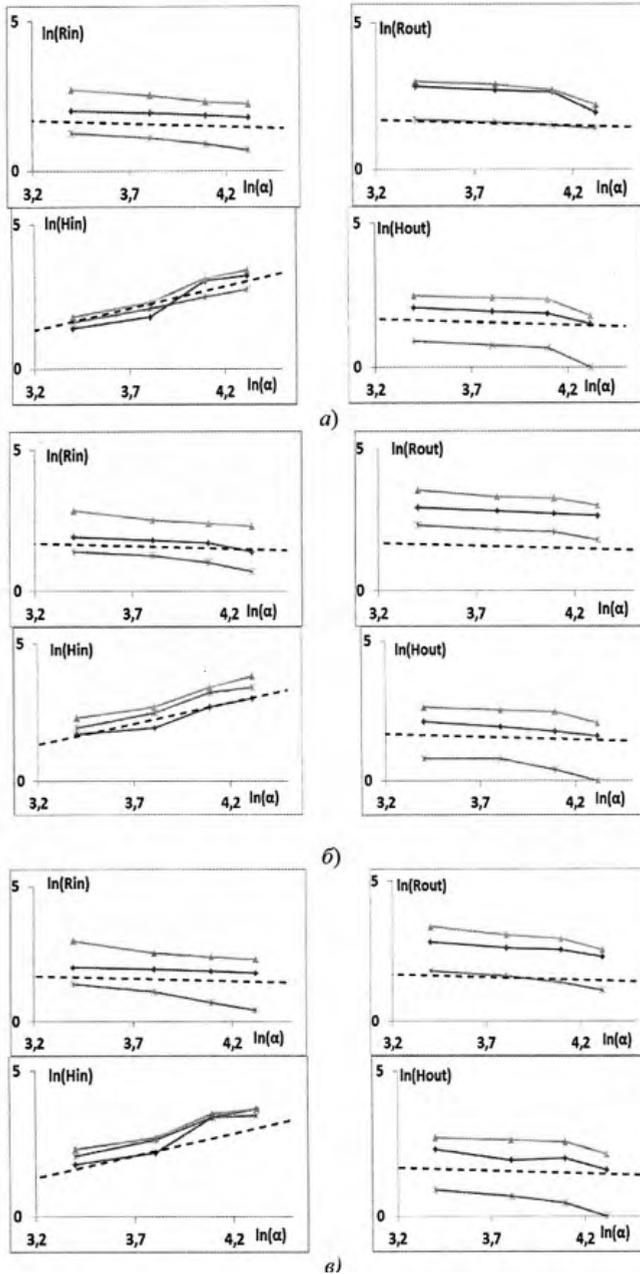


Рис. 4.70

Из графиков на рис. 4.70 видно, что с увеличением угла падения внешний и внутренний радиусы каверны и высота переднего всплеска уменьшаются, а глубина каверны увеличивается.

Подбор степенной аппроксимации для зависимости параметров каверны от угла падения тела показал, что для внутреннего и внешнего радиусов и высоты переднего всплеска эта зависимость близка к $\alpha^{-9/5}$, а для глубины каверны к $\alpha^{6/5}$ (см. штриховые линии на рис. 4.70).

4.2.6. Сквозной удар метеороидов по толще жидкости водоема с образованием кратера в донных породах

В работе [Тюпин, 2018] рассматривается простейшая аналитическая модель, позволяющая приближенно рассчитать параметры разрушения донной коры при падении крупного астероида в океаническую акваторию. Падая в океан, космическое тело создает гидроударную волну, которая инициирует в донной коре литосферы зоны раздавливания и радиального трещинообразования. Для исследования этого процесса применяется метод математического моделирования, использующий закон сохранения энергии.

При падении астероида в океан его кинетическая энергия E_K затрачивается на образование гидроударной волны в полусферической части океана E_G , то есть

$$E_K = E_G, \quad (4.73)$$

здесь $E_K = mV_a^2/2 = (\pi/12)\rho d_a^3 V_a^2$; m, V_a, ρ, d_a – масса, скорость, плотность, диаметр астероида.

Затраты энергии на создание гидроударной волны в океане равны [Тюпин, 2013]:

$$E_G = P_B^2(r)V/2E_B, \quad (4.74)$$

где P_B – давление, создаваемое в воде; E_B – динамический модуль упругости океанической воды; V – объем зоны, подверженной гидроударному воздействию.

Считается, что при динамическом воздействии астероида на океан зона деформирования имеет полусферовую форму, достигающую дна, тогда

$$V = (2/3)\pi H_0^3, \quad (4.75)$$

где H_0 – глубина океана в месте падения тела.

Кроме того, динамический модуль упругости для океанической воды определяется по известной формуле:

$$E_B = \rho_B c_B^2, \quad (4.76)$$

где ρ_B, c_B – плотность и скорость продольной волны в воде.

Подставляя (4.75) и (4.76) в (4.74) и используя (4.73), получим формулу для определения давления в воде в зависимости от глубины H_0 :

$$P_B = c_B V_a \left(\rho \rho_B d_a^3 / 4H_0^3 \right)^{0.5}. \quad (4.77)$$

Далее считается, что гидроударная энергия, максимально сосредоточенная в цилиндрической области $E_{ГУ}$ (см. рис.4.71, на котором приведена схема к расчету параметров разрушения океанической коры: 1 – астероид; 2 – океан; 3 – цилиндрическая область с максимальной гидроударной энергией; 4 – зона раздавливания; 5 – зона радиального трещинообразования; 6 – радиальные разломы и кольцевые трещины), затрачивается на деформирование и разрушение океанской коры $E_{ВП}$ в полусферической области. То есть

$$E_{ГУ} = E_{ВП} \quad (4.78)$$

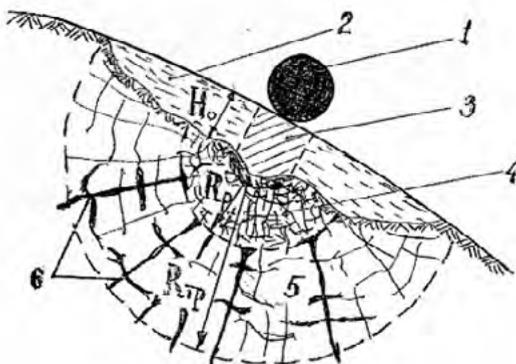


Рис. 4.71

Энергия гидроударной волны в цилиндрической области равна:

$$E_{ГУ} = P_B^2 \pi d_a^2 H_0 / 8 \rho_B c_B^2. \quad (4.79)$$

Энергия, затрачиваемая на деформирование океанской коры, равна [Тюпин, 2013]:

$$E_{ВП} = \sigma_c^2(r) \Phi \pi R^3 / 3E, \quad (4.80)$$

где $\sigma_c(r)$ – сжимающее напряжение в океанской коре с расстоянием от дна океана; E , Φ – модуль упругости и показатель трещиноватости донной океанской коры; R – расстояние от дна океана вглубь океанской коры.

Подставляя (4.79) и (4.80) в (4.78), получим соотношение для R :

$$R = \left(\frac{3P_B^2 H_0 E d_a^2}{8\sigma_c^2(r) \Phi \rho_B c_B^2} \right)^{1/3}. \quad (4.81)$$

Подставляя в (4.81) значение P_B из (4.77), получим окончательную формулу для определения радиусов зон деформирования океанской коры:

$$R = \left(\frac{V_a^2 \rho d_a^5 E}{10.7 H_0^2 \sigma_c^2(r) \Phi} \right)^{1/3}. \quad (4.82)$$

Радиус зоны раздавливания (см. рис.4.71), в пределах которого горная порода океанической коры интенсивно измельчается, определяется из (4.82) заменой $\sigma_c(r)$ величиной

$$\sigma_c(r) = \sigma_{сж} + P,$$

где $\sigma_{сж}$ – предел прочности пород океанической донной коры на сжатие; P – величина горного давления в океанской коре:

$$P = \rho_c g H,$$

где ρ_c – средняя плотность воды и горной породы океанической коры; g – ускорение силы тяжести; H – глубина от поверхности океана. Тогда

$$R_p = \left(\frac{V_a^2 \rho d_a^5 E}{10.7 H_0^2 (\sigma_{сж} + P)^2 \Phi} \right)^{1/3}. \quad (4.83)$$

Радиус зоны трещинообразования в океанической коре (см. рис. 4.71) определяется из (4.82) заменой $\sigma_c(r)$ величиной

$$\sigma_c(r) = \sigma_p (1 - \nu) \nu^{-1} + \mu P,$$

где σ_p – предел прочности на разрыв образца океанской коры; ν – коэффициент Пуассона, μ – коэффициент трения между отдельностями в массиве океанической коры. Тогда

$$R_{TP} = \left(\frac{V_a^2 \rho d_a^5 E}{10.7 H_0^2 [\sigma_p (1 - \nu) \nu^{-1} + \mu P]^2 \Phi} \right)^{1/3}. \quad (4.84)$$

Проведем анализ приближенных зависимостей P_B (4.77), R_p (4.83), R_{TP} (4.84) при постоянных параметрах [Тюпин, 2013 и 2017]: $c_B = 1700$ м/с; $V_a = 10^4$ м/с; $\rho = 3000$ кг/м³; $d_a = 500$ м; $H_0 = 1000$ м; $E = 5 \times 10^{10}$ Па; $\sigma_{сж} = 2 \times 10^8$ Па; $\rho_c = 2000$ кг/м³; $H = 5000$ м; $P = 9.8 \times 10^7$ Па; $\Phi = 63$; $\sigma_p = 1.5 \times 10^7$ Па; $\nu = 0.25$; $\mu = 0.4$. Из соответствующих формул получим $P_B \approx 5.2 \times 10^9$ Па, $R_p \approx 1980$ м, $R_{TP} \approx 4600$ м. Учитывая, что средняя мощность океанической коры составляет

3–7 км, можно предположить, что при падении астероида диаметром 500 м кора будет нарушена радиальными трещинами и, по-видимому, из пластичной астеносферы в зону раздавливания и на океаническое дно будет изливаться лава. Отдельные радиальные и перпендикулярные им трещины (см. рис. 4.71), образованные при внедрении астероида, могут стать проводниками для расплавов из недр Земли, содержащих полезные компоненты.

4.2.7. Падение космических тел в моря и океаны с учетом их воздействия на донные породы. Накат волн космогенных цунами на берег

Несмотря на то, что воды морей и океанов покрывают более двух третей земной поверхности, из более полутора сотен обнаруженных на Земле кратеров лишь около двух десятков были выявлены на их дне [Ormo, Lindstrom, 2000]. Причина такой малости подводных кратеров связана с относительной «молодостью» типичного океано / морского дна (возрастом, не превышающим 200 млн лет [Muller et al., 1997]), его меньшей исследованностью и спецификой кратерообразования при ударе космических тел о водную поверхность.

Имеющиеся экспериментальные и теоретические данные показывают, что процесс подводного кратерообразования главным образом определяется безразмерным параметром D / H (здесь D – диаметр метеороида-ударника, H – глубина водоема). Так при $D / H < 0.1$ подводный кратер вообще не образуется [Artemieva, Shuvalov, 2002]. При $0.1 < D / H < 1$ слой воды существенно влияет на процесс кратерообразования, определяя его размеры и морфологию [Shuvalov, 2002]. А при $D > H$ слой воды почти не оказывает влияния на процесс кратерообразования, хотя и в этом случае структура и морфология данного кратера отличаются от соответствующих характеристик кратера, образованного на континенте.

В работе [Шуvalов, Трубецкая, 2007] численно исследуется процесс образования конкретного подводного кратера Элтанин, сформировавшегося после падения метеороида диаметром от 1 до 4 км в глубоководную (4–5 км) акваторию океана [Gersonde et al., 1997], принадлежавший к промежуточному из вышеприведенных случаев по параметру D / H .

Для моделирования всех стадий удара: вторжения метеороида в воду, распространения УВ в воде и грунте, формирования промежуточной водяной каверны, ее схлопывания и инициирования волны цунами, в [Шуvalов, Трубецкая, 2007] использовались двумерная и трехмерная версии многообластной гидродинамической программы COBA [Shuvalov, 1999]. Ее главной особенностью является выделение границ между зонами, занятыми либо разными веществами, либо веществами в различных агрегатных состояниях, то есть грунт, вода, воздух, пар и др. Для определения термодинамических характеристик этих сред используются табличные уравнения состояния воздуха [Кузнецов, 1965], уравнения состояния Гиллотсона [Tillotson, 1962] и табличные значения, получаемые посредством программы ANEOS [Thompson, Lauson, 1972].

Одним из определяющих показателей подводной структуры кратера Элтанин является существенная эрозия пород дна в момент удара метеороида. В работе [Gersonde et al., 1997] есть данные о перемещении метровых глыб осадочных пород в момент удара. Элементарные оценки, основанные на приравнивании веса такой глыбы силе сопротивления при движении в водном потоке, дают, что скорость эрозирующего потока, сдвигающего метровые глыбы, равна не менее 10 м/с в области с характерными размерами в несколько десятков километров.

Принимая во внимание эти рассуждения, в [Шувалов, Трубецкая, 2007] были проведены серии расчетов ударов для различных размеров импакторов в диапазоне от 0.25 км до 2 км и различных углов наклона их траектории к горизонту – 30°, 45°, 60° и 90°. В ходе вычислений определялись масса расплавленной породы мишени (или отмечалось его отсутствие при недостаточной интенсивности УВ) и распределение максимальной скорости потока по донной поверхности океана. Глубина океана принималась равной 4.5 км, средней глубине в районе удара согласно данным работы [Gersonde et al., 1997], скорость метеороида-ударника 15 и 20 км/с. За вещество метеороида принимался дунит с плотностью 3300 кг/м³, за вещество дна океана-мишени – базальт с плотностью 2860 кг/м³.

Расплав при ударе образуется в ходе распространения по мишени УВ при давлении за ее фронтом выше некоторой критической величины P_{cr} , определенной в лабораторных условиях. Здесь использовалось значение $P_{cr} = 50$ ГПа, типичное для таких пород, как гранит, кальцит, влажный базальт [Pierazzo et al., 1999], хотя следует отметить, что для водонасыщенных донных осадков это значение может быть ниже.

Результаты расчетов ударов представлены в табл. 4.7 (здесь D – диаметр ударника; U – его скорость; α – угол наклона траектории; D_{10} – размер области, где максимальная скорость воды превышает 10 м/с; D_{50} – размер области, где она > 50 м/с; D_{100} – размер области, где она > 100 м/с; P_{max} – максимальное давление за фронтом УВ в твердой мишени; V_{max} – максимальная скорость водяного потока вблизи дна).

Табл. 4.7. Результаты расчета ударов

D , км	U , км/с	α , град	D_{10} , км	D_{50} , км	D_{100} , км	P_{max} , ГПа	V_{max} , км/с
0.25	15	45	30	15	0	0.2	0.09
0.5	15	45	50	30	20	1.0	0.3
0.5	20	45	70	30	20	1.7	0.4
1	15	45	110	45	30	5.1	1.0
1	20	45	120	50	35	8.2	1.3
1	15	90	120	50	35	14	2.0
1	15	30	110	45	30	4.9	0.9
1.5	20	45	130	55	40	36	2.8
1.5	15	90	130	55	40	46	4.4
2	20	45	140	60	50	85	4.4
2	15	90	140	60	50	85	5.0
2	20	90	160	70	60	130	5.5

На рис. 4.71 приведены профили водяной каверны в плоскости траектории метеороида-ударника во временной момент, когда каверна имеет максимальный объем, для пяти различных наборов размера (D), скорости (U) и угла наклона траектории (α) импактора. Вода показана светло-серым цветом, нерасплавленная твердая мишень – черным, ударный расплав – темно-серым.

При ударе метеороида диаметром 0.25 км, со скоростью 20 км/с, под углом 45° образуется промежуточный водяной кратер (каверна) глубиной примерно 2 км, что более чем вдвое меньше глубины океана. Максимальная величина давления в твердом дне океана при распространении в нем УВ не превышает 0.2 ГПа, что существенно ниже давления для начала плавления. Максимальная скорость водяного потока достигает 90 м/с, в зоне с характерным размером порядка 30 км скорость воды у дна превышает 10 м/с (в ней водяной поток способен перемещать каменные глыбы метрового размера).

При увеличении размера метеороида-ударника вдвое ($D = 0.5$ км) картина развития процесса качественно не меняется – водяная каверна увеличивается, но по-прежнему не достигает дна.

Метеороиды километрового размера при всех рассмотренных углах наклона траектории от 30° до 90° формируют промежуточный водяной кратер, достигающий дна океана, обеспечивая контакт его грунта с горячими парами и воздухом. В этом случае максимальный горизонтальный размер водяной каверны равен 10–20 км. Однако и в этом случае подводный кратер не образуется. Максимальное давление за фронтом УВ в твердой мишени не превышает 5–10 ГПа, что также ниже порога плавления (принятый равным 50 ГПа). В зоне с характерным размером порядка 100 км скорость воды у дна превышает 10 м/с, а в зоне размером порядка 50 км – 50 м/с.

При диаметре метеороида-ударника 1.5 км давление за фронтом УВ в веществе твердой мишени достигает 30–50 ГПа, что близко к началу плавления.

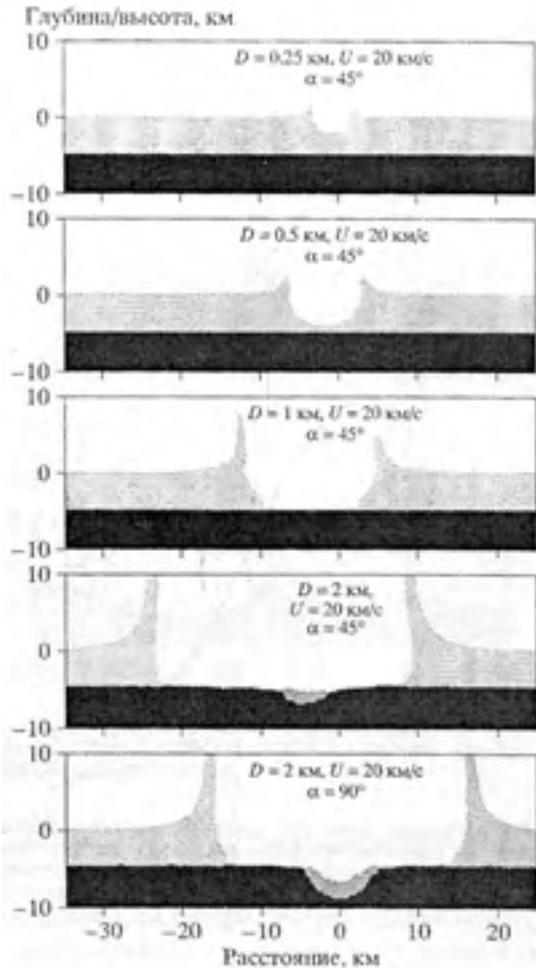


Рис. 4.71

При дальнейшем увеличении размера ($D = 2$ км) метеороида-импактора ударное давление в донном грунте достигает величин 85–130 ГПа, что приводит к образованию расплава, масса которого составляет от двух (при $\alpha = 45^\circ$) до десяти (при $\alpha = 90^\circ$) масс ударника. При вертикальном ударе образуется и депрессия на океанском дне глубиной до 2 км, то есть донный кратер. Это и определяет верхнюю границу размера метеороида, образовавшего структуру кратера Элтанин. Определен также размер метеороида (порядка 1 км), при котором водяная каверна достигает океанского дна. И в этом случае взаимодействие горячих паров и воздуха с осадочными породами наверняка оставляет следы в донных отложениях (эрозию).

Основываясь на этих расчетах и оценках, приведенных в работе [Gersonde et al., 1997], ниже рассматривались удары метеороидов-импакторов размером 1 км в качестве наиболее вероятных. Для изучения эволюции вещества самого ударника вычислялись варианты падения в океан метеороида диаметром 1 км под углами $\alpha = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ и 90° со скоростями $U = 15$ и 20 км/с. На рис. 4.72 приведены распределения максимального давления внутри ударника для этих вариантов.

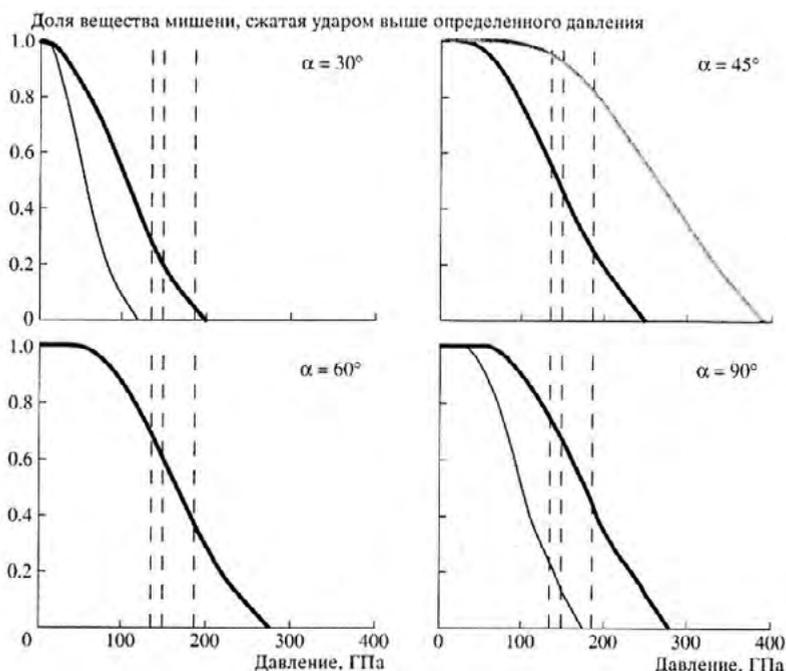


Рис. 4.72

На рис. 4.72 тонкой черной линии соответствуют результаты при скорости падения $U = 15$ км/с, толстой черной линии – при $U = 20$ км/с. Вертикальные штриховые линии показывают давление начала плавления 135 ГПа, давление полного плавления 149 ГПа и давление начала испарения 186 ГПа для материала ударника дунита [Pierazzo et al., 1997]. При проведении численного экс-

перимента в ударнике первоначально равномерно было распределено 10000 маркеров для того, чтобы проследить изменение термодинамических характеристик с течением времени в различных его точках и определить максимальное давление, достигнутое в процессе импакта. Также для сравнения на рис. 4.72 приведены результаты расчета удара со скоростью $U = 20$ км/с под углом 45° по мишени, состоящей, как и сам ударник, из дунита в отсутствие водной толщи океана (толстая серая линия). Было ожидаемо получено, максимальное давление пропорционально U^2 и существенно зависит от α . Основным выводом из этого численного эксперимента является тот факт, что, в отличие от удара по твердой поверхности, при ударе в океан значительная часть каменного метеороида (от 100% при $U = 15$ км/с и $\alpha = 30^\circ$ до 25% при $U = 20$ км/с и $\alpha = 90^\circ$) остается нерасплавленной, что объясняет найденные в окрестности кратера Элтанин метеориты – нерасплавленные осколки метеороида-ударника.

На рис. 4.73 представлены конфигурация водяной каверны и распределение вещества метеороида-импактора диаметром 1 км при его падении в океан глубиной 4.5 км со скоростью $U = 20$ км/с под углом $\alpha = 45^\circ$.

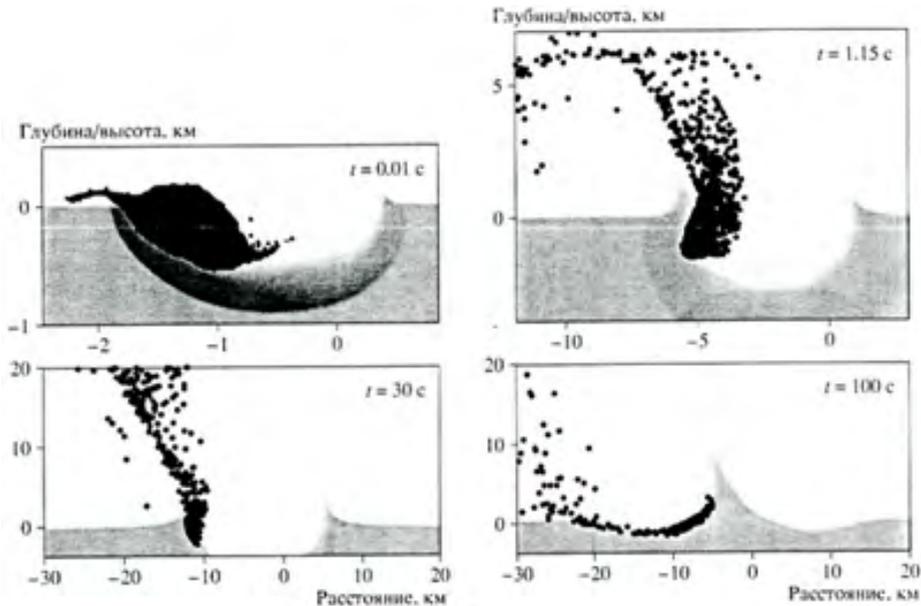


Рис. 4.73

Хотя водяная каверна доходит до океанического дна, вещество разрушенного ударника сильно тормозится в толще воды и не опускается глубже ~ 2 км. Далее часть вещества метеороида-импактора (как расплавленного, так и нерасплавленного) движется вверх под воздействием образовавшегося плюма со скоростями 1–3 км/с и может быть выброшена от места удара на расстояния 100–1000 км. Остальные его фрагменты остаются в воде, и, перемешавшись с ней, постепенно осаждаются на дно. Причем в плюм попадает более 90% мас-

сы метеороида-ударника, а в воде остается менее 10%, однако большая часть захваченной плумом его массы имеет небольшую скорость и падает назад вниз на расстояниях порядка диаметра каверны. Скорость же, превышающую 1 км/с, приобретает только 40% массы ударника, и эти частицы его вещества улетают на расстояния > 100 км от точки импакта. Масса паров, представленная в массах ударника M_p , слабо зависит от размера упавшего тела и угла наклона его траектории (сильнее от его скорости) и в рассмотренном диапазоне характеристик составляет $\sim 4 - 6M_p$ (то есть $10^7 - 10^{10}$ т).

При падении шарового метеороида размером в 1 км в океан по углом $\alpha = 45^\circ$ со скоростью $U = 20$ км/с примерно через 30с водяной кратер-каверна достигает своего максимального диаметра, равного ~ 15 км, причем форма каверны имеет конфигурацию округлого по бокам цилиндра – бочонка (см. рис. 4.73). В это же время граница каверны у дна начинает перемещаться к ее центру, формируя возвратное течение, приводящее в итоге к ее схлопыванию, а вблизи океанской поверхности жидкость и, соответственно, граница кратера продолжают двигаться от центра. И, таким образом, формируется первичная волна – перемещающийся в отсутствие прочности вал каверны.

Далее процесс схлопывания каверны доминирует уже по всей ее высоте, приводя к формированию в ходе фокусировки водяного столба – султана в ее центре. Этот султан под воздействием гравитации через некоторое время обрушивается, образуя вторичную волну и новую меньшую, чем первая, водяную каверну. Затем в течение некоторого времени продолжают затухающие колебания водяной поверхности, инициируя последующие волны, каждый раз более слабые, чем предыдущие, распространяющиеся цугом друг за другом от центра.

Весьма подробно весь описанный выше процесс для восьми моментов времени от $t = 0.5$ с до $t = 200$ с представлен на рис. 4.74 для случая вертикального удара метеороида по океану, как более явно выраженный (при значениях параметров: глубина океана $H = 4.5$ км; диаметр метеороида-ударника $D = 1$ км; угол наклона его траектории $\alpha = 90^\circ$; его скорость $U = 20$ км/с; серым цветом изображена вода, черным – грунт и осколки метеороида).

На рис. 4.75 показаны зависимости высоты уровня воды h от времени на расстояниях от 20 до 70 км от места падения метеороида.

Амплитуды головной волны равны 1200 м (на 20 км), 800 м (на 30 км),

450 м (на 50 км) и 320 м (на 70 км), а ее период составляет примерно 150с.

Для оценки амплитуды волны цунами используется формула:

$$h = 45(H / L)Y^{0.25}, \quad (4.85)$$

полученная на основе данных при проведении подводных ядерных взрывов [Glasstone, Dolan, 1977]. В (4.85): h – амплитуда волны; H – глубина водоема; Y – энергия взрыва (в кт); L – расстояние от точки взрыва. В рассматриваемом случае формула (4.85) с величиной Y , равной кинетической энергии метеороида-импактора, дает величины амплитуды: 850, 570, 340 и 240 м на расстояниях 20, 30, 50 и 70 км, что можно считать вполне удовлетворительным совпадением.

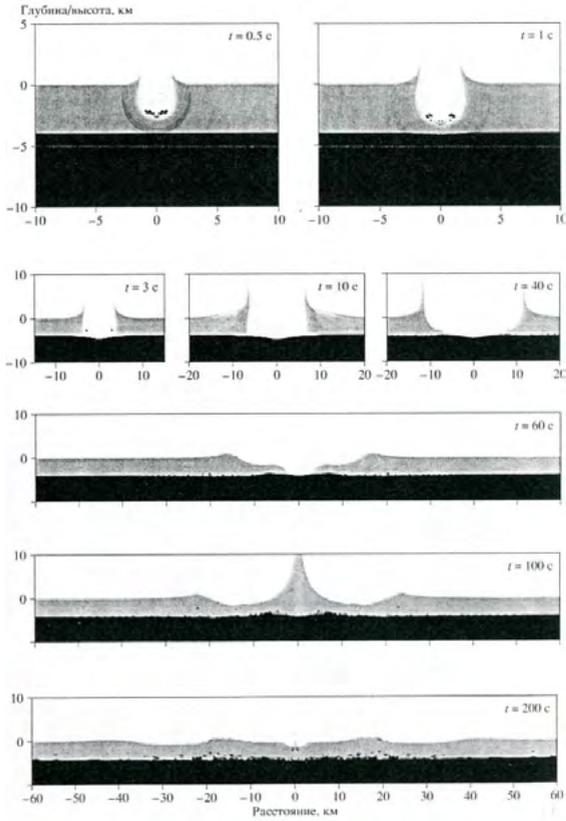


Рис. 4.74

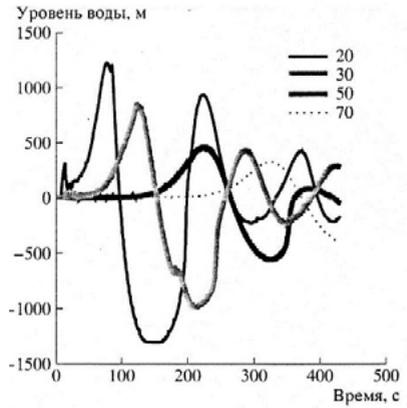


Рис. 4.75

На рис. 4.76 представлены результаты расчета формы водяной каверны при ударе метеороида диаметром $D = 1$ км в океан глубиной $H = 4$ км, упавшего со скоростью $U = 15$ км/с под углом $\alpha = 15^\circ$ для восьми моментов времени.

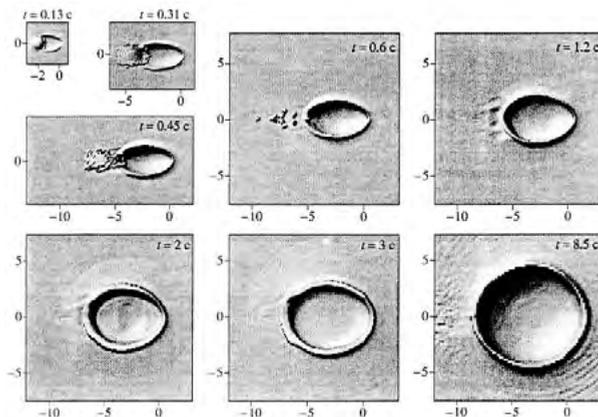


Рис. 4.76

На начальной стадии удара (в первые секунды) водяная каверна имеет ярко выраженную эллиптическую форму, вытянутую в направлении удара, и, естественно, существенно не симметричную. Однако уже к моменту времени $t = 8.5$ с форма каверны становится почти круглой (см. последний момент на рис. 4.76), несмотря даже на такой малый угол траектории падения метеороида-ударника в океан ($\alpha = 15^\circ$). Уже на расстояниях 40км от точки удара различие в амплитуде волны цунами в направлениях падения и перпендикулярно к нему не превышает несколько процентов.

В работах [Симоненко и др., 2008 и 2010; Абрамов и др., 2011] были разработаны компьютерные модели, имитирующие падение космических тел в океан и накат образующихся при этом волн цунами на берег. В них взаимодействие системы вода – астероид – грунт моделировались в связанном алгоритме, где вода аппроксимировалась на неподвижной сетке в эйлеровых координатах, астероид и грунт на деформируемой сетке в лагранжевых координатах. Связный алгоритм позволяет вычислить силы связывания на границах раздела текучей среды с астероидом и грунтом. При описании материалов гранита (астероид и грунт) и воды использовались уравнения состояния типа Ми-Грюнайзена с соответствующими параметрами [Меллош, 1994].

Предварительные расчеты показали, что при падении астероида в океан можно не учитывать атмосферу (и, соответственно, воздушные УВ), а также конкретную форму (сфера, цилиндр, шайба) ОКО, поскольку размеры кратера, водяной каверны и формирующихся гравитационных поверхностных волн цунами в основном зависят от кинетической энергии ОКО, а она в рассматриваемых ниже задачах была неизменной, равной 3.36×10^{20} Дж.

В табл. 4.8 и на рис. 4.77 приведены зависимости параметров волны и кратера от угла входа космического тела в атмосферу, который также является важным параметром [Абрамов и др., 2011].

Расчетные данные показывают, что результаты для углов падения из интервала от 60° до 90° незначительно отличаются друг от друга, и даже для угла 30° не наблюдаются кардинальные отличия. А поэтому следует ожидать того, что воздействие на океаническое побережье космогенного цунами для указанных величин углов соударения будет практически одинаковым. По этой причине ниже предполагается рассматривать только случай нормального внедрения космического тела в океан.

Табл. 4.8

Угол падения астероида	30°	45°	60°	90°
Высота волны, м	9200 и 4700	10500 и 6600	9500 и 9200	9400
Горизонтальная компонента вектора скорости, м/с	180 и 170	170 и 175	160 и 150	150
Диаметр кратера, м	10500	12300	13000	14400
Первичная глубина кратера, м	1400	2100	2700	3300
Диаметр водяной каверны, м	15000	17400	18600	18900

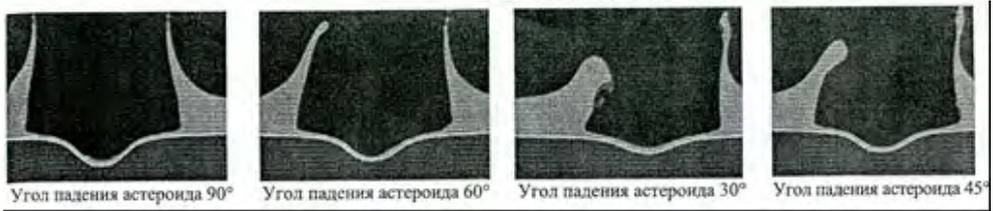


Рис. 4.77

В табл. 4.9 и на рис. 4.78 приведены зависимости параметров волны и кратера от размера внедренного астероида.

Табл. 4.9

Диаметр астероида, км	0.5	1	1.5
Высота волны, м	7800	9400	10000
Горизонтальная компонента вектора скорости, м/с	100	150	175
Диаметр кратера, м	–	14400	13500
Первичная глубина кратера, м	–	3300	5000
Диаметр водяной каверны, м	9600	18900	18000



Рис. 4.78

Анализ расчетных данных показал, что первоначальная высота максимальной волны, величина горизонтальной компоненты скорости ее распространения, радиус водяной каверны, первичные параметры образовавшегося на дне кратера с уменьшением размера астероида уменьшаются. Тело диаметром ≤ 0.15 км на дне видимого кратера вообще не образует.

В табл. 4.10 и на рис. 4.79 приведены зависимости параметров волны и кратера от глубины океана в точке падения космического тела.

Табл. 4.10

Глубина океана в точке падения астероида, км	1	2	3	4	5	6
Высота волны, м	3300	6600	7200	9400	9000	8700
Горизонтальная компонента вектора скорости, м/с	220	195	170	150	127	100
Диаметр кратера, м	8400	10200	12300	14400	12900	12700
Первичная глубина кратера, м	6900	4500	3700	3300	3000	2800
Диаметр водяной каверны, м	9000	17700	18400	18900	16800	16700

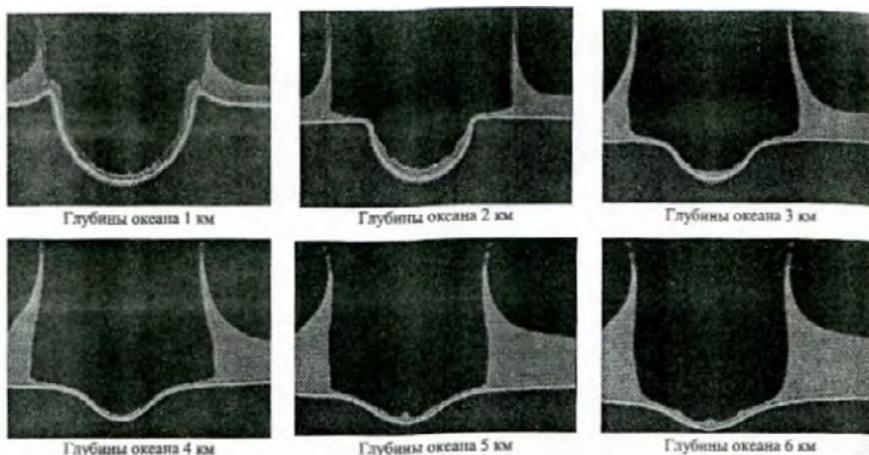


Рис. 4.79

Анализ расчетных данных показал, что первоначальная высота максимальной волны, величина горизонтальной скорости ее распространения, радиус водяной каверны сначала возрастают при увеличении глубины океана в точке падения тела, а затем принимают практически одинаковые значения. Первичные же параметры образовавшегося на дне кратера с увеличением глубины уменьшаются.

Далее рассматривались данные расчета падения астероида диаметром 1 км в океан глубиной 4 км как случай с наибольшими параметрами волны цунами. При этом кинетическая энергия астероида была равна 3.36×10^{20} Дж, а энергия поднятой им волны цунами составила примерно четверть от его энергии – 0.767×10^{20} Дж.

Было выявлено, что волна цунами «чувствует дно» даже в самом глубоком океане; кажется, эта едва заметная последовательность волн представляет движение всего вертикального столба воды (см. рис. 4.80, на котором представлена трансформация волны цунами) [Абрамов и др., 2011].

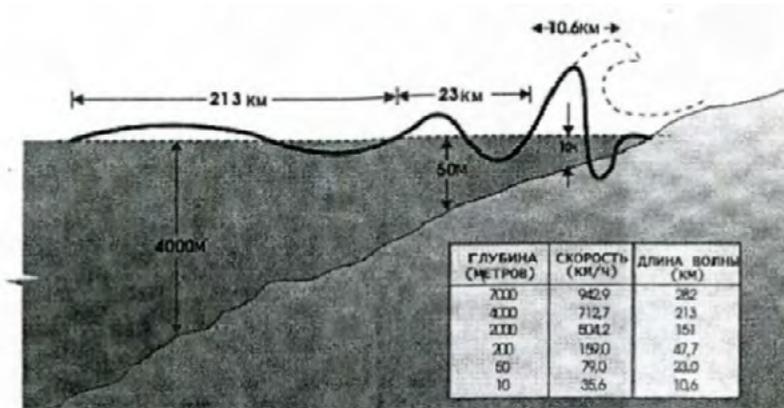


Рис. 4.80

Для вышерассмотренного случая, к концу первого этапа продолжительностью $\sim 30 - 50$ с в системе «океан – скала» все существенно нелинейные процессы завершились: затухли УВ, сформировалась зона кратера, а само космическое тело разрушилось. На водной поверхности сформировалась волна высотой $\sim 8... 10$ км и диаметром воронки $\sim 15...20$ км. Плотность воды стала равной $\sim 10^3...1.1 \times 10^3$ кг/м³, вектор скорости движения частиц среды в слое воды стал почти горизонтальным и приблизительно постоянным по глубине воды (разброс величины модуля скорости по глубине $\leq 15\%$).

Известно, что теорию мелкой волны можно применять в случае, когда длина волны распространяющейся по поверхности воды значительно больше глубины океана. Очевидно, что для рассматриваемой задачи это условие будет выполняться для достаточно больших времен. В этом случае при $t = 35$ с длина поверхностной волны сравнима с глубиной океана. Но, тем не менее, для оценки распространения поверхностной волны на втором этапе расчетов уже была использована классическая теория мелкой воды. Принятые здесь параметры шельфа и дна представлены на рис. 4.81 [Абрамов и др., 2011].

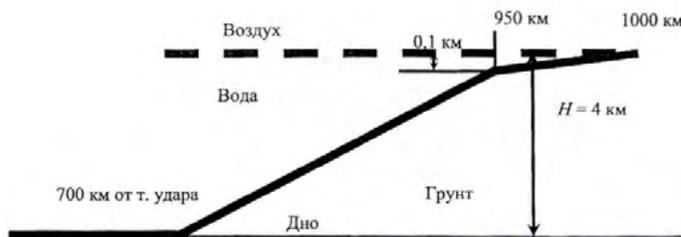


Рис. 4.81

На рис. 4.81 цифрами 700 км и 1000 км отмечены расстояния от точки внедрения астероида в океан до начала шельфа и до береговой линии, соответственно.

Численное исследование распространения волны космогенного цунами и ее воздействия на побережье с учетом профиля океанического шельфа велось на основе уравнений теории мелкой воды, описывающей движение одномерной круговой поверхностной волны:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial R} &= g \frac{\partial \eta}{\partial R}, \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial R} + \xi \left(\frac{\partial u}{\partial R} + \frac{u}{R} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (4.86)$$

где R – расстояние от начала координат (точка падения тела в океан), находящегося на невозмущенной океанической поверхности; t – время; g – ускорение свободного падения; $u = u(R, t)$ – скорость поверхностной волны; $\eta = \eta(R, t)$ – ее профиль; $h(R)$ – профиль дна океана; $\xi = h(R) + \eta(R, t)$.

Для численного решения системы (4.86) применялась модифицированная конечно-разностная λ – схема Моретти (подробности постановки задачи см. в [Симоненко и др., 2008 и 2010; Абрамов и др., 2011]).

На рис. 4.82 изображен водяной султан $\eta(R)$, сформировавшийся в ходе затекания воды в донный кратер; на рис. 4.83 показано положение волны цунами для трех последовательных моментов времени.

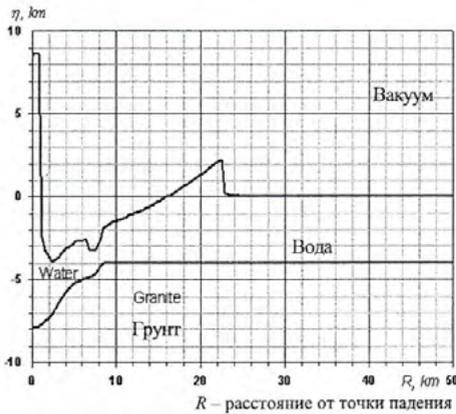


Рис. 4.82

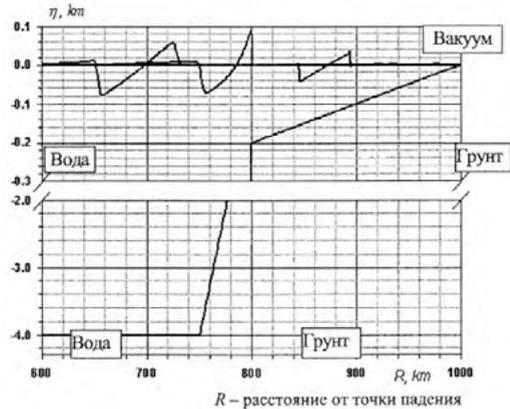


Рис. 4.83

Видно, как на шельфе высота волны возрастает с 60 м до 100 м, а затем на мелководье происходит уменьшение ее высоты (см. рис. 4.83).

В табл. 4.11 приведены результаты сравнения высоты волны $\eta(R)$, вычисленной здесь по теории мелкой воды и по эмпирической формуле, выведенной в работе [Roddy, 1987] для высоты удаленной волны, образующейся при подводных ядерных взрывах, для различных величин расстояния R от места падения космического тела.

Табл. 4.11

R , км	132	850–900
$\eta(R)$, км – по теории мелкой воды	200	30
$\eta(R)$, км – из работы [Roddy, 1987]	220	21–27

Удовлетворительное совпадение результатов свидетельствует о приемлемости применения теории мелкой воды как для качественного, так и для количественного описания данного физического процесса.

Модифицированная теория мелкой воды позволила рассчитать и накат (заплеск) волны космогенного цунами на побережье (см. рис. 4.84, на котором показаны результаты расчета наката волны на океанический берег с наклоном 32° [Абрамов и др., 2011]).

Расчеты показали, что при полученных значениях волны цунами, образовавшейся от падения астероида диаметром 1 км в океан глубиной 4 км, она способна распространиться на берег с уклоном 32° на расстояние в 1.5 км, поднявшись на высоту до 80 м, что, очевидно, является опасным для инфраструктуры и населения вдоль побережья.

На рис. 4.85 приведено сравнение результатов расчета наката волны космогенного цунами на океанический берег с аналитическим решением из работы [Мазова, Пелиновский, 1981].

Из рисунка видна удовлетворительная корреляция сравниваемых величин, что еще раз подтвердило возможность моделирования наката волн космогенного цунами на побережье океана в рамках теории мелкой воды.

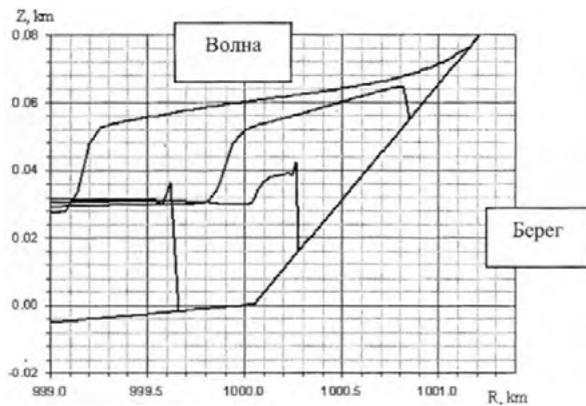


Рис. 4.84

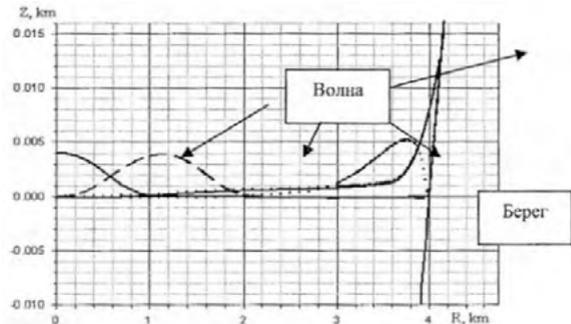


Рис. 4.85

4.3. МЕТЕОРИТНЫЕ КРАТЕРЫ И АСТРОБЛЕМЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

В данном разделе очень кратко (поскольку имеется ряд научных трудов, где эта тематика рассмотрена достаточно подробно (см., например, монографию [Вишневский, 2007])) изложены вопросы, связанные с образованием на земной поверхности геологических структур космогенной природы.

4.3.1. Вклад импактов космических тел в образование кольцевых геологических структур на Земле

Дисциплина, занимающаяся исследованием импактных (ударных) процессов по планетам и их спутникам и их последствий, базируется на достижениях метеоритики, астрономии, планетологии, геологии и др. и может быть условно названа, как это было предложено в монографии [Вишневский, 2007], «импактологией». Эта область знаний начала интенсивно развиваться примерно с середины XX века, когда в результате накопления большого количества соответствующей информации выявилась тесная связь между Землей и космосом, определяющая геологическую и биологическую эволюцию нашей планеты. В частности, на ней были обнаружены геологические следы многих разрушительных катастроф, причиненные падением крупных космических тел в виде астроблем, которые в случае хорошо сохранившейся первичной морфологии именуется также «метеоритными» или «импактными» кратерами.

Астроблемы Земли являются уникальными геологическими памятниками природы, имеющими большое научное и общественное значение. В научном плане они являются своеобразными природными полигонами – лабораториями, представляющими большой интерес для ряда дисциплин: астрономии, планетологии, геологии, метеоритики, механики, физики взрыва и др. Как объекты общепознавательного интереса, они пользуются вниманием широких кругов общественности как постоянное напоминание человечеству об угрозе нашей цивилизации со стороны малых космических тел, то есть о проблеме АКО. Астроблемы фигурируют также в качестве уникальных природных памятников, подлежащих общественной и государственной охране, что соответствующим образом отражено в Декларации Прав Памяти Земли, принятой в 1991 г. на конференции в г.Дигне (Франция) под эгидой ЮНЕСКО [Digne, 1991].

На настоящее время известно около 190 ударных геологических структур на поверхности нашей планеты [Вишневский, 2007; Глуховский, Кузьмин, 2013; Бадюков, 2023]. Здесь следует заметить, что из-за высокой эндогенной активности Земли (дифференциации, активной тектоники, крупномасштабного вулканизма и др.) многие кратеры со временем могли бесследно исчезнуть в отличие от таковых на планетах и спутниках, лишенных атмосферы и слабых проявлений эндогенной активности [Иванов, 2005]. Кроме того, большое число кратеров находится под ледяным покровом Антарктиды [Голубчи-

ков, 2005], на дне морей и океанов [Шувалов и др., 1999], в труднодоступных горных и лесных массивах и поэтому остались пока необнаруженными [Киселева, 2002].

В настоящее время активно продолжают поиски не выявленных структур и исследование различных аспектов воздействия импакторов на атмосферу, литосферу, гидросферу и биосферу нашей планеты. Одним из важнейших аспектов является изучение строения и геологии образовавшихся ударных кратеров и кольцевых структур [Иванов, 2005].

Распределение известных импактных структур по поверхности Земли весьма неоднородно (см. рис. 4.86, на котором представлено географическое расположение большинства земных астроблем, метеоритных кратеров и ударных событий, не образовавших ударно-волновых структур (по состоянию на 2007 г.): 1 – астроблемы и метеоритные кратеры, в том числе на океаническом дне (а – астроблема Мьолнир, б – астроблема Монтагнайс); 2 – крупнейшие земные астроблемы, в том числе Попигайская (П), Вредефорт (В), Садбери (С) и Чикскулубская (Ч); 3 – импактные события, не создавшие структур, в том числе Тунгусское падение 1908 г. (Т) и пиаценовое импактное событие Эльтанин (Э) [French, 1998; Вишнеvский, 2007]).

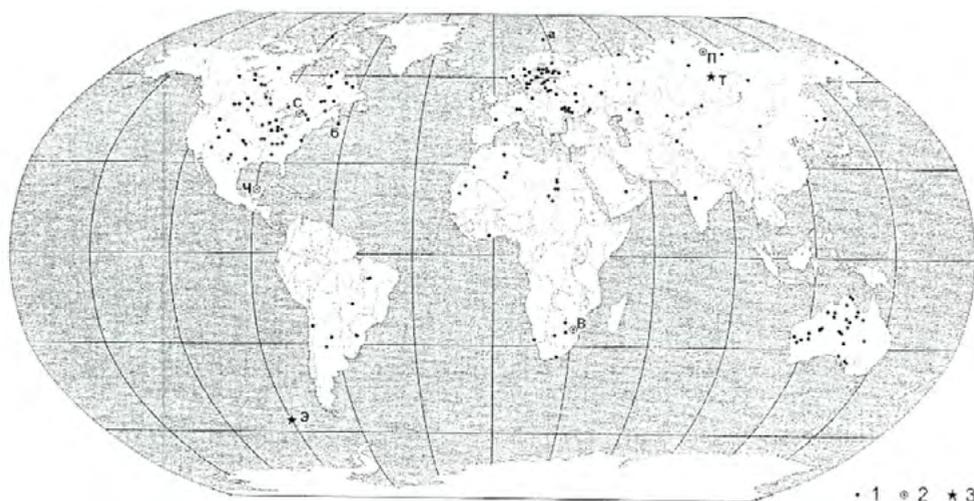


Рис. 4.86

Самым древним обнаруженным на Земле кратером является кратер Вредефорт на юге Африки, имеющий размер около 300 км и возраст около 2 млрд лет [Осинов, 2004]; вторым по величине считается кратер Садбери в Канаде диаметром 250 км, образованный упавшим на Землю метеороидом около 1.85 млрд лет назад [Grieve, Therriault, 2000; Осинов, 2004; Финкельштейн, 2004].

Одним из самых больших кратеров является Чикскулуб [Melosh, 1989; Иванов, 1996], найденный у северного побережья полуострова Юкатан на дне Мексиканского залива. Диаметр структуры оценивается величиной от 180 км

[Hildebrand, 1993] до 280 км [Shapton et al, 1993], что отвечает удару астероида размером от 10 до 20 км при скорости падения 20 км/с. Поиски этого кратера начались после предварительного обнаружения глобального слоя осадков, существенно обогащенных иридием, стратиграфически соответствующего границе мела и палеогена. Это явилось блестящим подтверждением теории катастроф [Вальтер, Финкель, 1996] и привело к гипотезе об импакте около 65 млн лет назад гигантского каменного астероида и глобальном выпадении продуктов удара в смеси с веществом импактора [Alvares et al., 1980]. Но некоторые авторы, детально проанализировав данные кратера, считают, что это мог быть и не хондрит, а ядро кометы [van der Bergh, 1994].

В числе крупнейших астроблем следует упомянуть и гигантский кратер под названием Попигайская котловина на севере Средне-Сибирского плоскогорья, имеющий диаметр 100 км и глубину около 10 км [Macaitis и др., 1976; Плотникова, 1990]. Предполагается, что образовавший этот кратер импактор был диаметром 0.8–1.5 км и падал со скоростью не менее 15–20 км/с. Он заглубился в Землю на 2 км и взорвался. Энергия взрыва составила около 41 Тт тротила (ТНТ), что на три порядка выше энергии катастрофического извержения вулкана Кракатуа в 1883 г. [Андрущенко и др., 2022]. По изотопным данным Попигайский метеороид упал на Землю примерно 35.7 млн лет назад, то есть на рубеже эоцена и олигоцена.

Крупнейшей импактной структурой на Земле является Пучеж-Катунская астроблема, расположенная в центре Русской плиты, эта кольцевая структура, имеющая 80 км в диаметре, представляет собой типичный ударный кратер с центральным поднятием (сложный кратер) [Фирсов, 1965; Melosh, 1989]. Согласно геологическим и радиологическим данным Пучеж-Катунский кратер возник в байосе (средняя юра) около 175 млн лет назад. Оценка энергии кратерообразования дает величину порядка 470 Гт (ТНТ) при скорости импактора от 11.2 до 30 км/с [Плотникова, 1990].

Несколько позже были идентифицированы как астроблемы кольцевые структуры: Маникуагуан в Канаде, провинция Квебек диаметром ~ 100 км, образовавшаяся 214 млн лет назад и Котуйканская в России на севере Сибирской платформы (Анабарский щит) диаметром ~ 250 км, то есть сравнимая по размерам с такими импактными структурами, как Вредефорт и Садбери [Grieve, Therriault, 2000; Глуховский, Кузьмин, 2013]. Причем Котуйканская кольцевая структура стала первым выявленным объектом с признаками крупного импактного события докембрийского возраста в пределах Сибирской платформы (в отличие от других древних платформ).

Из установленных на настоящее время на земной поверхности приблизительно 190 достоверных импактных структур около 15 расположены в пределах морей и океанов или частично находятся под водной поверхностью, а некоторое число в свое время были образованы в подводных условиях, но затем в ходе геологических процессов оказались на суше. На Земле общая площадь поверхности суши составляет лишь 29% ее поверхности, и поэтому естественно большая часть падений космических тел приходится на моря и океаны.

А столь редкое распространение установленных подводных ударных кратеров объясняется объективными и субъективными причинами [Гуров, 2016]. К первым относится относительно молодой возраст морского и океанического дна, а также существенное поглощение кинетической энергии импактора толщей воды в точке падения в нее. При этом сила удара о дно водоема зависит от размера тела, его скорости и угла падения, а также от толщины слоя воды в нем. Субъективные же причины трудности обнаружения подводных ударных структур связаны с тем, что их чаще всего невозможно выявить дистанционными методами, а только географическими исследованиями.

В табл. 4.12 приведен каталог только подводных (на данное время) астроблем и космогенных структур на поверхности Земли [Фельдман, 1987, 1990 и 1993; Gersonde et al., 1997; Ormo, Lindstrom, 2000; Abbot et al., 2003; Bryant et al., 2003; Левин и др., 2006; Chatterjee et al., 2006; Вишневский, 2007; Гуров, 2016; Андрущенко и др., 2022; Nicolson et al., 2022].

Табл. 4.12

№ п/п	Название структуры	Расположение	Широта (градусы)	Долгота (градусы)	Диаметр (км)	Возраст (млн. лет)	Глубина (м)
1	Буркле (Burckle)	Юго-Запад Индийского океана	30.87ю.ш.	61.37 в.д.	29	0.00425	–
2	Кярдла (Kardla)	Балтийское море (Эстония)	58.98 с.ш.	22.78 в.д.	4	455	–
3	Махунка (Machuika)	Юго-Запад Тихого океана (Новая Зеландия)	48.21ю.ш.	166.29в.д.	20	0.00144	300
4	Монтагнайс (Montagnais)	Северо-Запад Атлантического океана (Канада)	42.88 с.ш.	64.22з.д.	45	50.5 ± 0.8	–
5	Мьельнир (Mjolnir)	Баренцево море (Норвегия)	73.76 с.ш.	29.51в.д.	39	142 ± 2.6	<500
6	Надир (Nadir)	Северо-Запад Атлантического океана (Гвинея)	9.25 с.ш.	17.23з.д.	8.5	66	400
7	Неагранд (Neugrund)	Балтийское море (Эстония)	59.32с.ш.	23.54в.д.	8	535	40–70
8	Онтонг Ява (Ontong Java)	Тихий океан (Меланезия)	1.76 ю.ш.	157.85в.д.	1200	120	–
9	Сахалинка (Sakhalinka)	Северо-Запад Тихого океана	30.27 с.ш.	170.02в.д.	12	65	700
10	Чесапак Бэй (Chesapeake Bay)	Северо-Запад Атлантического океана (США)	37.27 с.ш.	76.07з.д.	85	35.5 ± 0.3	400–500
11	Чикскулуб (Chicxulub)	Мексиканский залив (Мексика)	21.31 с.ш.	89.6 з.д.	180	66.5	–
12	Шива (Shiva)	Индийский океан (Индия)	19.5 с.ш.	71.5в.д.	500	65	–
13	Элтанин (Eltanin)	Море Беллинсгаузена (Чили)	57.22ю.ш.	90.36 з.д.	15?	2.51 ± 0.07	4000–5000

Как видно из табл. 4.12, самые старые космогенные ударные структуры обнаружены на дне Балтийского моря (Эстония), – это кратеры Кярдла возрастом ~ 455 млн лет и Неагранд возрастом ~ 535 млн лет, они же являются самыми малыми по диаметру, ~ 4 и 8 км соответственно. Самыми молодыми, образовавшимися в голоцене, являются кратеры Махуика и Буркле, с диаметрами 20 и 29 км, соответственно.

Здесь, прежде чем перейти к статистическим вопросам, связанным с распределением и эволюцией импактных кратеров, следует кратко изложить весьма интересный материал, связанный с дискуссией, развернувшейся в конце XX века, между сторонниками космогенной и эндогенной теории генезиса взрывных кольцевых структур на Земле, других планетах земной группы и спутниках планет Солнечной системы [Currie, 1971; Масайтис и др., 1980; Масайтис, 1984; Лучицкий, 1985; Ваганов и др., 1985; Melosh, 1989]. Эти различия во взглядах на процесс образования геологических взрывных структур на планетах и спутниках отражены в полемике между отечественными лидерами каждого из направлений – В.Л. Масайтисом [Масайтис, 1987] и П.Н. Кропоткиным [Кропоткин, 1989].

На самом деле подобные споры велись еще с начала XX века относительно отдельных взрывных геологических структур. Так, сомнения в метеоритном происхождении даже Аризонского кратера, исследованного подробно в 1905 г. [Barringer, 1905], в начале 30-х годов высказал, например, П.Н.Червинский [Червинский, 1931]. Поскольку под дном кратера не удалось обнаружить основное тело метеорита, он предположил, что тот образовался при взрыве вулканических газов. И только в последующие годы, в ходе послевоенного изучения была доказана несомненная принадлежность Аризонского кратера к космогенным ударным структурам [Nininger, 1956; Krinov, 1966; Вдовыкин, 1971].

Предварительно, до аргументации сторонами своей точки зрения на образование кольцевых геологических взрывных структур, следует отметить, что такие структуры, хотя возникают вследствие совершенно различных природных явлений, внешне очень похожи между собой. На рис. 4.87 справа – фотография знаменитого Аризонского кратера [Shoemaker, 1963], образовавшегося ~ 50 тысяч лет назад при падении на Землю железного астероида размером около 70 м; слева – фотография структуры вулканического происхождения, так называемого маара, проименованного Elegante, в Мексике [Gutmann, 1976], образовавшегося примерно тогда же при извержении вулкана, в процессе которо-

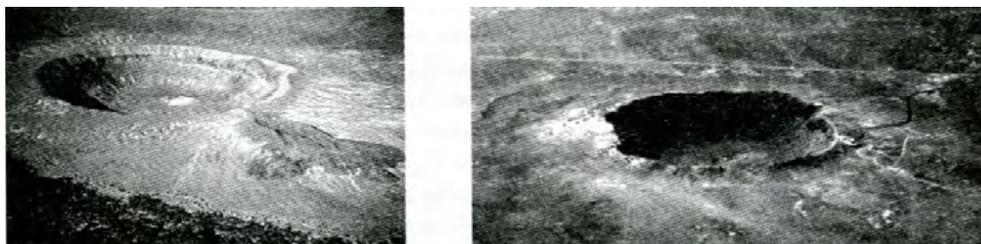


Рис. 4.87

го происходило сильное взаимодействие поднимающейся из глубины магмы с грунтовыми водами (в обоих случаях величина энерговыделения была приблизительно одинакова) [Шувалов, Трубецкая, 2007в].

Между маарами – вулканическими кратерами и импактными кратерами много общего:

- и те и другие являются чашеобразными углублениями (кратерами) в исходной поверхности, возникшими в результате взрывообразного выброса вещества;

- в обоих случаях кратер окружен валом, образованным выпадением выброшенного из него вещества;

- в обоих случаях под явно видимым кратером имеет место зона разрушенной субстанции (брекчии);

- маары часто расположены группами и небольшие (< 300 м в диаметре) ударные кратеры обычно образуют кратерные поля или кластеры;

- в настоящее время обычно многие маары и импактные кратеры заполнены водой, то есть являются озерами.

В обоих случаях вблизи земной поверхности осуществляются процессы взрывного типа. Принципиальная разница в их образовании состоит в источнике энергии взрыва: при образовании мааров энергия поступает снизу в виде тепловой энергии горячей магмы, при образовании ударных кратеров – сверху, в виде кинетической энергии падающих космических тел [Шувалов, Трубецкая, 2007в].

Кроме внешнего сходства, поскольку в большинстве случаев эти кольцевые геологические взрывные структуры образовались достаточно давно, часто невозможно установить и источник их зарождения – ударный или эндогенный, по причине отсутствия в кратере космического вещества с одной стороны и следов давно прекратившейся вулканической деятельности с другой стороны. Классическим примером именно такой взрывной геологической структуры может служить, например, уникальный Патомский кратер, открытый геологом В.В. Колпаковым еще в 1949 г. на территории Бодайбинского района Иркутской области в бассейне р. Олекма (см. рис. 4.88) [Колпаков, 1951].



Рис. 4.88

С тех пор в результате проведения многих разнообразных исследований было выдвинуто несколько гипотез возникновения этой взрывной структуры, в том числе рассматривались импактная и эндогенная модели ее образования, однако ни та, ни другая из них до настоящего времени не получила достаточного фактического обоснования [Симонов, Бивин, 2006; Миронов и др., 2011].

Именно по причине внешнего сходства взрывных геологических структур и трудности в выявлении фактического источника их происхождения и возникла дискуссия между сторонниками эндогенного и импактного происхождения подобных структур [Масайтус, 1987; Кропоткин, 1989].

Наиболее убедительным доводом в пользу космогенной – импактной природы образования геологических взрывных структур является обнаружение в них обломочного и распыленного метеоритного вещества с иридием и другими характерными элементами космогенного происхождения. Такие данные, на самом деле, не позволяют усомниться в космогенной природе тех структур, в которых такое вещество найдено. Однако необходимо отметить, что из всех 136 метеоритных кратеров, обнаруженных к 1990г. на нашей планете [Фельдман, 1990], метеорное вещество бесспорно было выявлено лишь в 47, то есть приблизительно в 1/3 от их общего количества [Хазанович-Вольф, 1991, 1992 и 1994].

Другие доводы, приводимые сторонниками импактной гипотезы в качестве бесспорных доказательств своей правоты (наличие импактитов, конусов разрушения, планарных элементов в кварце и др.) нельзя считать решающими, так как присутствие указанных признаков можно объяснить и абсолютно другими причинами.

Наиболее весомым аргументом в пользу эндогенной природы образования геологических взрывных структур является приуроченность некоторого количества из них к крупным региональным разломам земной коры, трассируемым на геологических и космогеологических картах на сотни километров. К подобным структурам, например, относятся Карская, Усть-Карская, Попигайская, Ильинецкая, Болтышская, Терновская на территории стран СНГ, а также целый ряд подобных (то есть весьма крупных) объектов в дальнем зарубежье [Bucher, 1963; Ваганов и др., 1985; Кропоткин, 1989]. Предположение же о том, что в каждом вышеуказанном случае метеорное тело упало с «точным прицельным попаданием» в зону геологического разлома, абсолютно нереально.

Можно привести и дополнительные примеры «прицельных попаданий» в такие линейные геологические объекты. Так, известный кратер Жаманшин в Казахстане приурочен к разлому, разделяющему два блока фундамента каменноугольного и силурийского возраста [Хазанович-Вольф, 1994]. Причем разлом пересекает кратер точно по его центру, где находится центральное поднятие фундамента (см. рис. 4.89, на котором приведены два примера «прицельного попадания» метеороидов в линейные геологические объекты: железорудную зону (А) и зону разлома фундамента (Б). А – схема геологического строения Первомайского железорудного месторождения и Терновской «астроблемы» [Никольский, 1981]: 1 – предполагаемая граница распространения изменений в породах, связанных с образованием «астроблемы»; 2 – срединное поднятие;

3 – дробленные микроклиновые гранитоиды; 4 – биотито-плагиоклазовые парагнейсы ингулецкой серии; 5 – породы верхней свиты криворожской серии; 6 – средняя и нижняя (железорудные) свиты криворожской серии; 7 – амфиболиты конкско-верхоцевской серии; 8 – разломы (диаметр «астроблемы» 7–8 км). Б – геологический разрез кратера Жаманшин [Импактный кратер Жаманшин..., 1991]: 1 – аллогенная брекчия, заполняющая кратер; 2 – палеогеновые преимущественно терригенные отложения; 3 – меловые терригенные и карбонатные отложения; 4 – нижнекаменные андезиты, их туфы, туфопесчаники, туфоконаломераты; 5 – силурийские углистые и слюдястые кварцито-сланцы, кварциты, известняки; 6 – разлом между разновозрастными блоками фундамента (породы фундамента под кратером деформированы на глубину более 1 км; диаметр кратера на разрезе 9.3 км)).

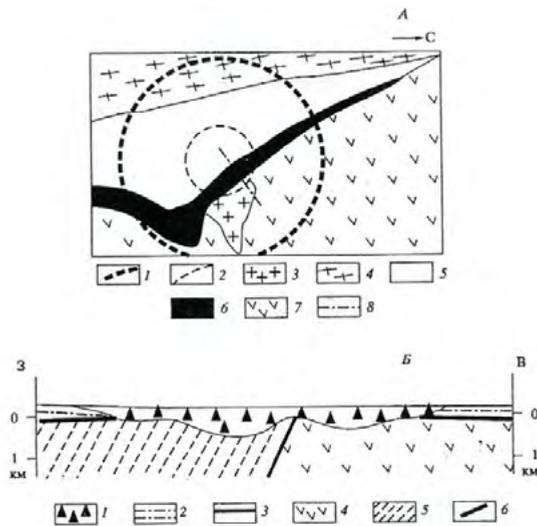


Рис. 4.89

Особое место в ряду взрывных геологических структур, проявляющих явную пространственно-генетическую связь с элементами глубинного строения земной коры, занимают неявные «астроблемы», у которых отсутствуют надежные признаки их космогенного происхождения. Таким примером может служить так называемая Терновская астроблема (см. рис. 4.89А [Никольский, 1981]). Если принять точку зрения А.П. Никольского об ударном происхождении брекчированных зон, сопровождающих крупное железорудное тело Первомайского месторождения Украинского щита, то придется бесспорно признать «прицельное попадание» метеороида в узкую линейную зону геологического объекта [Хазанович-Вульф, 1994].

Необъяснимым обстоятельством являлась и несомненная пространственно-временная связь между некоторыми взрывными структурами и полями трубчатого вулканизма, на что ранее уже обращалось внимание в работах [Bucher, 1963; Ваганов и др., 1985; Кропоткин, 1989]. Это обстоятельство с точки зре-

ния сторонников эндогенного происхождения взрывных структур указывает на генетическую общность этих образований, а так как трубки взрыва однозначно имеют эндогенную природу, то, следовательно, по их мнению, ту же природу должны иметь и связанные с ними взрывные структуры. Весьма убедительный пример подобной общности широко известен на плато Швабский Альб на юге Германии [Bucher, 1963; Ваганов и др., 1985]. Своеобразный «диатремовый шлейф» имеют Попигайский кратер [Хазанович-Вульф, 1991 и 1992], Оленекское поднятие и расположенный на его северо-западном крыле Беенчиче-Салаатинский кратер [Хазанович-Вульф, 1992], кратер Бруккаррос в Намибии [Хазанович-Вульф, 1992]. Имеются и другие примеры подобной пространственно-временной общности взрывных кольцевых и диатремовых структур практически на всех материках земного шара [Bucher, 1963; Хазанович-Вульф, 1992]. Однако В.Л. Масайтис [Масайтис, 1987] назвал эту связь иллюзорной и ничего не доказывающей.

Самым слабым местом в концепции эндогенного происхождения кольцевых взрывных структур является предлагаемый «газовый» (химический) механизм взрывного процесса. Ее сторонники вынуждены были допускать образование в недрах Земли газовых резервуаров колоссальных размеров. Так, при образовании, например, Попигайского кратера, как рассчитал В.Л. Масайтис [Масайтис, 1987], должен был бы произойти взрыв газа объемом 2000–2500 км³ что совершенно нереально. В связи с этим обстоятельством сами сторонники концепции эндогенных взрывов были вынуждены выдвинуть предположение, что источником глубинных существенно водородных флюидов является расплавленное ядро Земли и что эти флюиды поднимаются в земную кору в «чрезвычайно уплотненном состоянии», в результате чего и реализуют взрывы, мощности которых достаточны для развития рассматриваемого типа структур [Маракушев и др., 1993]. В то время как для сторонников концепции импактных взрывов вопрос о достаточной мощности для образования кольцевой структуры на планетах любого, даже самого гигантского размера не возникает, поскольку величина энерговыделения при ударе малым космическим телом сверху практически не ограничена [Астероидно-кометная опасность..., 1996; 2010; 2015].

Как обычно в такого рода полемике, обе стороны остались при своем мнении. Более того, среди апологетов эндогенной (дегазационной) гипотезы образования геологических взрывных структур есть и такие, которые вообще отрицают возможность космогенного (импактного) происхождения взрывных кратеров и пытаются объяснить их природу различными тектоно-криптовулканическими процессами [Nicolayser, Ferguson, 1990]. Причем и в настоящее время они продолжают использовать давно устаревшие аргументы, например, в отношении образования Аризонского кратера, под претенциозной вывеской «Новые идеи в науках о Земле» [Измайлова, Головастов, 2021]. Но следует заметить, что сторонников космогенной (ударной) природы образования геологических взрывных структур на поверхности планет и их спутников в последнее время становится все больше.

4.3.2. О распределении метеоритных кратеров на поверхности Земли и их эволюции

Из обзора ряда опубликованных источников [Астанович, 1936; Bucher, 1963; Hartmann, 1965; Dence, 1972; Engelhardt, 2017; Robertson, Grieve, 1975; Classen, 1977; Федынский и др., 1978; Вальтер, Гуров, 1979; Grieve, Dence, 1979; Steverson, 1979; Метеоритные структуры..., 1979; Дабижа, Зоткин, 1980 а и б; Масайтис и др., 1980; Зейлик, Зозулин, 1994] можно было сделать заключение, что к началу 80-х годов XX века на поверхности Земли было известно 114 структур достоверно метеоритного происхождения, 45 возможного такого же происхождения и 80 подозревались как космогенные, то есть ~ 240 объектов заслуживали внимания при изучении проблемы.

Принимая во внимание статистические данные из предыдущего подраздела (4.3.1), за последующие 33 года к достоверно установленным метеоритным структурам прибавилось еще ~ 76 [Глуховский, Кузьмин, 2013].

Но уже сорок лет назад была определена такая важная статистическая характеристика, как распределение метеоритных (импактных) кратеров по размерам. Интегральное распределение (количество кратеров диаметра D и больше) на том участке, где его можно выразить степенным законом $D^{-\delta}$, представляется следующим выражением [Дабижа и др., 1979]:

$$\lg K = 2.80 - 1.15 \lg D \text{ (км)}. \quad (4.87)$$

Такая зависимость справедлива для кратеров на территории СССР с диаметрами $D = 10 \div 100$ км (см. рис. 4.90, на котором представлены интегральное $K(D)$ и дифференциальное в логарифмических координатах $N(D)$ распределения кратеров по размерам D . Построено по 116 структурам: 1 – все кратеры; 2 – кратеры с центральным поднятием; 3 – кратеры с кольцевым поднятием).

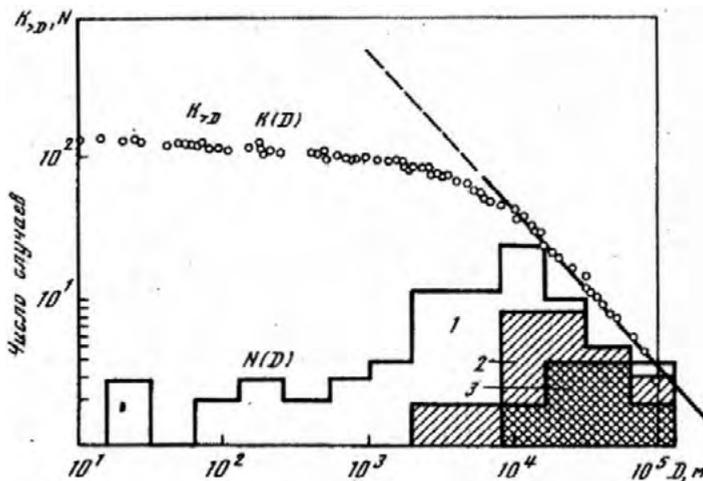


Рис. 4.90

Для более мелких кратеров имеют место большие потери и установить закономерность значительно труднее. Для кратеров на территории Канады эта зависимость отличается показателем δ [Baldwin, 1971]. Для лунных кратеров показатель δ изменяется от 2.0 до 2.4 для разного класса кратеров [Hartmann, 1966].

Дифференциальная кривая $N(D)$ на рис. 4.90 дает более детальное представление о концентрации кратеров определенного диаметра, но при небольшом количестве имеющихся данных она чувствительна к статистическим флуктуациям. Из графиков видно, что кратеры с кольцевым и центральным поднятием (сложные кратеры) смещены в сторону крупных объектов большего размера, откуда ясно, что формирование этих элементов произошло уже после образования кратера [Дабижа, 1977].

На рис. 4.91 приведена диаграмма, представляющая распределение земных ударных кратеров в зависимости от возраста T (годы) и диаметра D (м) (время отсчитывается от настоящего в прошлое).

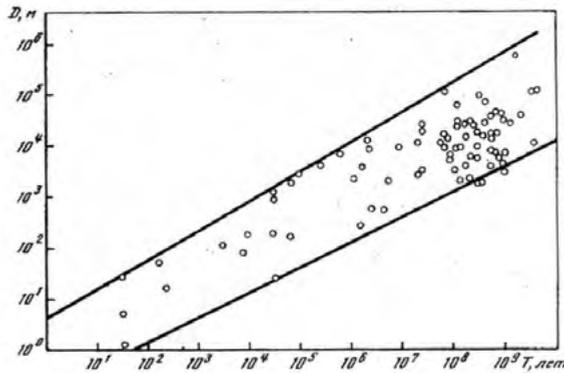


Рис. 4.91

Как видно из данных каталогов импактных структур Земли [Classen, 1977; Дабижа, Зоткин, 1980 а], в пространстве (D, T) метеоритные кратеры заселяют область, где оценочно:

$$0.1 \leq \sqrt{T} / D \leq 10 \text{ (лет, м)}. \quad (4.88)$$

Неравенство (4.88) имеет вероятностный смысл: за пределами этой области вероятность обнаружить кратер крайне мала. Нижняя наклонная прямая на диаграмме означает параболическую зависимость «жизни» T_{\max} метеоритных кратеров на земной поверхности в функции их размеров:

$$T_{\max} \cong (45 - 50)D^2. \quad (4.89)$$

Полученные числа значительно (на порядок) больше оценки продолжительности существования ударных земных кратеров, полученной в работе [Robertson, Grieve, 1975] – 3×10^8 лет для кратеров размером 10–15км.

Аналогичное исследование для Луны, проведенное в работах [Marcus, 1966 а и б; 1967] для послеморской эпохи, дало наибольший возможный возраст лунных кратеров диаметром: 1 км – 6.25×10^8 лет; 10 км – 1.09×10^9 лет; 100 км – 1.63×10^9 лет. То есть продолжительность жизни крупных импактных структур на Луне того же порядка, что и на Земле.

Факт, что крупные ударные кратеры старше мелких (или что старые кратеры крупнее), конечно, имеет большое эволюционное значение. Но исследование этого факта весьма затруднено отсутствием надежных датировок лунных космогенных структур. Земные же подобные структуры в этом отношении значительно более удобный материал для изучения.

Верхняя ограничительная прямая отделяет область малой вероятности появления весьма больших кратерообразующих космических тел (см. рис. 4.91).

Рассмотрим материалы диаграммы (D, T) с точки зрения моделирования распределения космогенных кратеров на нашей планете. Обозначив $n(D, T)$ плотность распределения кратеров по D и T , получим что $ndDdT$ дает число кратеров в настоящее время. Представим его в виде:

$$ndDdT = M(D)F(T, D)P(D, T)I(T)dDdT, \quad (4.90)$$

здесь M – распределение кратеров по диаметру; F – потери с момента образования, зависящие от размера кратера; P – вероятность обнаружения, связанная с размером и возрастом структуры; $I(T)$ – изменения потока кратерообразующих космических тел со временем.

Для распределения кратеров по размеру целесообразно принять обратно степенную зависимость:

$$M(D) = c_1 D^{-\delta}. \quad (4.91)$$

Эта зависимость отражает общий закон распределения метеорных тел по массе, который прослеживается на гигантском интервале масс (около 30 порядков), охватывая микрочастицы, метеороиды, астероиды, ядра комет (см. рис. 4.92, на котором представлен поток космических тел в зависимости от их размеров в Солнечной системе [Whipple, 1968].

Число тел dn_1 массы m равно

$$dn_1 = cm^{-s} dm. \quad (4.92)$$

Согласно работе [Whipple, 1968] и данным других авторов, для крупных тел $s = 1.7$. Теория ударного кратерообразова-

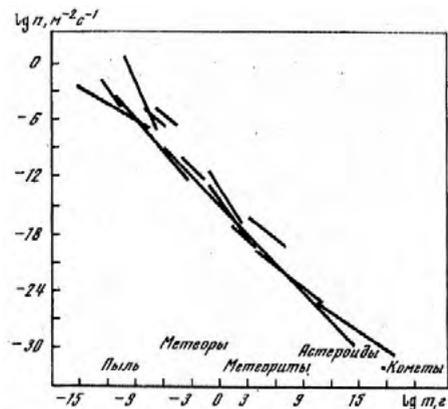


Рис. 4.92

ния и взрывные эксперименты показали, что энергия E в первом приближении определяет объем кратера [Baldwin, 1971], а точнее

$$D \sim E^{1/3.5} \sim (mv^2)^{1/3.5} \sim m^{1/3.5}. \quad (4.93)$$

Последнее соотношение, в котором игнорируется скорость v , обусловлено обстоятельством, что масса m меняется в значительно большем диапазоне, чем скорость. Из (4.92) и (4.93) получим $\delta - 1 = 3.5(s - 1)$, тогда показатель $\delta \approx 3.5$. Это значение близко к полученному из непосредственных подсчетов лунных кратеров [Hartmann, 1965]. Здесь важно, что неоднократные подсчеты на Луне старых доморских и молодых послеморских структур показали постоянное значение δ со временем, по крайней мере, в течение всего периода метеороидной бомбардировки Луны [Hartmann, 1965].

Функция $F(T, D)$ в (4.90) описывает исчезновение со временем кратеров разных размеров, это процесс весьма неравномерный и разнообразный в условиях Земли. Закономерность, единая для нашей планеты в течение $\sim 10^9$ лет, является довольно широким осреднением. Принимается, что количество сохранившихся на настоящее время ударных кратеров таково:

$$F(T, D) = c_2 \exp(-T / D^2\theta). \quad (4.94)$$

Экспоненциальная зависимость описывает тот факт, что за временной промежуток dT происходит потеря определенной доли кратеров, то есть процесс вымирания их популяции идентичен радиоактивному распаду. Закон же вымирания лунной популяции космогенных кратеров принципиально иной. Там происходит уничтожение старых структур более молодыми, занимающими их место, и этот процесс зависит от падающего метеорного потока, а поэтому на Луне возможна ситуация насыщения [Marcus, 1966 а и б].

В соотношении (4.94) величина $D^2\theta$ – это время релаксации. Предполагается, что характерное время существования кратера пропорционально его площади S . Этот вывод делается из наклона нижней границы области существования на диаграмме (D, T) , что тоже можно физически правдоподобно истолковать.

Наблюдаемое распределение ударных кратеров по размеру и возрасту связано с избирательностью способов их выявления. Так, ясно, что при прочих равных условиях малые структуры теряются чаще, чем крупные. Так, хорошо известны обусловленные потерями мелких представителей искажения кривых распределений по размерам: метеоров, астероидов, лунных кратеров, фрагментов метеоритов и др. Поэтому целесообразно считать, что вероятность выявления метеоритного кратера пропорциональна его площади S . Ударные структуры можно рассматривать в их геологической истории как двумерные, а не трехмерные объекты (их глубина по сравнению с диаметром весьма мала [Дабижжа, 1977]) и поэтому эффективность их обнаружения непосредственно связана с их площадью. По-видимому, это утверждение справедливо для топографических, геологических и геофизических их признаков.

Одним из самых общих в природе механизмов выравнивания любого возмущения является процесс диффузии, или остывания. В случае двумерной диф-

фузии точечного импульса вблизи точки приложения (в данном случае внутри ударного кратера) характерный признак возмущения, формально идентичный концентрации или температуре, изменяется со временем по закону T^{-1} . На основании сказанного можно принять, что вероятность (плотность вероятности) обнаружения метеоритного земного кратера равна:

$$P(D, T) = c_3 D^2 / T, \quad (4.95)$$

где константа c_3 означает нормирование по всему практическому интервалу по D и T .

Член $I(T)$ в соотношении (4.90) определяется из наблюдений. Попытки его определения на материале лунных кратеров в работах [Hartmann, 1965; Baldwin, 1971] показали, что за последние 4×10^9 лет поток уменьшился в несколько раз. Поэтому из-за скудности фактических данных можно ограничиться простой степенной аппроксимацией, положив:

$$I(T) = c_4 T^r, \quad (4.96)$$

причем подобрать степень r так, чтобы оптимально удовлетворить наблюдаемой диаграмме (D, T) . Подставив в (4.90) соотношения (4.91) и (4.94)–(4.96), получим выражение распределения количества ударных кратеров по D и T .

Для сопоставления с данными на рис. 4.91 следует также перейти к логарифмически равным интервалам и плотности $N = nDT$, тогда получим:

$$N(D, T) d \lg D d \lg T = C (T^r / D^{\delta-3}) \exp(-T / D^2 \theta) d \lg D d \lg T. \quad (4.97)$$

Расчеты по формуле (4.97) показали, что хорошее качественное согласие с диаграммой на рис. 4.91 получается при $\delta \approx 3.2 \div 3.4$; $\theta \approx 30$ лет; $r \approx 0.1-0.2$.

Установленная на материале земных ударных кратеров статистическая зависимость между их диаметром и возрастом прослеживается, по-видимому, и для популяции лунных кратеров. В работе [Basilevsky, 1976] получено, что время жизни импактных кратеров и его нахождение в определенном эволюционном классе линейно зависят от его размеров. Однако зависимость, установленная по кратерам на Земле, и рассмотрение материалов по кратерам на Луне [Basilevsky, 1976] позволяют утверждать, что $T \sim D^2$ и по абсолютной величине время жизни лунных кратеров примерно на порядок-полтора больше их земных собратьев. Что и понятно из-за высокой эндогенной активности Земли.

4.3.3. Оценки частоты ударов космических тел о Землю

В последние шесть десятилетий велись активные поиски новых «импактных» кратеров Земли и их изучение. Наибольшее число таковых было открыто на территории Австралии и стран СНГ. Ежегодно идентифицируются 3–5 новых ударных кратеров. К началу XXI века выявлено более 100 крупных импактных структур (с диаметром $D > 1$ км) [Петренко, 2002; Алексеев, Петрен-

ко, 2003; Вишнеvский, 2007]. Часть земных кратеров, для которых установлены некоторые характерные признаки, присущие импактным кратерам, но не были найдены признаки ударного метаморфизма, были отнесены к предполагаемым кратерам. И не прекращаются дебаты с некоторыми геологами по поводу оспаривания ими космогенного происхождения части новых (а также и старых) взрывных структур на земной поверхности [Петренко, 2002].

На настоящее время известны несколько методов определения частоты космических ударов о Землю. Чаще всего применяются два из них:

- 1) метод, основанный на анализе статистики земных ударных кратеров;
- 2) метод, использующий оценки потока космических тел, пересекающих орбиту Земли.

В первом из них частота космических ударов о Землю отождествляется с земной скоростью кратерообразования; во втором – она находится путем теоретических расчетов траекторий космических тел, проходящих вблизи орбиты Земли или пересекающих ее, так называемые NEAs (Near Earth Asteroids) объекты, и вероятностных оценок их соударения с планетой. Оценки, полученные первым методом, в некоторых случаях корректируются посредством второго. Исходной информацией для первого метода служат данные о земных импактных кратерах, а для второго – астрономические данные о наблюдаемых космических объектах, пересекающих орбиту Земли.

Существующие оценки частоты ударов космических тел о Землю имеют большую неопределенность и требуют уточнения. Для установления имеющих для этой цели возможностей следует провести анализ различных методов получения таких оценок. Для полноты картины следует также проводить соответствующие оценки для Луны и планет земной группы относительно объектов семейства NEAs, но с приоритетом оценки для Земли, так как человечество в основном интересуется безопасностью собственной планеты.

Согласно оценкам, проведенным еще более полувека назад [Левин, 1962; Shoemaker et al., 1963; Hartmann, 1965], на Землю выпало $\sim 10^6$ космических тел, способных образовать крупные импактные кратеры. На начало XXI века было выявлено ~ 180 ударных кратеров, из них ~ 100 крупные [Вишнеvский, 2007; Глуховский, Кузьмин, 2013]. Из числа выявленных древних импактных кратеров значительно преобладают кайнозойские и мезозойские, несмотря на то, что продолжительность этих эр составляет меньше десятой доли геологической истории эволюции земной коры. Неравномерность распределения таких структур по времени образования можно объяснить, в первую очередь, процессами их разрушения, что доказывается преобладанием среди докембрийских кратеров относительно более крупных [Петренко, 2002].

В ряде работ [Федынский и др., 1978; Grieve, Robertson, 1979; Вальтер, Гуров, 1979] рассмотрены проблемы формирования популяции ударных кратеров на Земле, их сохранности и распространения. Анализ распространения выявленных ударных кратеров и соотношение их с окружающей геологической средой показали, что наиболее благоприятными для их образования и сохранности являются равнинные территории (платформы) материков.

Сильное расхождение в количестве между потенциально образовавшимися $\sim 10^6$ и выявленными ~ 180 импактными кратерами Земли можно объяснить действием следующих факторов [Вальтер, Гуров, 1979]:

– часть потенциально кратерообразующих метеороидов или не образовала кратеров (падение в глубоководную океаническую акваторию), или образовала быстро разрушаемые или недоступные в настоящее время для поисков кратеры (падения во льды, в высокогорную местность или в зоны, скрытые в настоящее время льдом или водой);

– деградация и разрушение части образовавшихся кратеров активными геологическими процессами, из-за которых погребенные кратеры стало трудно выявить;

– космогенная природа большого числа относительно легко открываемых кратеров еще не установлена из-за недостаточной геологической изученности многих земных регионов и малого количества специализированных исследований.

Действие первого фактора оценивается, принимая во внимание современное состояние земной поверхности. Тогда, если не рассматривать слабо изученные шельфы, скрытые подо льдами участки суши в Арктике и Антарктике, труднодоступные горные области, остается площадь ~ 60 млн км² на которой возможно образование и долгая сохранность крупных ударных кратеров.

Большинство ударных кратеров давно исчезли с земной поверхности, в результате разрушения или захоронения из-за действия процессов эрозии, отложения осадков, выбросов вулканической лавы, тектонических сдвигов.

Среди сохранившихся импактных кратеров достаточно молодые имеют четко выделяющиеся валы и протяженные лучи выбросов. Поэтому их легче опознать, чем более старые, подвергнувшиеся деградации.

Уровни деградации, связанные с эрозией, при которой импактный кратер еще возможно распознать, были определены в работе [Dence, 1972]:

1 – закратерные выбросы преимущественно сохранились;

2 – закратерные выбросы сохранились частично;

3 – выбросы размыты, но вал частично сохранился;

4 – вал существенно эродирован, но заполняющие вал коптогенные породы сохранились;

5 – заполняющие вал коптогенные породы сохранились частично;

6 – сохранились лишь остатки коптогенных пород, заполняющих кратер, обнажено истинное дно кратера;

7 – вскрыта глубинная структура деформированного цоколя под истинным дном кратера.

Отмечается, что наблюдаемое малое число известных импактных кратеров на Африканской и Южно-Американской платформах объясняется фактором 3.

Из анализа статистики земных ударных кратеров исследователи, занимающиеся этой проблемой, делают выводы о продолжительности существования таких структур [Grieve, Robertson, 1979; Grieve, Dence, 1979; Дабижа, Зоткин, 1980]. Так, авторы первой из этих работ считают, что для структур, незащищен-

ных покровом более молодых осадков, индекс их сохранности – отношение D / T_e (D – диаметр кратера (в км), T_e – его возраст (в млн лет)) не превышает 0.03. Что означает сохранность в качестве различимой импактной структуры 20-километрового кратера в течение 600 млн лет, а 10-километрового кратера в течение 300 млн лет. Иные оценки сделаны авторами работ [Федынский и др., 1978; Дабижа, Зоткин, 1980], считающие, что вероятность обнаружения импактного кратера на Земле равна отношению T_e / D , и тогда кратер диаметром 100 м будет существовать до 100 тыс. лет, диаметром 1 км – до 10 млн лет, диаметром 10 км – до 1 млрд лет и т. д. Индексом сохранности же предложено считать отношение D^2 / T_e . При этом предполагается, что ударные кратеры с $D > 10$ км на земной суше почти не подвергаются уничтожению. Указанные подходы к оценкам сохранности таких космогенных структур не учитывают реальной геологической обстановки на нашей планете. Из-за чего оценки продолжительности существования кратеров разных диаметров являются завышенными в областях орогенных комплексов, древних складчатых образований и т.д.

Дифференцированный подход к определению скорости уничтожения космогенных кратеров разного диаметра в различных геоструктурных регионах развит, например, в работе [Масайтис и др., 1985], в которой считается, что «выживание» кратера зависит отнюдь не только от его размера, но и от продолжительности экспозиции региона его расположения (длительности его бомбардировки космическими телами), а также скорости денудации (процесса сноса и переноса продуктов выветривания пород) [Вальтер и др., 1984; Масайтис, Мащак, 1984]. Для оценки скорости уничтожения импактных кратеров в работе [Масайтис и др., 1985] построены профили эрозионного среза для всех геоструктурных регионов для интервалов времени, соответствующих продолжительности экспозиции региона.

Оценка вероятного числа ударных структур с размерами больше заданного потребовала тщательного районирования территории при учете длительности экспозиции и скорости денудации, а также уровня геологической изученности, дешифрируемости и т. п. [Масайтис и др., 1985]. В.Л. Масайтис и М.С. Мащак проделали эту работу для территории СССР, разделенной ими по всему комплексу признаков на регионы пяти категорий, и получили оценку – 156, вероятно, сохранившихся к середине 80-х годов XX века космогенных структур, имеющих диаметры больше 1 км [Масайтис, Мащак, 1984]. Хотя, исходя из скорости кратерообразующего потока, должно было образоваться 1280 таких структур. То есть ими было получено, что сохранилось в 8.2 раза меньше ударных кратеров, чем образовалось. В то же время, сопоставление количества возможно сохранившихся космогенных структур и уже обнаруженных показало, как велик резерв для их дальнейшего поиска и выявления.

Изучение популяции импактных кратеров, расположенных в некотором регионе, начинается с выбора участка и определения количества кратеров на его территории [Петренко, 2002]. Этот участок должен быть большим по площади, однородным по возрасту (по возможности более старым) и обладать минимальным, равномерным уровнем геологической модификации. Такие условия

легко реализуются на материковых территориях с равнинным рельефом как на Северо-Американской, так и на Восточно-Европейской платформах.

Так как импактное кратерирование рассматривается как случайный процесс, расположение кратеров на выбранной площади не так важно, как информация по числу и диаметру кратеров. Поскольку размеры кратеров лежат в весьма широком диапазоне, то полезную информацию об их популяции дает количество кратеров на единицу площади как функцию их диаметра.

Самый простой способ представления количества кратеров как функции их диаметра состоит в подсчете числа кратеров N , диаметры которых лежат в определенных пределах, например от D до $2D$. Пример подобного представления дан в табл. 4.13 для кратеров из каталога, приведенного в работе [Фельдман, 1990], в случае реперного их размера $D = 1$ км.

Табл. 4.13. Распределение числа кратеров Земли по размерам

Диаметр D , км	Количество кратеров		Диаметр D , км	Количество кратеров	
	шт.	процент от общего числа		шт.	процент от общего числа
1	19	12.18	16–32	23	14.74
1–2	8	5.13	32–64	12	7.69
2–4	18	11.54	64–128	7	4.49
4–8	30	19.23	более 128	3	1.92
8–16	36	23.08			

Как видно из табл. 4.13, на Земле наибольшее распространение имеют относительно небольшие метеоритные кратеры диаметром 5–16 км (36.8%). Крупные кратеры диаметром 17–64 км составляют около 20%, самые крупные диаметром более 64 км – 3.7%. Чрезвычайно высокое содержание мелких (до 1 км) метеоритных кратеров объясняется тем, что они в основном принадлежат к четвертичным структурам (возрастом менее 0.7 млн лет). У них нет шансов на выживание в геологическом понимании при средних скоростях денудации в фанерозе (570 ± 30 млн лет назад) 1–10 см за 1000 лет.

Более удобным для рассмотрения является кумулятивное распределение количества кратеров (их частотное распределение) по диаметрам, не зависящее от реперного размера. Здесь подсчитывается количество кратеров N_c с диаметром равным или большим данному диаметру D . Такое распределение хорошо аппроксимируется степенной функцией, например, имеющей вид [Hartmann, 1965; Grieve, Dence, 1979]:

$$N_D = N_{D_0} D^{-\alpha},$$

где N_D, N_{D_0} – число кратеров диаметром D и D_0 ($D > D_0$), например, при $D_0 = 1$ км. Для Луны $\alpha \approx 2.4$ [Hartmann, 1965], для Земли $\alpha \approx 2.1$ [Grieve, Dence, 1979].

Для стандартного распределения $\alpha = 2$.

Для мировой популяции импактных структур фанерозоя кривая распределения частот резко изменяет наклон при $D \approx 20$ км. Для диаметров же $D > 1$ км имеют место два участка кривой, для которых величины α отличаются на порядок [Grieve, Dence, 1979]: $N_c = 18283 D^{-2.05}$ для $D > 22.6$ км $-N_c = 80D^{-0.24}$ для $D < 11.3$ км (здесь N_c – кумулятивное количество кратеров, а D – диаметр видимого вала кратера).

Сильное уменьшение α для $D < 11.3$ км связано с увеличением степени деградации мелких кратеров и уменьшением возможности их распознавания по сравнению с крупными структурами, что согласуется с вариациями степени деградации кратеров в зависимости от их возраста и размера, отмеченной в работе [Grieve, Robertson, 1979]. Полагается, что не защищенные от эрозии покровом молодых осадков земные кратеры диаметром $D < 20$ км распознаются в случаях, если их возраст меньше 600 млн лет. По этой причине считается, что кривая для $D > 22.6$ км с показателем степени $\alpha \approx 2$ представляет действительное распределение земных кратеров, а кривая для $D < 11.3$ км – модифицированное распределение, в котором приобретение в течение фанерозоя новых относительно мелких кратеров уравнивается уничтожением таких же старых земными геологическими факторами [Grieve, Dence, 1979].

Распределение импактных структур по размерам зависит также от площади выбранного участка. Так, для всей Северо-Американской платформы площадью $S \approx 12.5 \times 10^6$ км² распределение фанерозойских кратеров описывается зависимостью $N_c \sim D^{-2}$ для $D > 22.6$ км, а для более мелких участков, таких как Квебек-Лабрадор на Канадском щите площадью $S \approx 1.5 \times 10^6$ км² и восточно-центральная часть США с площадью $S \approx 0.7 \times 10^6$ км² наклон кривой уменьшается: $N_c \sim D^{-1.5}$ и $N_c \sim D^{-1.0}$ соответственно. Это, вероятно, обусловлено дефицитом мелких кратеров или случайным включением одной или нескольких больших ударных структур в участок с относительно малой площадью [Grieve, Dence, 1979].

Выявленные ударные кратеры на поверхности Земли распределены весьма неравномерно [Петренко, 2002]. Так, для 136 кратеров из каталога, составленного в конце XX века [Фельдман, 1990], распределение по континентам выглядит следующим образом: Северная Америка – 46 (33.8%), из них в Канаде – 27, в США – 19; Европа – 39 (28.7%); Азия – 18 (13.2%); Австралия – 16 (11.7%); Африка – 12 (8.8%); Центральная и Южная Америка – 5 (3.7%). В бывшем СССР было выявлено 37 кратеров (23 в Европейской части и 14 в Азиатской), или 27.2% от мирового их количества.

Около 2/3 выявленных импактных кратеров Земли расположены на платформах, являющимися геологически устойчивыми внутренними областями материков. На платформах кратеры из-за низкой скорости эрозии и других процессов разрушения сохраняются более продолжительное время. Наибольшая концентрация выявленных кратеров (60%) наблюдается на платформах Северной Америки, Австралии и Европы (включая территорию бывшего СССР), поскольку на этих территориях были выполнены программы их активного поиска

и изучения. Дефицит выявленных космогенных кратеров на других континентах объясняется их слабой геологической изученностью.

Возраст крупных импактных кратеров Земли лежит в интервале от нескольких тысяч до двух миллиардов лет. Определение их возраста достаточно сложная задача. Большие неопределенности возникают при установлении возраста пород, в которых расположены ударные кратеры, посредством биостратиграфического метода. Также трудно определить возраст импактных расплавов, содержащих лишь частично дегазованные минеральные стекла изотопным методом K/Ar [Mak et al., 1976]. Для более надежного определения времени образования ударного кратера применяются различные радиологические методы, но, к сожалению, радиологический возраст определен не для всех выявленных кратеров. Так, например, для 136 импактных структур из каталога работы [Фельдман, 1990] достаточно надежно был определен возраст только 60 кратеров (см. табл. 4.14).

Табл. 4.14. Распределение кратеров Земли по возрасту

Возраст, млн лет	Количество кратеров		Возраст, млн лет	Количество кратеров	
	шт.	процент от общего числа		шт.	процент от общего числа
<1	19	12.26	400–500	14	9.03
1–25	19	12.26	500–600	10	6.45
25–50	10	6.45	600–700	3	1.94
50–75	16	10.32	700–800	-	-
75–100	6	3.87	800–900	-	-
100–200	19	12.36	900–1000	-	-
200–300	12	7.74	1000–1500	4	2.58
300–400	18	11.61	1500–2000	4	2.58

Приведенное распределение неравномерно по времени: в таблице больше всего четвертичных кратеров (возрастом менее 0.7 млн лет) – ~ 16.7%. Структуры возрастом менее 200 млн лет составляют 61.7%, а возрастом менее 500 млн лет – 82%. Такая неравномерность во времени обусловлена, во-первых, лучшей сохранностью крупных кратеров по сравнению с мелкими и, во-вторых, ростом количества погребенных кратеров с увеличением их возраста.

Возраст большинства крупных импактных кратеров менее 500 млн лет, хотя, судя по лунным данным, можно считать, что скорость кратерирования в системе Земля-Луна в течение последних 3 млрд лет оставалась почти постоянной. В ходе послепударного метаморфизма и тектонических процессов самые древние ударные кратеры чаще всего значительно изменились и их пока трудно

распознать на основе существующих критериев, или часть из них уничтожены древней эрозией. По этой причине обсуждение наблюдаемой и возможной распространенности крупных кратеров обычно ограничивают пределом в 500 или 600 млн лет.

Историю бомбардировки космическими телами системы Земля-Луна разделяют на два периода: ранний период длительностью не более 1.2 млрд лет и поздний, длящийся по настоящее время [Левин, 1962]. В ранний период источником космических тел служила в основном «собственная метеоритная зона» Земли, а в поздний – только пояса астероидов и комет.

Оценки скорости кратерирования различны в зависимости от размера космогенных структур. Так, в работе [Масайтис, Мащак, 1984] они аппроксимированы выражением $c \times 10^{-14} \text{ км}^2\text{год}^{-1}$ где,

$$c = \begin{cases} 120 & \text{при } D \leq 1 \text{ км} \\ 90 & \text{при } D = 1 - 2 \text{ км} \\ 22.5 & \text{при } D = 2 - 4 \text{ км} \\ 5.63 & \text{при } D = 4 - 8 \text{ км} \\ 1.4 & \text{при } D = 8 - 16 \text{ км} \\ 0.35 & \text{при } D = 16 - 32 \text{ км} \\ 0.09 & \text{при } D = 32 - 64 \text{ км} \\ 0.03 & \text{при } D > 64 \text{ км} \end{cases}$$

В работе [Hartmann, 1965] дана оценка скорости образования крупных импактных кратеров на земной поверхности в поздний период бомбардировки космическими телами: $1.2 \times 10^{-14} \text{ км}^2\text{год}^{-1}$. Оценки других авторов лежат в пределах $(0.1 - 0.9) \times 10^{-14} \text{ км}^2\text{год}^{-1}$. Оценка же, приведенная в работе [Hartmann, 1965], использовалась в работах многих исследователей как наиболее достоверная.

Принимая во внимание факт разрушения ударных структур, скорости кратерирования на Земле часто оценивают на основе данных для кратерных событий в фанерозое. Однако даже в пределах этого относительно короткого (в геологическом понимании) периода времени – 600 млн лет популяция сохранившихся импактных кратеров является неполной.

Проведены оценки скорости кратерирования для космогенных структур диаметрами $D > 20 \text{ км}$ и $D > 10 \text{ км}$.

Для оценки скорости кратерирования в выбранном регионе нашей планеты необходимо иметь данные о его площади, возрасте, количестве ударных кратеров, находящихся в его пределах, и функции распределения для числа кратеров по размерам. В качестве примера ниже приведены необходимые данные Северо-Американской и Восточно-Европейской платформ для событий фанерозоя и полученные с их помощью оценки скорости кратерирования.

Северо-Американская платформа площадью $\sim 12.5 \times 10^6 \text{ км}^2$ содержит 33 импактных кратеров фанерозоя диаметром $D > 1 \text{ км}$. Распределение количества кратеров по размерам дано в табл. 4.15.

Табл. 4.15. Распределение импактных кратеров Земли по размерам на Северо-Американской и Восточно-Европейской платформах

Диаметр D , км	Платформа					
	Северо-Американская			Восточно-Европейская		
	N	N_c	$N_c \times 10^{-6}$, км ²	N	N_c	$N_c \times 10^{-6}$, км ²
1.0–1.4	1	33	2.64	0	20	4.44
1.4–2.0	0	32	2.56	1	20	4.44
2.0–2.8	2	32	2.56	2	19	4.22
2.8–4.0	3	30	2.40	0	17	3.78
4.0–5.7	3	27	2.16	6	17	3.78
5.7–8.0	4	24	1.92	0	11	2.44
8.0–11.3	5	20	1.60	2	11	2.44
11.3–16.0	4	15	1.20	4	9	2.00
16.0–22.6	2	11	0.88	1	5	1.11
22.6–32.0	4	9	0.72	2	4	0.89
32.0–45.2	3	5	0.40	0	2	0.44
45.2–64.0	1	2	0.16	1	2	0.44
64.0–90.5	1	1	0.08	1	1	0.22

Это распределение находится в хорошем согласии со стандартным распределением $N_c \sim D^{-2}$, для диаметров $D > 20$ км. Считая возраст одной половины платформы равным 350 млн лет, а другой половины – 300 млн лет, авторы работы [Grieve, Dence, 1979] получили следующую оценку для скорости кратерирования: $(0.33 \pm 0.10) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹ для $D > 20$ км. Неопределенность этой оценки обусловлена неопределенностью возраста (величиной в 150 млн лет) для половины площади платформы.

Восточно-Европейская платформа, ограниченная на западе и севере орогенным поясом Скандинавии, на востоке – Уралом, на юге – Карпатами и Кавказом, имеет площадь $\sim 4.5 \times 10^6$ км², и на ней было обнаружено 20 импактных кратеров фанерозоя диаметром $D > 1$ км. Распределение числа кратеров на ней по размерам дано в табл. 4.15. Для диаметров $D > 22.6$ км оно описывается функцией $N_c \sim D^{-1.3}$, и только для интервалов $22.6 \text{ км} < D < 32.0 \text{ км}$ и $45.2 \text{ км} < D < 64.0 \text{ км}$ наклон кривой распределения приближается к стандартному ($\alpha = 2$).

В работе [Grieve, Dence, 1979] было сделано предположение о стандартном распределении числа кратеров по размерам, принимая возраст северной части платформы с центром на Балтийском щите равным 450 млн лет, а возраст южной части – 300 млн лет, и в результате была получена следующая оценка для скорости кратерирования на этой платформе: $(0.33 \pm 0.20) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹ для

$D > 20$ км. Неопределенность этой оценки выше, чем оценки для Северо-Американской платформы, что обусловлено более сложной геологией Европейской части бывшего СССР.

Средняя скорость кратерирования на Северо-Американской и Восточно-Европейской платформах для фанерозойских событий вычисляется как сумма соответствующих им скоростей с весами, пропорциональными их относительным площадям, то есть $(0.35 \pm 0.13) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹ для $D > 20$ км [Grieve, Robertson, 1979].

Анализ возраста и степени сохранности крупных импактных структур на Северо-Американской и Восточно-Европейской платформах показывает, что трудно распознать кратеры размером $D \sim 20$ км, если они не защищены от эрозии покровом молодых осадков и их возраст не менее 120 млн лет. В работе [Grieve, 1984] были взяты за основу семь хорошо датированных, относительно молодых (возраст менее 120 млн лет) крупных кратеров ($D > 20$ км), расположенных на платформах Северной Америки и Европы, и получена следующая оценка для скорости кратерирования: $(0.54 \pm 0.27) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹. Весьма большая неопределенность этой оценки отражает неполноту обнаруженных ударных кратеров. В предположении, что древние космогенные структуры Канадского щита диаметром $D \geq 20$ км полностью выявлены, в работе [Dence, 1972] были получены оценки для земной скорости кратерирования на основе древних кратеров и глубоко эрозированных структур: для восьми ударных структур, распределенных по всему щиту, – 0.1×10^{-14} км²год⁻¹ и для четырех ударных структур региона Квебек-Лабрадор – 0.5×10^{-14} км²год⁻¹. Для кратеров диаметром $D \geq 10$ км эти оценки эквивалентны соответственно следующим: 0.3×10^{-14} км²год⁻¹ и 1.6×10^{-14} км²год⁻¹.

Проведем теперь оценки кратерирования с учетом астрономических данных. В работе [Shoemaker et al., 1963] была получена оценка скорости кратерирования для Центральной части США несколько большая, чем наблюдаемая скорость на Земле: $(0.55 \pm 0.28) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹. Точно такая же оценка была получена в работе [Grieve, Dence, 1979] при использовании оценки в работе [Shoemaker, 1977] для частоты ударов $(0.7 \pm 0.35) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹ астероидов типа Аполлон с абсолютной яркостью выше, чем 18, а также закона подобия Денса [Dence, 1972], определяющего зависимость диаметра видимого вала кратера от энергии импактора ($D = 1.96 \times 10^{-5} W^{1/3.4}$ для $D > 2.4$, где D – диаметр видимого кратера (в км), W – энергия импактора (в Дж)), и предполагая 40-процентное увеличение диаметра кратера в результате его постэкскавационного обрушения.

Оценка земной скорости кратерирования при использовании современных (на конец XX века) данных о числе космических тел, пересекающих орбиту Земли, была получена в работе [Shoemaker et al., 1990]: $(0.49 \pm 0.29) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹ для $D > 20$ км. Большая неопределенность этой оценки отражает малое количество наблюдаемых космических тел. Подобная оценка означает, что каждые 5 млн лет на континентальной поверхности Земли образуется 4 ± 2 ударных кратера диаметром $D \geq 20$ км.

Скорость кратерирования импактных структур диаметром $D \geq 10$ км для территории США была оценена Е.М. Шумейкером [Shoemaker, 1977] как $(2.2 \pm 1.1) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹, что хорошо коррелирует с оценкой данной им же в работе [Shoemaker, 1983] по числу космических тел, пересекающих орбиту Земли, – $(2.4 \pm 2.2) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹. Однако в работе [Shoemaker, 1977] предполагается, что более реалистичной оценкой для современной скорости кратерирования космогенных структур диаметром $D \geq 10$ км является $(1.2 \pm 0.6) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹.

Некоторые из проведенных выше оценок для скорости кратерирования сведены в табл. 4.16, из которой просматривается хорошее согласие оценок для Северо-Американской и Восточно-Европейской платформ с ранее полученными и астрономическими данными для потока астероидов типа Аполлон – $(0.3 \pm 0.15) \times 10^{-14}$ км²год⁻¹ [Shoemaker, 1977], а также оценок из работы [Shoemaker et al., 1963] для центральной части США с оценками из работ [Grieve, Dence, 1979] и [Shoemaker et al., 1990], полученными с учетом скорости потока космических тел, пересекающих орбиту Земли.

Табл. 4.16. Оценка скорости кратерирования на Земле для импактных структур диаметром $D > 20$ км.

Скорость $\times 10^{-14}$ км ² год ⁻¹	Источник данных	Литературный источник
0.36 ± 0.10	Северо-Американская платформа	Grieve, Dence, 1979
0.33 ± 0.20	Восточно-Европейская платформа	Grieve, Dence, 1979
0.3	Наилучшая оценка, Северо-Американская платформа и астрономические данные	Hartmann, 1965
0.55 ± 0.28	Центральная часть США	Shoemaker et al., 1963
0.1	Канадский щит	Dence, 1972
0.5	Квебек-Лабрадор	Dence, 1972
0.30 ± 0.15	Наблюдение объектов типа Аполлон	Shoemaker, 1977
0.55 ± 0.28	Объекты типа Аполлон, использование закона подобия Денса	Grieve, Dence, 1979
0.49 ± 0.29	Наблюдение космических объектов	Shoemaker et al., 1990

В заключение следует отметить очень большой дефицит информации о популяции импактных кратеров Земли, причем не только в последние десятилетия XX века, но и в настоящее время, то есть через 20 лет после опубликования исследования [Петренко, 2002]. Так, популяция кратеров неполна, возраст и размеры кратеров определены с большой погрешностью, в результате чего распределение импактных структур по размерам определено весьма грубо, что приводит к большой неопределенности в оценках земной скорости кратерирования. Уточнение ее оценок с помощью рассматриваемых здесь методов,

а следовательно, и частоты космических ударов о Землю в принципе возможно, но при значительном увеличении числа выявленных ударных кратеров и уточнения возраста и размеров этих космогенных структур. Принимая во внимание медленную скорость открытия новых импактных кратеров, трудности их распознавания и необходимость очень больших материальных затрат на осуществление этих мероприятий, следует признать необходимость разработки других, более действенных методов получения подобных оценок.

Что же это за методы? Это широкое применение малых космических аппаратов (МКА) для зондирования земной поверхности, особенно в труднодоступных районах, к которым принадлежат в РФ очень значительные территории. МКА обладают многими преимуществами перед большими спутниками. Так, они относительно дешевы в создании, занимают минимальное время от проектирования до вывода на орбиту, легко модифицируются для решения определенной задачи, создают меньше радиопомех. Предлагаемый подход заключается в перераспределении решаемых задач между группировкой спутников, находящихся на орбите. В качестве носителей передатчиков для подсветки подстилающей поверхности могут служить как штатные высокоорбитальные спутниковые системы связи, а также навигационные спутники системы ГЛОСС. Данные космические системы используют необходимый широкополосный сигнал. Приемники отраженных сигналов размещаются на борту МКА. В работе применяется метод формирования радиолокационного изображения земной поверхности, основываясь на моделях отраженных сигналов. Основные результаты таких исследований заключаются в следующем: 1) возможность в качестве зондирующего сигнала использовать как импульсный, так и широкополосный сигнал с априорно неизвестным законом модуляции; 2) приемлемая разрешающая способность; 3) возможность существенного уменьшения стоимости системы по сравнению с действующими космическими радиолокаторами обзора земной поверхности [Бомштейн, Гранич, 2018а; Мазлумян, Рябцев, 2021; Карцан, Жуков, 2022; Кульков и др., 2022]. Таким образом, в ходе применения многопозиционной радиолокационной системы, использующей малые приемные антенны с синтезированной апертурой и подсвет земной поверхности от действующих КА, представляется возможным перейти на качественно новый уровень решения задач дистанционного зондирования земной поверхности с пространственным разрешением до 1 м, независимо от освещенности и наличия облачного покрова. Это позволит значительно более эффективно выявлять местоположение взрывных кратеров (даже небольших размеров), в том числе и космогенного происхождения для дальнейшего исследования природных причин их возникновения.

Так, в 2022 г. в ходе подобных исследований была выявлена, по-видимому, космогенная взрывная структура на земной поверхности в районе Тунгусского события 1908 г., которая, возможно, является кратером, возникшим в результате падения некоторого фрагмента Тунгусского тела [Веденева, 2022].

После выявления возможных взрывных структур посредством МКА следует перейти, особенно в случае их расположения в труднодоступных

районах, к их дальнейшему изучению посредством малых беспилотных летательных аппаратов (БЛА) [Бомштейн, Гранич, 2018б; Леонов, 2022], некоторые из таких БЛА даже обладают зачатками искусственного интеллекта и дополнительно могут прослеживать процесс падения метеороидов [Citron et al., 2021].

В будущем именно методика комплексных поисков и исследований взрывных структур импактного происхождения (посредством МКА и мини-БЛА) приведет к значительному как удешевлению, так и ускорению процесса их выявления.

4.4. ВЫБРОС ВЕЩЕСТВА В АТМОСФЕРУ И КОСМОС ПРИ ПАДЕНИИ КРУПНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ НА ПОВЕРХНОСТЬ ЗЕМЛИ

Удар крупных небесных тел о земную поверхность может привести к последствиям как затрагивающим все оболочки (геосферы) Земли – литосферу (иногда даже мантийный слой), гидросферу, атмосферу, ионосферу и магнитосферу [Немчинов и др., 1994], так и связанными, в некоторых случаях, с выбросом вещества за их пределы в космическое пространство [Cameron, 1983; Светцов, 2000 и 2007а].

4.4.1. Динамические процессы в земной атмосфере при падении метеороидов на грунт материков

При ударе космического тела с гиперзвуковой скоростью по континентальной (твёрдой) поверхности происходит ее деструкция в результате механического разрушения, растрескивания, выброса кусков породы различных размеров и состава, расплавления и испарения. При этом образуется высокоскоростная струя паров, которая увлекает за собой вверх капли жидкого расплава, частицы твёрдой фазы и даже крупные куски породы. В это высокоскоростное движение вовлекаются значительные массы воздуха и в нем инициируется УВ, нагревающая атмосферный воздух. В ходе развития этого процесса в воздухе, парах и в их смеси протекают химические реакции, ионизация и происходит интенсивный лучистый теплообмен. Ионизация, в свою очередь, приводит к изменению проводимости воздуха и к соответствующему изменению токовых систем в ионосфере. Это и непосредственное перемещение ионизированных слоев в геомагнитном поле Земли приводит к магнитогидродинамическим возмущениям, которые распространяются до ее радиационных поясов, что может повлечь за собой высыпание частиц из них, усиление ионизации в верхних слоях атмосферы и дополнительным магнитогазодинамическим эффектам [Немчинов и др., 1994].

Рассмотрим конкретно вопросы об интенсивных нелинейных колебаниях атмосферы и ее нагреве.

Процессы, инициированные падением метеороидов на Землю, определяются в основном, как это уже неоднократно отмечалось выше, их размером, для тел приблизительно правильной шаровой формы – диаметром. Падение очень крупных объектов диаметром большим $5 \div 10$ км (с энергией порядка $10^7 \div 10^8$ Мт) приводит к сильнейшим изменениям в атмосфере и к катастрофическим последствиям для биологических видов планеты, вплоть до их полного вымирания [Alvares et al., 1980]. Небольшие метеороиды диаметром $1 \div 10$ м при движении сквозь атмосферу аблируют, разрушаются, тормозятся и часто «сгорают» в ее верхних слоях, проявляясь в виде метеоров, что приводит к локальным изменениям в составе этих слоев в виде трансформации их оптических, электрических, радиофизических характеристик и к постоянному загрязнению этих атмосферных слоев.

Удары космических тел промежуточных размеров – диаметром $30 \text{ м} \div 1 \text{ км}$ и энергией $\sim 10 \div 10^5$ Мт могут приводить к региональным и даже глобальным эффектам и значительному воздействию на окружающую среду. Несмотря на кратковременность и меньшую интенсивность их воздействия по сравнению с очень крупными метеороидами, ее также следует учитывать при прогнозах состояния окружающей среды и развития цивилизации, учитывая постоянное увеличение на территориях современных государств объектов и сооружений, попадание в которые может привести к катастрофам огромных масштабов. Для подобных тел масса инжектируемого в атмосферу вещества (при падении на земную поверхность вне опасных объектов) меньше массы атмосферного воздуха в конусе инъекции (10^4 Мт), и поэтому кинетическая энергия импактора, трансформируясь в кинетическую и тепловую энергию атмосферного газа, приводит к его локальному подъему со скоростями, меньшими второй космической. Выброшенное в результате удара вещество подымается на определенную высоту, зависящую от размера импактора, и затем падает вниз, растекаясь на большую площадь с радиусом по горизонтали порядка высоты подъема, то есть на сотни и даже на тысячи километров. Такое падение с огромной скоростью приводит к образованию отраженной УВ, движущейся вверх, которая нагревает атмосферный газ до сотен и даже тысяч градусов. Эти колебания и вызванный ими нагрев распространяются по всей атмосфере Земли. А за счет ветров, усиливающихся за счет неравномерности нагрева атмосферы, и турбулентной диффузии возмущения атмосферы становятся глобальными. Нагрев атмосферы и ее загрязнение выброшенным вместе с воздухом значительным количеством поверхностных планетных субстанций в месте импакта и паров самого метеороида изменяет химические процессы в атмосфере и ее оптические свойства в результате нагрева и изменения состава.

Загрязнение нижних слоев атмосферы также происходит в результате пожаров на земной поверхности, вызванных тепловым излучением, которые возникают на территориях площадью в сотни километров при падении тел размером ~ 100 м, и в тысячи километров при их размерах ~ 1 км [Alvares et al., 1980; Nemchinov, Svetsov, 1991].

При пролете метеороида сквозь атмосферу за ним формируется след в виде разреженного канала пониженной плотности. Его образование может привести к изменению всей динамики подъема выбросов, увеличив его скорости до величин бо́льших второй космической скорости, в результате чего выбрасываемое вещество, преодолев силу тяготения, может оказаться в космическом пространстве [Cameron, 1983; Светцов, 2000 и 2007а]. Но возможна и реализация другого механизма воздействия на атмосферу, при котором движущийся с огромной скоростью плюм выброса генерирует в атмосфере УВ, нагревающую и ионизирующую ее. Ионизованный же газ, провзаимодействуя с магнитным полем Земли, вызовет образование токовых систем, замыкающихся на ионосферу и нагревающих ее в результате выделения джоулева тепла [Nemchinov et al., 1993]. Кроме того, такое движение плюма – проводящего поршня – может стать источником интенсивных магнитных возмущений и мощных магнитных бурь. В данной ситуации динамика процесса будет существенно зависеть от угла наклона траектории падения метеороида. При вертикальном падении след, образующий коридор разреженного газа для подъема плюма, существенно облегчает выброс, для сильно наклонных траекторий главную роль, по-видимому, играют колебания атмосферы в целом с более низкими скоростями.

Ниже рассматриваются космические объекты с диаметром $30 \text{ м} \div 1 \text{ км}$, которые либо долетают до поверхности планеты, либо взрываются около нее [Melosh, 1989]. В таком случае кинетическая энергия метеороида преобразуется в тепловую энергию облака плазмы, состоящего из вещества самого испарившегося метеороида, воздуха и паров грунта [Ahrens, O'Keefe, 1987; Melosh, 1989]. Дальнейшее развитие процесса зависит от массы и энергии этого облака плазмы. Введем характерные размеры торможения разлетающегося облака $R_T \sim (3M_* / 2\pi\rho_0)^{1/3} \sim (E_* / \rho_0 u_0^2)^{1/3}$ и затухания взрывной волны $R_a \sim (E_* / \rho_0 c_0^2)^{1/3}$. Здесь M_* и E_* – масса и энергия облака, ρ_0 – плотность воздуха на уровне моря, c_0 и u_0 – скорости звука и метеороида.

При $R_a \ll H$, где H – высота однородной атмосферы, УВ быстро вырождается, а в центре взрыва образуется горячая разреженная область с давлением, близким к атмосферному, – огненный шар. Он всплывает под действием силы Архимеда, постепенно сворачиваясь в тороидальное вихревое кольцо, как при ядерном взрыве [Зельдович, Райзер, 1963; Андрущенко и др., 1981].

При $R_a > H > R_T$ развитие образующегося при ударе термика почти не изменяется, но в этом случае УВ не затухает в нижних слоях атмосферы, а выходит в ее верхние разреженные слои. Поднимаясь по атмосфере с экспоненциально убывающей плотностью, УВ ускоряется [Зельдович, Райзер, 1963] и принуждает к движению большие массы воздуха на высотах бо́льших $30 \div 50 \text{ км}$, что приводит к крупномасштабным колебаниям средней и верхней атмосферы.

При $R_T > H$ облако плазмы не успевает передать свою энергию окружающему атмосферному воздуху и вместо медленно всплывающих термика и тора образуется интенсивная струя продуктов взрыва, направленная вверх. В этом случае, если скорость струи (или ее части) превысит вторую космическую ско-

рость 11.2 км/с, то какое-то количество паров и атмосферного воздуха будет потеряно для Земли.

Далее рассматриваются результаты численного моделирования ударов крупных импакторов о земную поверхность при $R_a > H$, когда возникают интенсивные струи и газовые потоки, направленные вверх [Немчинов и др., 1994]. Газодинамическое течение исследовалось на основе уравнений Эйлера, параметры стратифицированной атмосферы отвечали показателям стандартной атмосферы. Излучение учитывалось: для малых высот (при большой оптической толщине) в приближении лучистой теплопроводности, для больших высот в приближении объемного высвета. В расчетах использовались реальные таблицы оптических и термодинамических свойств воздуха и SiO_2 . Для численного интегрирования уравнений использовались модернизированные методы крупных частиц и Мак-Кормака [Немчинов и др., 1994].

Расчеты проведены для случая вертикального падения каменных тел с плотностью $\rho_* = 2.7 \text{ г/см}^3$ и скоростью 50 км/с.

Вначале рассматриваются последствия падения метеороида радиусом $r_* = 27 \text{ м}$, массой $M_* = 200 \text{ кт}$ и энергией $E_* = 60 \text{ Мт}$ что по характеристикам соответствует Тунгусскому явлению [Chyba et al., 1993; Васильев, 2004]. Поскольку считается, что «взрыв» – энерговыделение произошло на высоте 5 км, то выброс грунта и испарение вещества земной поверхности не учитывались. Здесь $R_E \approx 1 \text{ км}$, $R_a \approx 14 \text{ км}$, то есть неоднородность атмосферы по высоте существенна уже на стадии развития взрывной УВ.

На рис 4.93 а и б для двух моментов времени $t = 1$ и 5 мин представлены изолинии десятичного логарифма относительной плотности $\rho/\rho_0(h)$, где $\rho_0(h)$ – плотность невозмущенной атмосферы на высоте h .

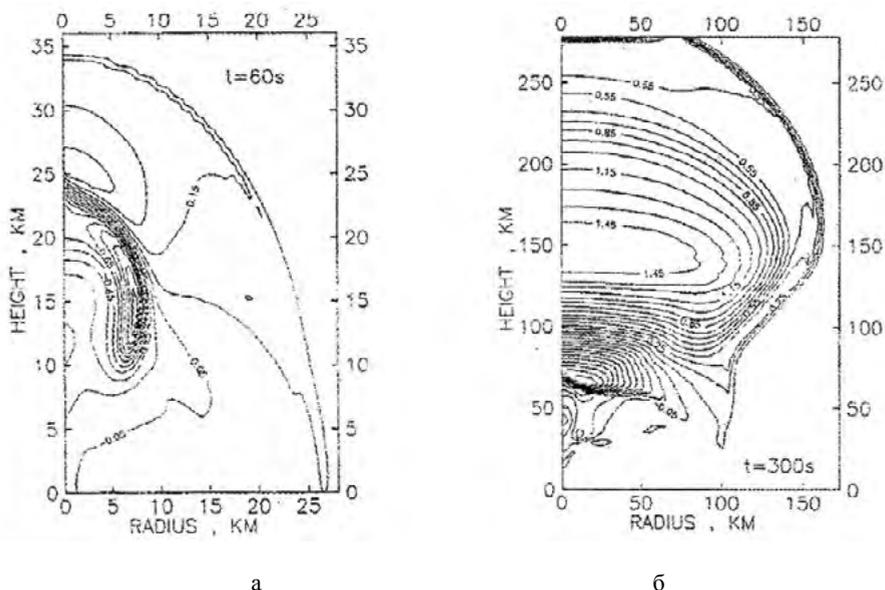


Рис. 4.93

При $t = 1$ мин виден всплывающий термик – тор эллиптического сечения на высоте 10–20 км и сильная взрывная УВ, скорость которой в этот момент равна 0.5 км/с и продолжает нарастать. При $t = 5$ мин тор значительно увеличивается в размерах, причем плотность газа в его центральной части в три раза меньше плотности в окружающем атмосферном газе. Над термиком располагается область со значительно повышенной плотностью, образованной восходящим потоком воздуха, вызванным распространением ускоряющейся УВ. Размер возмущенной области равен примерно 400 км. Такое течение генерирует длиннопериодические акустико-гравитационные волны в атмосфере, подобные которым наблюдались на расстояниях в несколько тысяч километров при ядерном взрыве на Новой Земле [Gossard, Hook, 1975]. Пространственное распределение поля скоростей для этого варианта для момента времени $t = 3$ мин представлено на рис. 4.94.

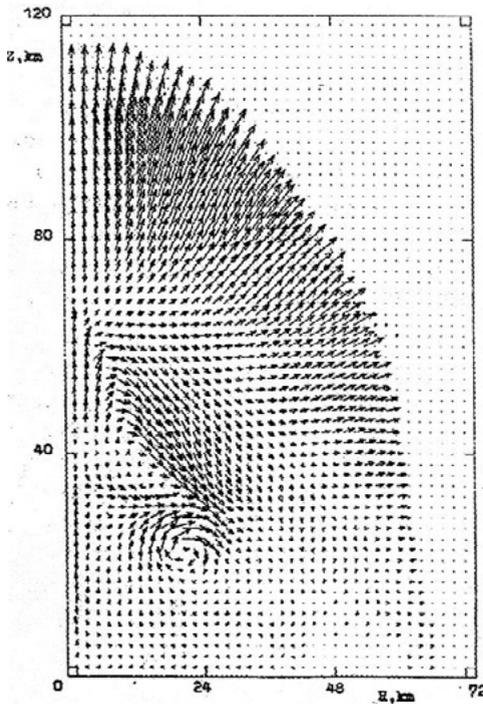


Рис. 4.94

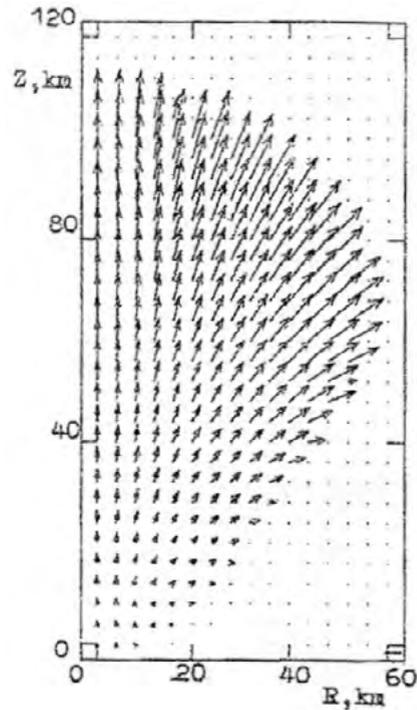


Рис. 4.95

Приведем результаты расчета падения на земную поверхность значительно более крупного метеороида радиусом $r_* = 200$ м и энергией $E_* = 25$ Гт. На рис. 4.95 представлено поле скоростей для него при $t = 30$ с. В этом случае характерный размер торможения $R_T \approx 10$ км больше высоты неоднородной атмосферы H , в результате чего течение возмущенного газа качественно отличается от предыдущего случая. Отчетливо проявляется вертикальная струя с характерной скоростью 1–3 км/с и средней плотностью в ней 10^{-4} г/см³, которая незначи-

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

тельно меняется вдоль оси симметрии $r = 0$. На рис. 4.96 приведены для момента времени $t = 10\text{с}$: распределение маркерных частиц, которыми в начальный момент было помечено вещество сформировавшегося при ударе облака плазмы (а), и изолинии десятичного логарифма плотности $\lg \rho$ (здесь ρ в г/см^3) (б). К этому моменту распространяющаяся вверх УВ достигнет высоты $\sim 47\text{ км}$, а при больших значениях времени $t \approx 100\text{с}$ – высоты 800 км .

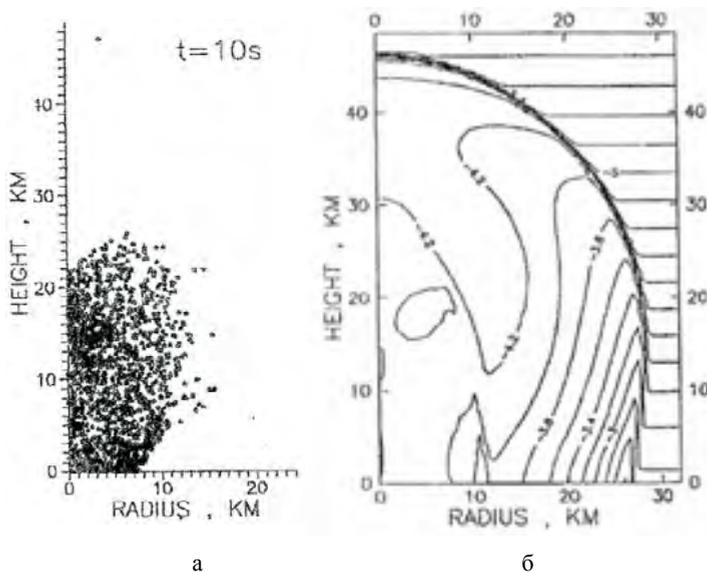


Рис. 4.96

На рис. 4.97 представлены аналогичные: распределение маркерных частиц (а) и изолинии $\lg \rho$ (б) при $t = 172\text{ с}$.

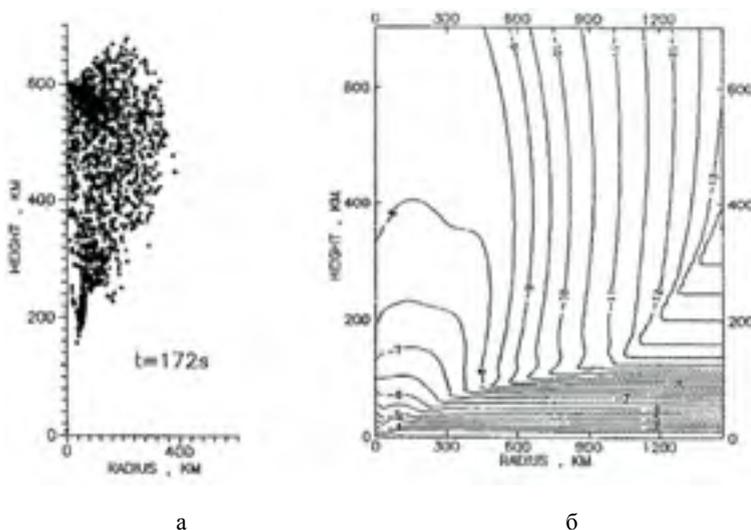


Рис. 4.97

Максимальный радиус конической струи с углом раствора $\sim 50^\circ$ к этому моменту достигает $R_m = 400$ км (на высоте 600 км), а средняя скорость струи $v_e = 3$ км/с. Поскольку при этом струя поднялась очень высоко в чрезвычайно разреженные слои атмосферы (см. рис. 4.97 а и б), ее торможение определяется исключительно гравитацией. За время $t_m = v/g$ частицы вовлеченного в движение атмосферного газа и субстанции струи остановятся и начнут падать вниз с высоты равной $z_m - z_e = v^2/2g$ (здесь z_e – высота, с которой вылетают частицы). При столкновении с нижележащими плотными слоями атмосферы падающая масса газа вновь останавливается, ее кинетическая энергия переходит в тепловую, и образуется отраженная УВ, нагретая масса газа опять поднимается в вышележащие разреженные слои атмосферы, и все повторяется сначала. Таким образом, основная масса газа совершает сложное колебательное движение с периодом, зависящим от высоты. Этот процесс является начальной, существенно нелинейной стадией образования и распространения акустико-гравитационных волн [Немчинов и др., 1992]. Так как для адекватного описания этого сложного явления, вообще говоря, следует решать трехмерную систему уравнений газовой динамики с учетом гравитации и, кроме того, следует упомянуть об условности применения модели сплошной среды на этих высотах, в работе [Немчинов и др., 1994] в строгой постановке этот вариант далее не исследовался (см. подраздел 4.4.2).

Далее приведены результаты расчета случая удара по земной поверхности очень большого метеороида $r_* = 1$ км и с энергией $E_* = 3$ Тт. В отличие от двух предыдущих вариантов, в этом случае подробно рассматривались процессы, приводящие к образованию ударного кратера с выбросом в атмосферу испаренного вещества грунта, и влияние следа, оставленного проникшим сквозь атмосферу метеороидом. Роль этого следа заключается в образовании в атмосфере канала с пониженной в нем в несколько раз плотностью газа и с диаметром, в несколько раз превышающим размер самого метеороида.

На рис. 4.98 приведены изолинии $\lg \rho$ (ρ в г/см³) для двух моментов времени $t = 0.07$ с (а) и $t = 0.26$ с (б).

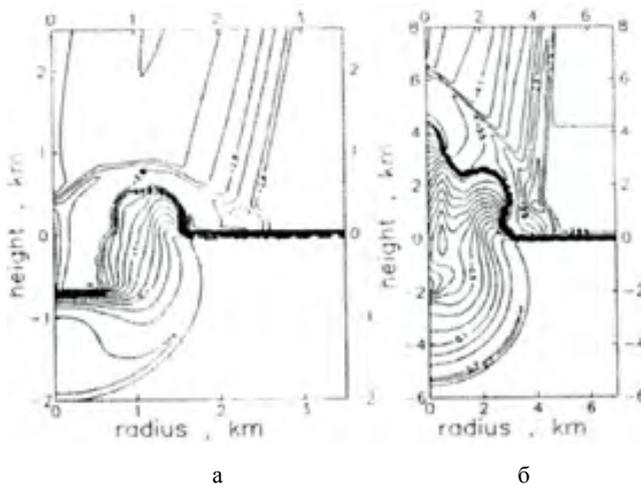


Рис. 4.98

При $t = 0.07$ с УВ выходит на верхнюю границу импактора, который при этом продолжает перемещаться вниз. Испаренный грунт с краев воронки летит к центру, в результате столкновения (фокусировки) на оси симметрии ($r = 0$) возникает направленная вверх струя. Все течение развивается практически внутри разреженного горячего следа. Просматривается контактный разрыв, отделяющий вещество метеороида и поверхности от воздуха.

На рис. 4.99 представлены изотермы T (в эВ) для двух моментов времени $t = 0.62$ с (а) и $t = 2$ с (б).

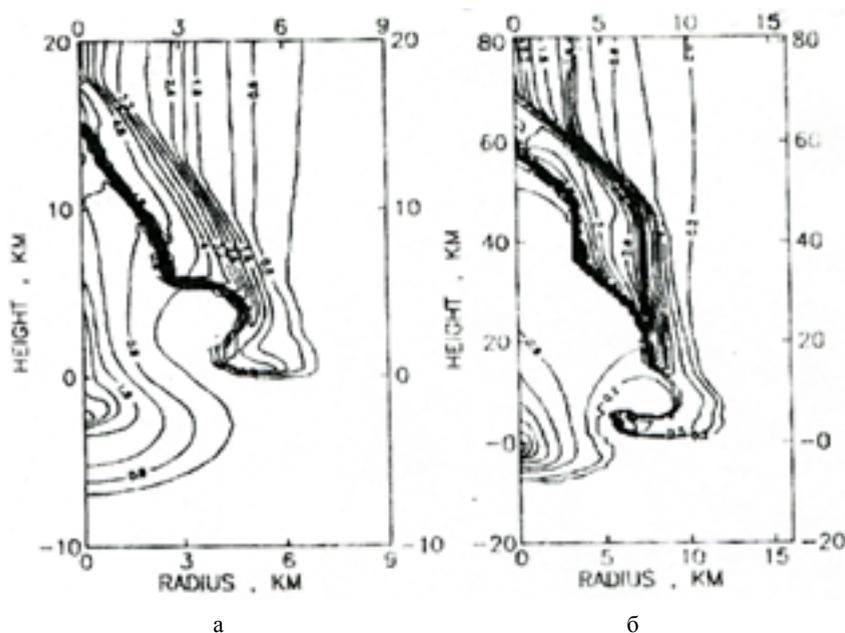


Рис. 4.99

Перед контактным разрывом (область сгущения изотерм) видна УВ, фронт которой размазан из-за лучистой теплопроводности. Максимальные температуры воздуха в эти моменты превышают значения 4.8 и 3.0эВ, то есть более 5.5×10^4 и 3.5×10^4 К, соответственно. Эта температура лишь незначительно снижается со временем, поскольку УВ практически перестает затухать. Высокая температура, а следовательно, высокая степень ионизации воздуха обеспечивает интенсивное взаимодействие плазменного плюма с магнитным полем Земли.

При $t = 2$ с струя паров достигает высоты 60 км. Ее средняя скорость ~ 30 км/с значительно выше второй космической, что приводит к ситуации, когда значительная часть массы струи покидает Землю, пронзив всю магнитосферу.

Взрывная УВ только около земной поверхности незначительно выходит за границы разреженного канала. Таким образом, след играет роль своеобразной трубы, сквозь которую горячий газ и пары вытекают вверх.

Следует отметить, что в рассмотренной задаче роль излучения очень важна по двум причинам. Во-первых, излучение является важным «поражающим фактором», оно приводит к массовым пожарам на больших площадях, образованию прогретого слоя у земной поверхности и связанного с ним вихревого движения [Андрущенко и др., 1989], изменению химического состава атмосферы в результате поглощения света и т. д. Во-вторых, излучение влияет на само газодинамическое течение. Радиационный перенос энергии не особенно важен на начальной стадии расширения облака плазмы, так как при высокой плотности паров гидродинамические потоки энергии превышают радиационные. Тем не менее, поздняя стадия и особенно образование следа в большой степени определяются излучением.

На рис. 4.100 приведены изолинии $\lg \rho$ (ρ в г/см³), полученные при разлетах без учета (а) и с учетом (б) излучения. Как видно из рисунков, на высотах до 20 км и выше 80 км результаты близки, но в промежуточной области заметно различны. Характер изменения плотности определяется оптической толщиной следа τ и отношением $\eta = q_r / q_h$, где $q_r = \sigma T^4$ – плотность излучения черного тела при температуре $T \sim 3 \div 10$ эВ ($T \sim 3.5 \times 10^4 \div 1.6 \times 10^5$ К), которая достигается около задней границы движущегося тела, $q_h = 1/2 \rho u^3$ – плотность гидродинамического потока энергии.

На рис. 4.100(в) приведены изолинии величины $\lg [\rho / \rho_0(h)]$. Поскольку след играет значительную роль в эволюции всего процесса, распределение плотности в нем и, следовательно, роль излучения очень важны.

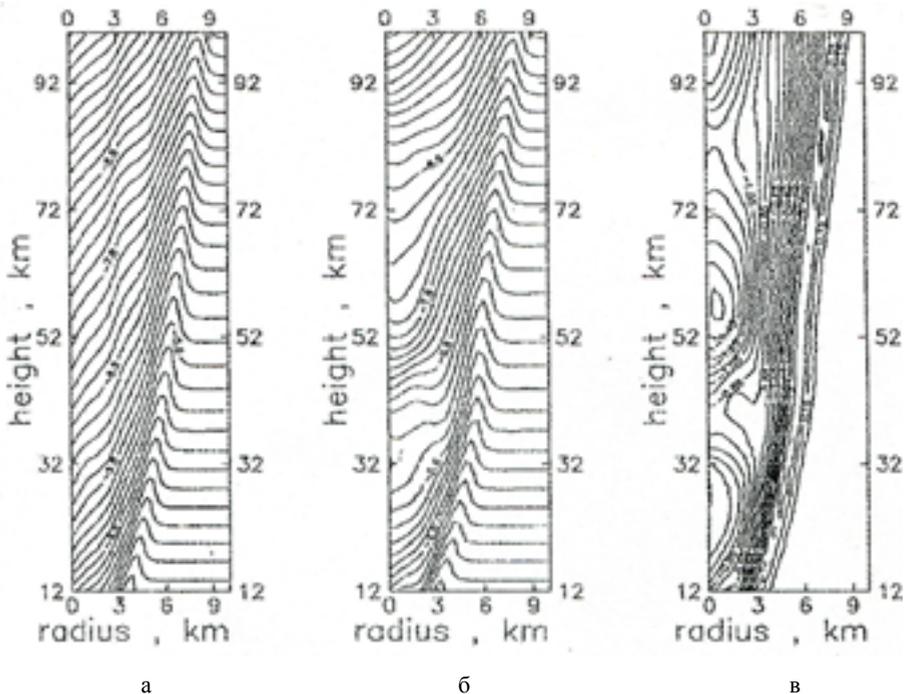


Рис. 4.100

Таким образом, численное моделирование ударов крупных (радиусом $30 \div 1000$ м) метеороидов о земную поверхность показало, что в результате подобных ударов инициируется сложное атмосферное течение, характер которого определяется размером и скоростью падающего тела. Важное влияние на развитие всех процессов оказывает след, образованный при движении метеороида сквозь атмосферу. Излучение оказывается существенным фактором как при рассмотрении самого явления, так и его последствий.

Рассмотрим теперь процессы в атмосфере, которые сопровождают падение на Землю менее плотных космических тел – ядер малых комет или фрагментов ядер комет [Немчинов, Светцов, 1989].

Процесс взаимодействия падающего космического тела с Землей существенно зависит от соотношения его плотности и плотности земного вещества. При низкой плотности метеороида в глубь Земли распространится волна относительно слабой амплитуды и грунту передастся сравнительно малая часть его энергии. Основная же часть энергии будет сосредоточена в парах ударника. Если тело имеет начальную плотность $0.1\text{--}0.3\text{ г/см}^3$, отвечающую средней плотности кометы [Greenberg, 1986], то после сжатия УВ в 4–5 раз плотность составит $0.4\text{--}1.5\text{ г/см}^3$, то есть окажется ниже плотности твердого грунта (без пор). Тогда упругая энергия сжатого вещества будет невелика, а основная часть внутренней энергии будет тепловой. Процесс разлета такого вещества можно рассматривать как для газа с каким-то показателем адиабаты.

Скорость струи паров в этой ситуации превысит скорость удара метеороида о земную поверхность. На самом деле, если приближенно считать, что внутренняя энергия паров после их образования равна начальной кинетической энергии тела перед ударом, то скорость их истечения в вакуум оказывается равной:

$$v_v = 2c / (\gamma - 1) = 2\sqrt{\gamma e / (\gamma - 1)} = v\sqrt{2 / (\gamma - 1)},$$

где c – скорость звука, v – скорость удара, γ – показатель адиабаты. При характерном значении адиабаты в ионизованном воздухе $\gamma = 1.2$, скорость края струи больше, чем в три раза превысит скорость удара v . Тогда, даже при минимальном значении скорости космического тела при ударе – второй космической 11.2 км/с – скорость паров превысит орбитальную скорость Земли. При бóльших скоростях падающего тела часть этой струи будет выброшена даже за пределы Солнечной системы (здесь не учитывается тормозящее действие на пары (плазменную струю) магнитного поля Земли) [Немчинов, Светцов, 1989].

Пусть шаровидное тело имеет начальный размер $r_0 = 10\text{ км}$, плотность $\rho_0 = 0.3\text{ г/см}^3$ (на порядок ниже плотностей астероидов) и скорость $v_0 = 70\text{ км/с}$. Внутренняя энергия облака плазмы после удара оценивается величиной $e_0 = v_0^2 / 2 = 2.5\text{ МДж/г}$. Температура в 1эВ (11600К) достигается при внутренней энергии паров e_1 порядка 100 кДж/г . При адиабатическом расширении средняя плотность плазмы ρ_1 , отвечающая величине энергии e_1 равна $\rho_1 = \rho_0 (e_1 / e_0)^{1/(\gamma-1)}$.

Размер плазменного образования, по порядку величины равный средней высоте ее подъема, тогда таков:

$$H = r_0 (\rho_0 / \rho_1)^{1/3} = r_0 (e_0 / e_1)^{1/3(\gamma-1)} = r_0 (v_0^2 / 2e_1)^{1/3(\gamma-1)}$$

При $\gamma = 1.33$ – $H = 250$ км, при $\gamma = 1.2$ – $H = 2000$ км. Так что высвет энергии излучением будет происходить после подъема плазмы паров на большую высоту. В начале же разлета в струе паров, имеющих высокую температуру, процессы переноса излучения слабо влияют на движение, так как плазма имеет очень большую оптическую толщину [Зельдович, Райзер, 1963].

Оценим размер пожара в предположении, что в излучение передается доля w энергии взрыва. Пусть на поверхности Земли пожар реализуется при плотности энергии $E_f = 100$ Дж/см². Тогда расстояние от центра плазменного образования до места, где достигается E_f оценивается по формуле:

$$r_f = \sqrt{Ew / 4\pi E_f}, \quad (4.98)$$

здесь E – энергия взрыва. Если задать даже очень малую величину доли высвета $w = 0.01$, то радиус $r_f = 50000$ км, что больше окружности нашей планеты. Поэтому радиус возникновения пожара ограничивается радиусом зоны прямой видимости продуктов взрыва – величиной (длиной дуги на поверхности планеты), определяемой формулой:

$$r_f = R_E \arcsin \left(\sqrt{H / R_E \left(2 + (H / R_E)^2 \right) / (1 + H / R_E)} \right). \quad (4.99)$$

При небольших высотах плазменного образования H по сравнению с земным радиусом R_E ($H \ll R_E$) получим:

$$r_f = \sqrt{2R_E H}. \quad (4.100)$$

При подстановке приведенных выше значений H в (4.100) получим $r_f = 1000$ км при $H = 250$ км и $r_f = 5000$ км при $H = 2000$ км.

В этих рассуждениях весьма существенным является факт, что космическое тело имеет низкую плотность, то есть это комета или ее фрагмент. Если размер космического тела меньше высоты однородной атмосферы, то при разлете продуктов взрыва на расстояния порядка $(3m / 4\pi\rho_H)^{1/3}$, где m – масса паров, ρ_H – нормальная плотность атмосферы, энергия плазмы паров передается окружающему воздуху. Тогда необходимо рассматривать эволюцию процесса взрыва в неоднородной атмосфере. Рассмотрим эти процессы для двух случаев начальных энергий испаренного вещества: 2×10^{21} и 2×10^{19} Дж.

Масса и температура испаренного вещества, выбрасываемого при ударе тела в атмосферу, зависит от его скорости и плотности. Для точного опреде-

ления этих показателей следует рассмотреть сами процессы удара о поверхность, испарения, образования кратера. В соответствующих расчетах [Ivanov et al., 1981] было получено, что при скоростях удара до 20 км/с и одинаковых плотностях импактора и грунта пары, выброшенные в атмосферу, обладали 10% энергии от начальной кинетической импактора и температуру ниже – ниже 1эВ (11600К). При бóльших скоростях удара и меньших плотностях импактора доля энергии паров и их температура была существенно выше. Так как здесь рассматриваются лишь процессы, протекающие в атмосфере, то, соответственно, процессы столкновения не рассматривались, а данные для испаренного вещества в начальных данных задавались приближенно. При этом упругая энергия вещества паров считалась пренебрежимо малой. Итак, рассматривается идеализированный процесс, при котором часть тела передает свою энергию земному грунту, а остальная часть мгновенно испаряется с переходом ее кинетической энергии во внутреннюю энергию. Значение этой начальной внутренней энергии принимается равной 2.5 МДж/г, что отвечает скорости импакта $v_0 = 70$ км/с. Рассматриваются два значения массы паров $m_1 = 0.8 \times 10^9$ т и $m_2 = 0.8 \times 10^7$ т. Энергии плазмы при этом составляют $E_1 = 2 \times 10^{21}$ Дж и $E_2 = 2 \times 10^{19}$ Дж.

В случае, если можно пренебречь упругой компонентой внутренней энергии вещества паров, то решение такой задачи слабо зависит от их начальной плотности ρ_0 . При малых m_1 и m_2 плазма будет занимать полусферы радиусами r_0 , равными 1.1 км и 230 м при $\rho_0 = 0.3$ г/см³, что отвечает столкновению с планетой кометы или ее фрагмента.

Так как атмосфера неоднородна, то для решения задачи об эволюции взрыва следует решать двумерные газодинамические уравнения совместно с уравнением переноса излучения, причем решение должно обеспечиваться как для больших оптических толщин на ранней стадии, так и для прозрачной плазмы на поздней стадии разлета с учетом спектральных зависимостей коэффициента поглощения. Здесь двумерная радиационно-газодинамическая задача решается в упрощенном секторном приближении, как известно, этот подход справедлив до определенного предела, пока распределения параметров в плазме не начнут кардинально отличаться от сферически-симметричных.

Решение сферически-симметричных одномерных задач по отдельным направлениям проводится методом осреднения уравнения переноса излучением [Немчинов, 1970]. Предполагается, что плазма паров имеет оптические и термодинамические характеристики, близкие к воздуху, в уравнении состояния использовались таблицы из работы [Кузнецов, 1965], в коэффициентах поглощения таблицы из работы [Авилова и др., 1970].

На рис. 4.101 изображены положения изотерм (сплошные линии со значениями температур в эВ) для взрывов с энергией $E_1 = 2 \times 10^{21}$ Дж и массой паров $m_1 = 0.8 \times 10^9$ т (а) и $E_2 = 2 \times 10^{19}$ Дж и $m_2 = 0.8 \times 10^7$ т (б) для трех моментов времени $t = 2, 5$ и 10с. Пунктирные линии – границы паров, штрихпунктирные – фронты УВ.

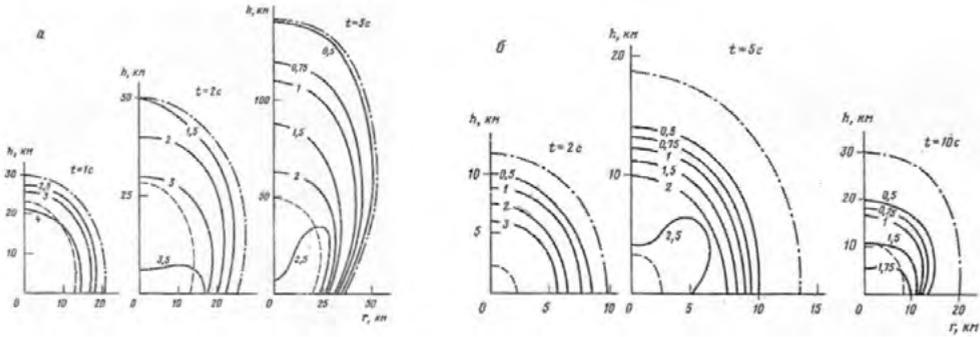


Рис. 4.101

При $t = 5c$ вертикальный размер образования плазмы для E_1 составляет 140 км, при этом осуществляется интенсивный разлет и высвет энергии излучением.

На рис. 4.102 для энергии E_1 и массы m_1 приведены распределения по вертикали h при $t = 10c$ газодинамических характеристик: T – температуры, v – скорости и ρ/ρ_H – относительной плотности (ρ_H – нормальная плотность воздуха); штриховая линия – положение границы паров.

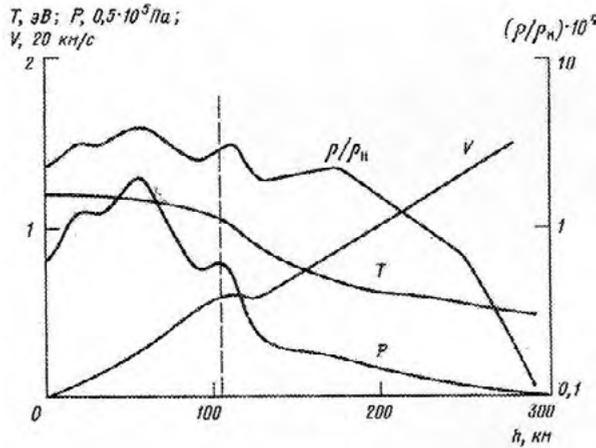


Рис. 4.102

Скорость края паров кометного тела равна 11 км/с, то есть не превышает вторую космическую скорость. Интенсивный высвет из плазмы смеси воздуха и кометного вещества начинается при энергии, равной E_1 для времени 1–2с, когда температура за фронтом УВ меньше 1.5эВ (17400К), и заканчивается в основном при $t > 10c$. Доля излученной энергии w составила 20% от начальной энергии плазмы кометных паров. Эволюция взрыва происходит так, что, начиная с моментов времени 2с, когда УВ по высоте достигает 50 км, разлет в вертикальном направлении происходит как в вакуум.

На рис. 4.103 для взрыва с энергией E_2 и массой m^2 приведены распределения по h при $t = 10$ с (а) и при $t = 50$ с (б) газодинамических характеристик T , p , ρ/ρ_H (и v при $t = 50$ с) для возмущенной взрывом области, штриховая линия – положение границы паров.

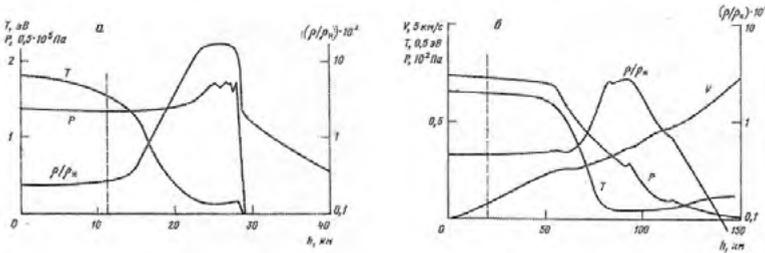


Рис. 4.103

При $t = 10$ с фронт УВ отошел на высоту $h = 28$ км от земной поверхности, а распределения газодинамических параметров характерно для сильного взрыва в неоднородной атмосфере [Зельдович, Райзер, 1963]. Для больших времен при $t = 50$ с имеет место характерная для сильного взрыва область высокой температуры, но давление падает к периферии, как при разлете в вакуум. Для взрыва с энергией $E_2 = 2 \times 10^{19}$ Дж, если бы он происходил в воображаемой однородной атмосфере с нормальным давлением ρ_H , размер облака с высокой температурой после выравнивания давления до атмосферного составил бы величину, равную $0.3(E/\rho_H)^{1/3} = 18$ км. Посредством излучения основные потери энергии происходят во временном интервале от 10 до 40с и также равны $\sim 20\%$ от начальной энергии испаренного вещества, как и в предыдущем случае с на два порядка большей энергией взрыва $E_1 = 2 \times 10^{21}$ Дж.

Так как потери энергии на излучение происходят в основном из областей с температурой порядка 1эВ (11600К) и ниже, то спектры излучения находятся в пределах пропускания холодной атмосферой. Из плазменного образования излучается энергия wE , где $w = 0.2$ – доля высвета. Предположим, что эта энергия излучается равномерно по сфере, имеющей центр на некоторой средней высоте H , которую занимает плазма в момент времени интенсивного высвечивания энергии. И пусть плотность энергии, необходимой для инициирования пожара, равна $E_f = 100$ Дж/см³. Оценим по формуле (4.98) радиус площади на земной поверхности r_f , охваченной пожаром. Для энергий взрывов E_1 и E_2 – $r_f = 6000$ км и $r_f = 600$ км, соответственно, эти значения больше размера зоны прямой видимости светящейся области. Поэтому, как и раньше, r_f следует оценивать по формуле (4.100), в которой для H , как следует из рис. 4.101, можно взять величину 100 км для E_1 и 15 км для E_2 . Получим $r_f = 1100$ км в первом случае и $r_f = 400$ км – во втором.

При предположении, что на земной поверхности сгорает слой веществ толщиной в 1 см, имеющий плотность 0.5 г/см³, то только в очаге начального воспламенения масса сгоревшей субстанции на порядок превышает массу кометы m_1 для E_1 и более чем на два порядка – массу кометы m_2 при взрыве с энергией паров E_2 .

Здесь рассматривались малые величины масс космического тела, что соответствовало массам комет небольших размеров или фрагментов комет. Главными факторами, влияющими на атмосферу, при таких массах паров в интервале от 10^7 до 10^9 т, является, во-первых, само кометное вещество, остающееся в пределах земного притяжения, а, во-вторых, при соответствующих энергиях взрывов инициирование пожаров на колоссальных площадях земной поверхности с размерами порядка 1000 км. При увеличении же массы падающего кометного тела эффективность его воздействия на атмосферу будет падать по двум причинам. Во-первых, как было видно из расчетов, радиус площади воспламенения слабо растет с увеличением массы паров импактора, причем характерный радиус очага пожара $r_f = 1000$ км и так сравним с размерами земных континентов (и дальше расти некуда). А, во-вторых, в этом случае часть вещества импактора будет выбрасываться за пределы Земли.

4.4.2. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли, инициированные ударом крупного космического тела о ее континентальную поверхность

В работе [Светцов, Шувалов, 2005] численно исследуются процессы образования и распространения акустико-гравитационных волн после удара астероида с параметрами, отвечающими Чикскулубскому событию [Barringer, 1905; Вдовыкин, 1971]. Эти исследования дополняют результаты работы [Немчинов и др., 1994], рассмотренные в предыдущем подразделе, когда для исследования подобной задачи не хватало компьютерных мощностей.

Энергию удара импактора, образовавшего Чикскулубский кратер с диаметром его переходного кратера в 100 км, можно оценить из соотношений подобия [Schmidt, Housen, 1987], она равна $\sim 5 \times 10^{23}$ Дж. Такой кинетической энергией обладает при вертикальном ударе астероид диаметром 15 км при типичной скорости импакта 15 км/с. Эти оценки приближенны – их погрешность связана как с некоторой неопределенностью в размере кратера, так и с неточностью приближенных формул, основанных на законах подобия.

Оценим количество энергии, выделившейся после удара в атмосферу при учете, что основной нагрев воздушной массы происходит при выбросе субстанции из образующегося кратера. В работе [Ahrens, O'Keefe, 1987] было подсчитано, что $\sim 40\%$ кинетической энергии импактора в конечном итоге передается атмосфере, но не подсчитывалось распределение энергии по расстоянию и высоте. Здесь допускается, что на расстояниях до 1000 км нижним слоям атмосферы передается $\sim 5\%$ кинетической энергии астероида.

Для начальных данных берется распределение возмущения удельной внутренней энергии в виде:

$$e(r, z) = e_0 (\rho(z) / \rho_0) \exp(-r^2 / r_0^2), \quad (4.101)$$

где r – расстояние от точки удара вдоль горизонтальной поверхности Земли, z – высота над ней, $\rho(z)$ – плотность невозмущенной атмосферы, ρ_0 – плот-

ность на уровне моря, r_0 – радиус зоны выделения энергии на поверхности, $r = z = 0$ – координаты точки удара. Константа e_0 выбирается так, чтобы вся выделившаяся в атмосферу энергия составляла некоторую долю α от кинетической энергии упавшего метеороида ($E = 5 \times 10^{23}$ Дж). Для изотермической (экспоненциальной) атмосферы:

$$e_0 = 2\alpha E / (Hr_0^2 \rho_0 \pi^{3/2}), \quad (4.102)$$

где H – высота однородной атмосферы (в расчетах использовалась не изотермическая, а реальная атмосфера). При выборе начальных данных в виде (4.101) подразумевается, что большая часть энергии выделяется в более плотных (нижних) слоях атмосферы (e пропорционально ρ) и нагрев экспоненциально уменьшается по z от точки удара.

Движение воздуха рассчитывалось численно на основе газодинамических уравнений Эйлера без учета силы Кориолиса, теплоты конденсации / испарения, внешних и турбулентных притоков тепла. Исходные уравнения брались в сферических координатах (R, θ) здесь R – радиус, отсчитываемый от центра Земли; θ – угол, отсчитываемый вдоль меридиана от точки удара тела о поверхность. Расчетная область ограничивалась снизу поверхностью шаровидной Земли с радиусом 6371 км, а сверху – условной сферой, отстоящей от нижней границы на 600 км. Задача осесимметрична, θ изменялась от 0 до π . (Подробности различных нюансов в расчетной методике см. в [Светцов, Шувалов, 2005]). Для аппроксимации газодинамических дифференциальных уравнений использовалась схема второго порядка точности COVA для сферической геометрии задачи [Svetsov, 2003].

Рассчитывались варианты: с тремя значениями доли выделившейся энергии астероида $\alpha = 2.5, 5$ и 10% , и с тремя величинами радиуса $r_0 = 500, 1000$ и 2000 км.

Рассмотрим вариант с параметрами $\alpha = 5\%$, $r_0 = 1000$ км, при котором выделившаяся тепловая энергия довольно большая – 2.5×10^{22} Дж, что составляет приблизительно 2.5% от всей внутренней энергии невозмущенной атмосферы. На рис. 4.104 приведены контуры относительной плотности при $t = 30$ мин, 1, 3, 5, 7, 10, 13, 17 и 22 ч для этого варианта в нижних слоях атмосферы (в белых зонах относительная плотность воздуха ниже 0.5, в серых – от 0.5 до 1.5, а в темно-серых зонах выше 1.5 (плотность отнесена к значениям в невозмущенной атмосфере)). Изолинии построены в интервале относительных плотностей от 0.5 до 1.5 с шагом 0.05.

Движение вверх весьма быстро приводит к выбросу некоторой части газа на высоты более 100 км, а далее к ее падению сверху на атмосферу. За промежуток времени около 5 ч возмущения в атмосфере, вызванные волнами, которые распространяются с большой скоростью в средней атмосфере, достигают земной поверхности в окрестности точки, диаметрально противоположной точке удара. Но эти возмущения не приводят к значительному движению в нижних плотных слоях атмосферы перед фронтом внутренней волны, перемещающейся вдоль поверхности. Ее фронт и структура течения хорошо видны на рисунках изолиний относительной плотности. Через сутки после такого удара

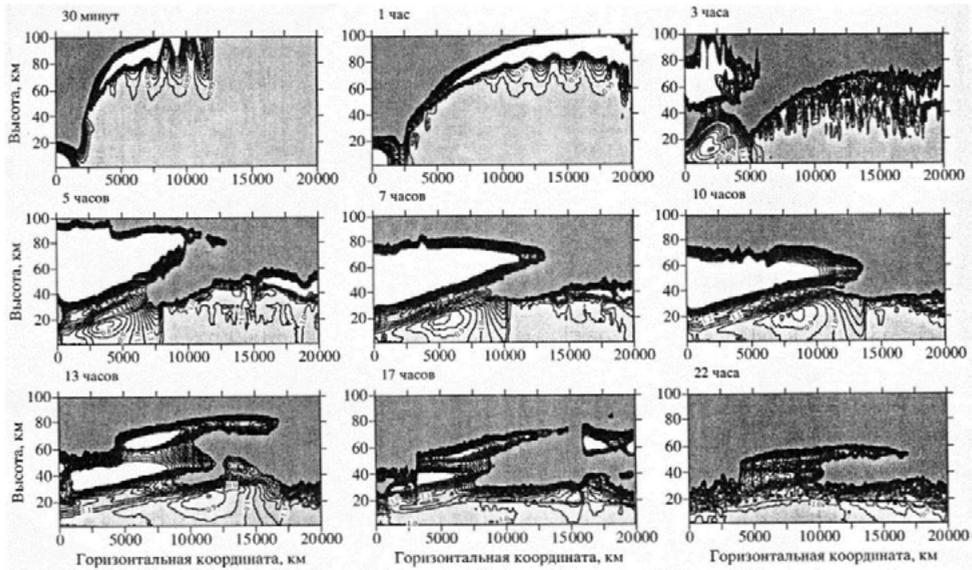


Рис. 4.104

изменения плотности в нижних слоях атмосферы уже невелики по сравнению с невозмущенной атмосферой. На высотах больших 40 км плотность воздуха оказывается в несколько раз большей, чем в стандартной атмосфере, выше оказывается и температура. К этому приводит выброс некоторой массы газа вверх, хотя эта масса невелика по сравнению с массой атмосферы, но значительна по сравнению с массой ее верхних разреженных слоев. Эти изменения могут оказать существенное влияние на циркуляцию атмосферы и ветры.

В нижних слоях атмосферы изменения ее плотности и давления относительно малы. Амплитуды волн у земной поверхности приведены на рис. 4.105, на котором показана зависимость газодинамических характеристик у нее от расстояния от места удара в некоторые моменты времени, указанные в часах у соответствующих

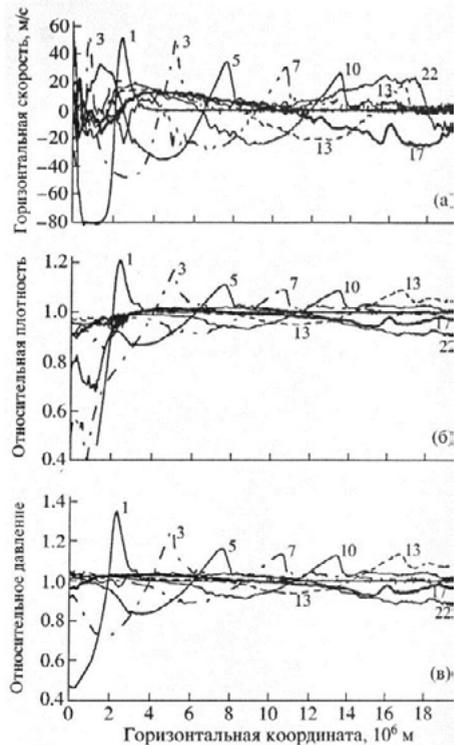


Рис. 4.105

кривых: ((а) – горизонтальная скорость, (б) и (в) – плотность и давление газа, отнесенные к их значениям в невозмущенной атмосфере).

Максимум массовой скорости в волне, которая распространяется от места начального возмущения, равен более 50 м/с при $t = 1$ ч и к моменту $t = 10$ ч уменьшается до 27 м/с. Скорость распространения внутренней волны незначительно отличается от звуковой. На временном интервале от 1 до 7 ч точка с максимальным давлением перемещается со скоростью, несколько превышающей скорость звука. Хотя фронт такой волны весьма узкий, и она похожа на УВ, фронт не является разрывом – он «размазан» на десятки счетных узлов и со временем не сужается. Скорость волны падает при прохождении ею расстояния в половину меридиана, и к моменту $t = 10$ ч становится меньше 25 м/с. А в дальнейшем происходит распад этой внутренней волны. Происходит следующее сложное явление, при котором солитонные эффекты реализуются на фоне других процессов, в частности, волны распространяются с разными скоростями на различных высотах, а перед фронтом поверхностной волны формируются возмущения, распространяющиеся сверху.

На рис. 4.106 показано поведение горизонтальной составляющей скорости для высот от 0 до 30 км при $t = 5$ ч (а), при $t = 7$ ч (б) и при $t = 10$ ч (в) (высоты в км отмечены у кривых).

До высоты 15 км положительная массовая скорость за фронтом волны мало увеличивается с высотой, а скорость волны от высоты не зависит. На высоте

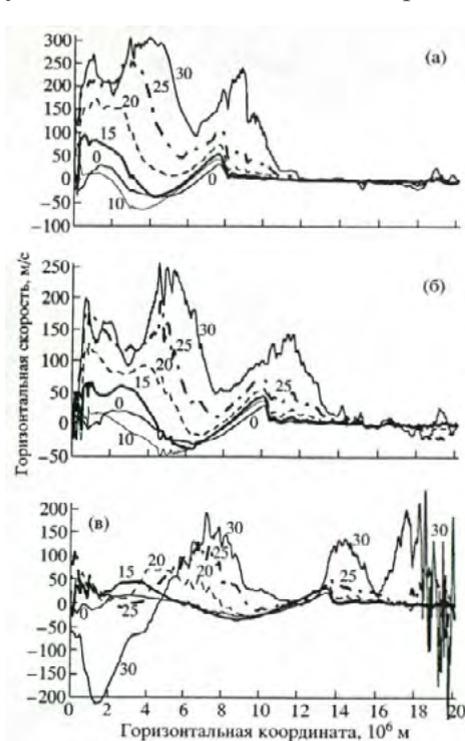


Рис. 4.106

20–25 км происходит постепенное увеличение скоростей, так что на высотах 30 км и бóльших волны распространяются с существенно более значительными скоростями. Кинетическая энергия всех волн сосредоточена в интервале высот от 0 до 60 км. Объемная плотность кинетической энергии атмосферы как функция высоты имеет максимум у земной поверхности, далее падает до высоты около 15 км из-за уменьшения плотности газа, а потом растет из-за роста скоростей и имеет еще один максимум у высоты в 40 км, где ее величины только немного ниже, чем у поверхности.

Основной интерес представляют амплитуды внутренних волн у земной поверхности. Как известно, при скоростях ветра более 20 м/с ломаются ветви деревьев, а при скоростях более 25–30 м/с, отвечающих ураганам-тайфунам, ломаются и вырываются с корня-

ми дерева [Белоцерковский и др., 2013]. Как видно из рис. 4.105, скорости газа ~ 30 м/с достигаются на расстояниях до 10000 км от места импакта. На оставшейся поверхности Земли в противоположном полушарии скорости газа в прямой волне уменьшаются, но отрицательные скорости остаются существенными. Волны с отрицательной скоростью газа менее подвержены дисперсии [Кшевецкий, 1998]. Поэтому, несмотря на распад и уменьшение амплитуд волн с положительной скоростью газа, в области расстояний больших 13000 км максимумы абсолютных величин отрицательных скоростей составляют не менее 2 м/с. За время ~ 16 ч пакет внутренних волн, распространяющихся вдоль поверхности, доходит до диаметрально противоположной относительно удара точки. Амплитуды волн после отражения достаточно велики, но так как в данной постановке не учитываются некоторые факторы, нарушающие осесимметричность задачи (такие, как несимметричность начального энерговыделения при ударе под углом к поверхности, фоновый ветер или вращение атмосферы), то их реальные амплитуды могут отличаться от расчетных.

Колебания атмосферы и распространение волн меньших амплитуд длится примерно 100 ч. На рис. 4.107 представлены зависимости избыточной внутренней (1), потенциальной (2) и кинетической (3) энергий от времени; кривая 4 – абсолютная величина работы поверхностного трения. Энергии приведены в процентах относительно кинетической энергии импактора и суммарно составляют $\sim 5\%$. В начальный момент потенциальная и кинетическая энергии равны 0, а избыточная внутренняя – 5%.

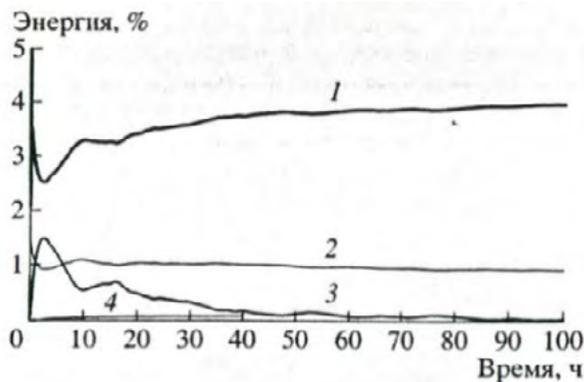


Рис. 4.107

Увеличение полной кинетической энергии атмосферы длится до 3 ч, а затем она уменьшается по причине столкновения и затухания акустико-гравитационных волн, распространяющихся выше 30 км. Через 16 ч с момента выделения кинетическая энергия начинает падать в результате затухания внутренних волн у поверхности. Работа, которую совершает сила трения, составляет в процентах от энергии импакта $\sim 0.1\%$. Сравнение результатов расчетов при учете трения и без него показывает, что оно уменьшает положительные максимальные величины скорости на 5–10 м/с.

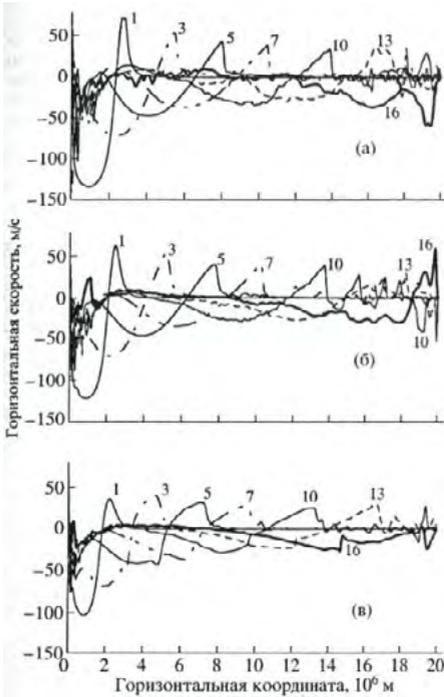


Рис. 4.108

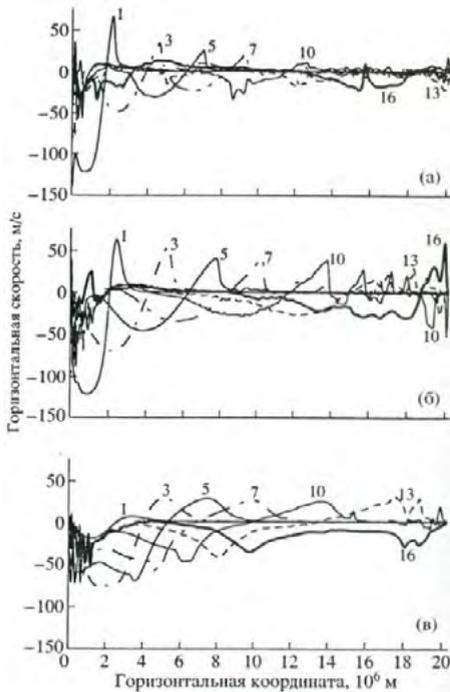


Рис. 4.109

Рассмотрим влияние на результаты расчетов изменение начальных данных. На рис. 4.108 приведены расчетные результаты скорости у земной поверхности в зависимости от расстояния до точки импакта при различных долях выделившейся энергии: $\alpha = 10\%$ (а), $\alpha = 5\%$ (б), $\alpha = 2.5\%$ (в), при радиусе области выделения энергии $r_0 = 1000$ км (времена в часах указаны у кривых).

Максимальные величины скоростей воздуха увеличиваются с ростом начальной выделившейся энергии. При $\alpha = 10\%$ максимальные скорости воздуха колоссальны – 45 м/с и более. При $\alpha = 2.5\%$ максимальные скорости достигают значений ~ 25 м/с, что отвечает штормовому ветру.

На рис. 4.109 приведены расчетные скорости у земной поверхности в зависимости от расстояния до точки импакта при различных радиусах начального энерговыделения: $r_0 = 500$ км (а), $r_0 = 1000$ км (б), $r_0 = 2000$ км (в) при фиксированном значении $\alpha = 5\%$ (времена в часах указаны у кривых).

При $r_0 = 2000$ км максимальные величины скорости воздуха всюду больше 35 м/с, а при $r_0 = 500$ км в противоположной точке импакта полушарии скорости не превышают 20 м/с, что недостаточно для вывала деревьев. Уменьшение амплитуд волн при увеличении концентрации начальной энергии происходит по причине, что при больших концентрациях большая доля энергии передается волнам, распространяющимся в средних слоях атмосферы – при $r_0 = 500$ км максимум плотности кинетической энергии находится на высотах 70–80 км.

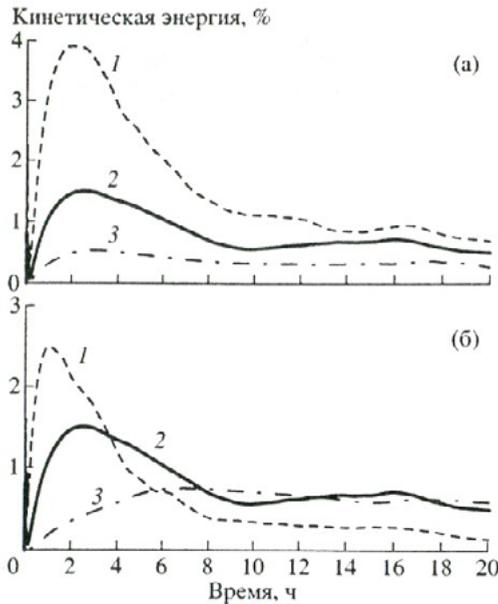


Рис. 4.110

На рис. 4.110 приведены зависимости кинетической энергии атмосферы от времени: (а) – при $r_0 = 1000$ км и различных долях выделившейся начальной энергии $\alpha = 10\%$ (1), $\alpha = 5\%$ (2) и $\alpha = 2.5\%$ (3); (б) – при фиксированной величине $\alpha = 5\%$ и различных радиусах области выделившейся энергии $r_0 = 500$ км (1), $r_0 = 1000$ км (2), $r_0 = 2000$ км (3) (энергии здесь приведены в процентах от энергии импактора).

Первый максимум на графиках энергии в зависимости от времени связан с возбуждением и последующим затуханием волн на больших высотах. При уменьшении α и ростом r_0 большая доля энергии передается внутренним волнам в нижних слоях атмосферы, но в расчетах с $\alpha = 5\%$ и $r_0 = 1000$ км эта передача не менее эффективна, чем и при $r_0 = 2000$ км.

4.4.3. Атмосферные процессы при вертикальном и наклонном падении десятикилометровых астероидов в океан и на твердую поверхность

В работе [Шувалов, 2021] для оценки выброса воды и грунта в атмосферу проведено численное моделирование вертикальных ударов сферических каменных астероидов диаметром 10 км со скоростью 20 км/с по твердой поверхности, состоящей из кварца и дунита, покрытой слоем воды от 1 до 7 км, и в его отсутствие. Вещество астероидов-импакторов также считалось кварцем или дунитом, но в одном из вариантов рассматривалась в качестве импактора ледяная комета того же диаметра. С целью учета влияния атмосферного следа, образующегося при пролете космических тел через атмосферу, расчеты начи-

нались для времени ($t = 0$), когда они находились на высоте 100 км над уровнем моря [Шувалов, 2021].

Расчеты проводились на основе программного комплекса СОВА с выделением границ между веществами, описываемыми различными уравнениями состояния (вода, воздух, грунт) на неравномерной расчетной сетке в 4×10^6 ячеек. Для описания термодинамических свойств воздуха использовалось уравнение состояния из работы [Кузнецов, 1965], соответственно для воды, кварца и дунита – уравнения состояния, полученные по программе ANEOS [Thomson, Lauson, 1972] (с начальными данными для дунита [Potter et al., 2013], а кварца [Melosh, 2007]). При расчете кратерообразования учитывались прочность грунта и акустическая флюидизация из работы [Wunnemann, Ivanov, 2003].

На высотах выше 400 км, где пробег частиц становился больше высоты неоднородной атмосферы, расчеты велись с помощью процедуры, описанной в работе [Шувалов, Хазинс, 2018].

На рис. 4.111 приведены распределения плотности океанической воды (на правых половинах) и веществ грунта и импактора (на левых половинах) в г/см^3 при $t = 5\text{с}$ после вертикального падения кварцевого десятикилометрового ударника на кварцевую поверхность грунта ($H = 0$) в отсутствие слоя воды и в океан глубиной H , равной 1, 3 и 7 км (все расстояния приведены в км).

Классическая картина кратерообразования в однородной мишени при относительно невысоких скоростях импакта ($\sim 1\text{ км/с}$ и ниже) описывается зет-моделью [Иванов, 1979] и подробно описана выше в п. 4.1. Здесь картина иная – при высоких скоростях импакта (десятки км/с) часть веществ грунта и

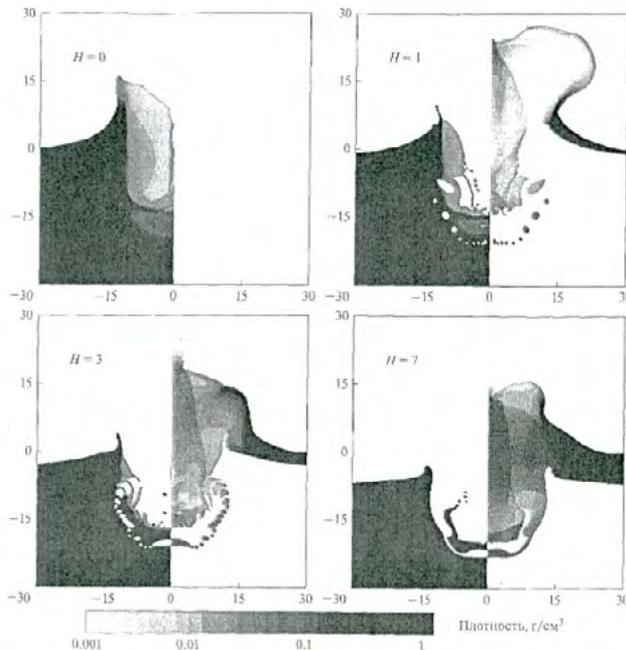


Рис. 4.111

ударника полностью или частично испаряются, испаренная масса разлетается с поверхности увеличивающегося кратера и ударника в его центр, что прослеживается на рис. 4.111. При наличии воды картина усложняется. В случае значительных глубин океана в 3 и 7 км почти вся внутренняя часть кратера заполняется парами воды, при меньшей глубине в 1 км внутрь кратера разлетаются как пары воды, так и пары грунта дна и ударника. В окрестности оси симметрии эти потоки испаренной субстанции сталкиваются, образуя в результате фокусировки струю паров, направленную вверх. В результате при падении такого тела на сушу формируется вертикальный плюм, состоящий из плотного (в основном конденсированного) вещества, выбрасываемого за счет кратерообразующего течения с краев кратера (конуса выбросов), и горячая разреженная струя пара внутри конуса выбросов (см. левую верхнюю картину на рис. 4.112, на котором приведены распределения плотности воды (на правых половинах) и вещества грунта и импактора (на левых половинах) в г/см^3 при $t = 30\text{с}$ после вертикального падения кварцевого десятикилометрового ударника на кварцевую поверхность грунта ($H = 0$) в отсутствие слоя воды и в океан глубиной H , равной 1, 3 и 7 км (все расстояния приведены в км).

Если при малых скоростях импактора (порядка скорости звука в грунте или меньших) выбросы разлетаются под углом $\sim 45^\circ$, то при скоростях в десятки километров в секунду этот угол существенно больше, особенно в начальные моменты времени. Это можно объяснить сильной сжимаемостью вещества грунта при скоростях больших скорости звука в грунте, и тем обстоятельством, что в этом случае значительная масса грунта плавится и уже не имеет прочности.

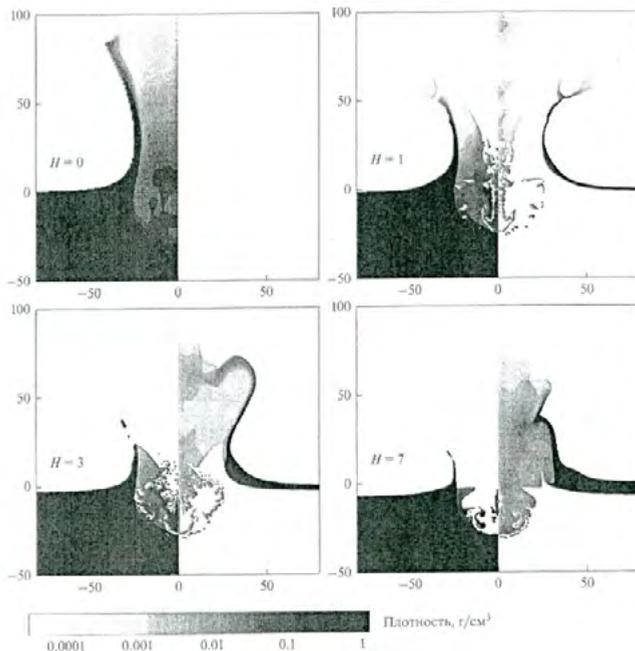


Рис. 4.112

При падении астероида в океан картина течения более сложная. Так, при глубине океана $H = 7$ км на начальной стадии процесса образуются два кратера: водяной и внутри него меньший (по причине большей плотности и прочности вещества грунта) в грунте. Центральная же струя плюма в этом случае состоит только из водяных паров. При меньших глубинах океана наблюдается промежуточная картина течения. В этих случаях центральная струя плюма состоит из паров и воды, и грунта, и ударника. Выброс воды вызван сначала распространением УВ в океане при движении в нем ударника, а затем вода выбрасывается вылетающим из донного кратера грунтом. Поскольку вода испаряется при значительно меньших температурах, чем вещество грунта, то поэтому даже при глубине океана $H = 1$ км (в десять раз меньше диаметра ударника) облако паров воды больше по объему облака паров веществ грунта и ударника.

Через 5 мин после импакта во всех рассматриваемых случаях плюм в атмосфере поднимается на высоты, большие 1000 км. С увеличением глубины океана объем облака, состоящего из паров и частиц веществ грунта и ударника, и высота его подъема несколько уменьшаются. При этом облако из веществ грунта и ударника расположено внутри водяного облака. В этот момент верхняя часть плюма поднимается дальше вверх, а его нижняя часть, выброшенная из кратера позже и с меньшей скоростью, опускается под действием гравитации вниз (см. рис. 4.113, на котором представлены распределения плотности воды (на правых половинах) и веществ грунта и импактора (на левых половинах) в г/см^3 при $t = 5$ мин после вертикального падения десятикилометрового кварцевого ударника на кварцевую поверхность грунта ($H = 0$) в отсутствие слоя воды и в океан глубиной H , равной 1, 3 и 7 км (все расстояния приведены в км)).

Далее плотное конденсированное вещество из конуса выбросов опускается и осаждается на водную поверхность (или твердую в отсутствие воды) $H = 0$, а разреженные частично конденсированные пары тормозятся в нижних более

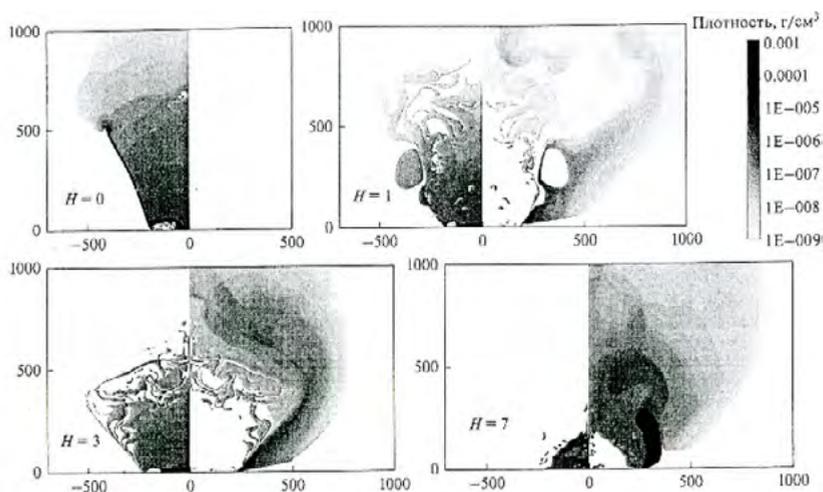


Рис. 4.113

плотных слоях атмосферы и через 30 мин формируют протяженное облако паров и мелких конденсированных частиц воды, и вещества грунта и ударника в несколько тысяч километров (см. рис. 4.114, на котором представлены распределения плотности воды (на правых половинах) и веществ грунта и ударника (на левых половинах) в г/см^3 при $t = 30$ мин после вертикального падения десятикилометрового кварцевого ударника на кварцевую поверхность грунта ($H = 0$) в отсутствие слоя воды и в океан глубиной H , равной 1, 3 и 7 км (все расстояния приведены в км)).

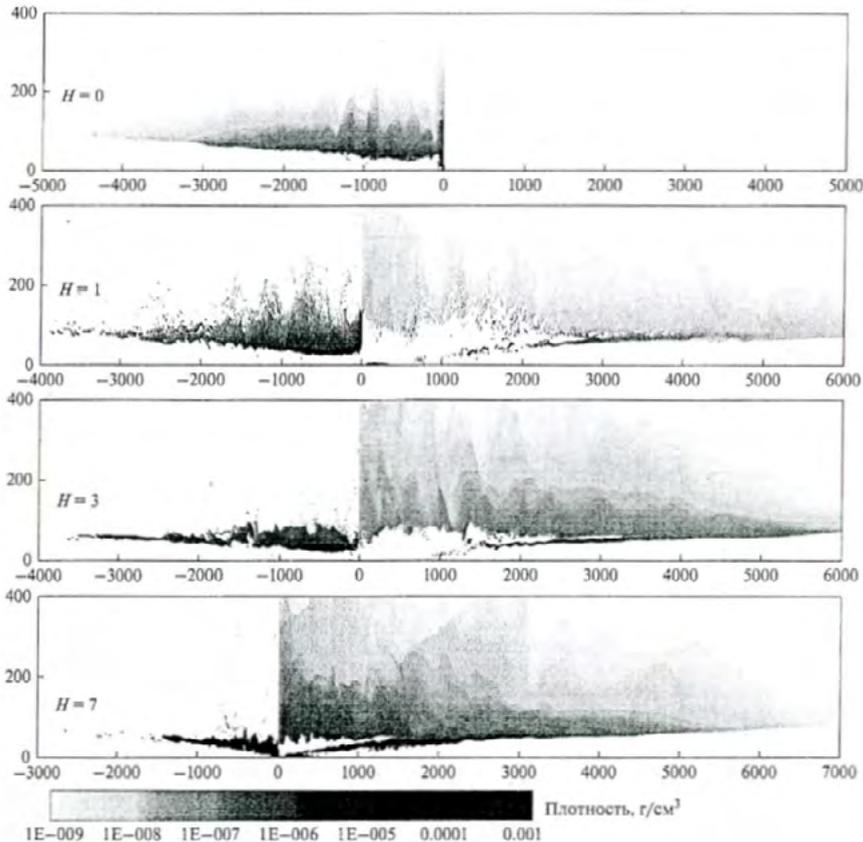


Рис. 4.114

Размер облака из веществ ударника и грунта существенно уменьшается с увеличением глубины океана, а размер водяного облака остается приблизительно одинаковым. При $t = 30$ мин температура веществ грунта и ударника различная в разных частях плюма, причем максимальная величина близка к температуре конденсации. Вопросы о конденсации паров детально рассматривались в работе [Svetsov, Shuvalov, 2016]. В частности, было показано, что более мелкие частицы образуются во внешней, самой высокоскоростной части плюма, а более крупные – внутри. Характерный размер частиц при диаметре астероида 10 км и скорости падения 21 км/с составляет 250 $\mu\text{м}$.

На рис. 4.115 приведены зависимости массы воды (а) и суммарной массы веществ грунта и ударника (б) от времени в атмосфере на высотах более 16 км (от современной тропопаузы и выше); массы представлены в массах ударника, значения глубин океана в каждом варианте в км указаны около каждой кривой.

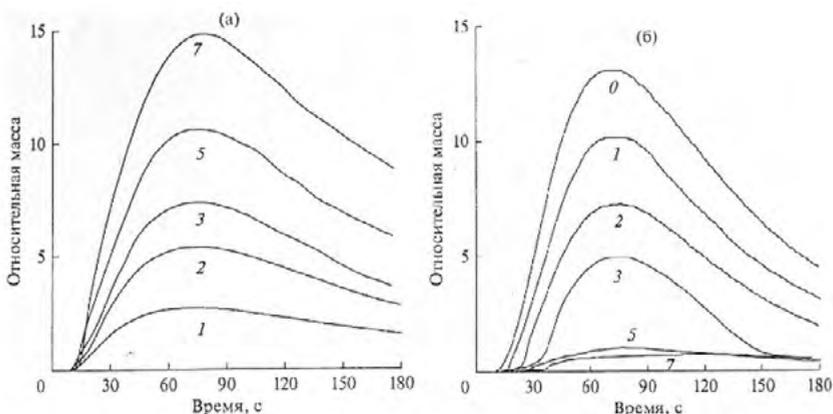


Рис. 4.115

Во всех вариантах максимальная масса выбросов воды и веществ грунта и импактора достигается при временах 70–80с, а затем она уменьшается из-за гравитационного осаждения. За временной интервал в 5–10 мин основная часть выброшенных масс воды и веществ грунта и импактора выпадает на подстилающую поверхность под действием силы тяжести. В основном большей частью падает конденсированное вещество из конуса выбросов. Центральная часть плюма, состоящая в основном из первоначально частично или полностью испаренного вещества, также опускается

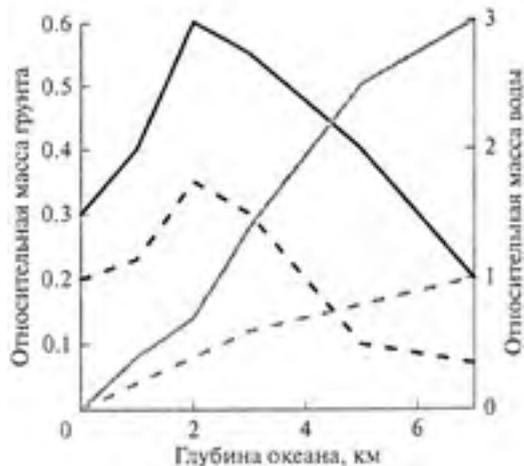


Рис. 4.116

и частично тормозится на высотах порядка 100 км. При торможении это вещество нагревается и снова частично испаряется. На рис. 4.116 приведены зависимости от глубины океана массы воды (серая кривая) и веществ грунта и ударника (черная кривая) (в относительных единицах к начальной массе ударника) в атмосфере на высоте более 16 км (сплошные кривые) и 50 км (пунктирные кривые) при $t = 30$ мин после падения плюма в поле тяжести и торможения в верхних разреженных слоях атмосферы.

Содержание воды в стратосфере и мезосфере (на высотах выше 50 км) ведет себя понятным образом, чем больше глубина океана, тем больше океанической воды выбрасывается и больше остается после оседания плюма. В то время как содержание веществ грунта и ударника на стратосферных и мезосферных высотах и выше при глубинах океана 1–5 км было даже больше, чем при падении астероида на подстилающую твердую поверхность в отсутствие слоя воды. Это, вероятно, объясняется тем, что при ударе о твердую поверхность частично или полностью испаренные вещества грунта и ударника перемешиваются с холодным веществом конуса выбросов, конденсируются и осаждаются вместе с ним на поверхность и/или превращаются в пыль. При падении же астероида в океан частично или полностью испаренные в процессе импакта вещества грунта и ударника перемешиваются с водяными парами, что и способствует их удержанию в атмосфере. В этом случае при падении под действием гравитации частицы грунта и ударника тормозятся как атмосферным воздухом, так дополнительно и водяными парами.

На рис. 4.117 демонстрируется, какая масса вещества ударника и грунта сжимается до разных давлений – зависимости от давления p массы ударника (а) и грунта (б), сжатых в УВ до давления выше p (массы приведены в начальных массах астероида, глубина океана (в км) указана около каждой кривой).

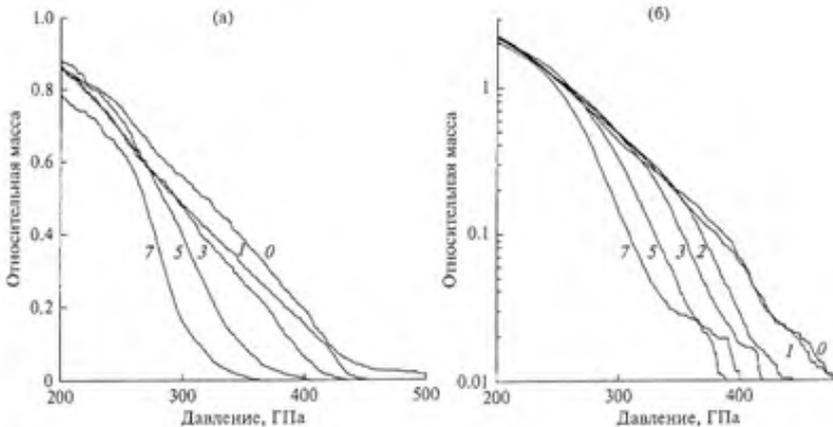


Рис. 4.117

Испарение веществ ударника и грунта начинается при величинах давления ~ 300 ГПа [Melosh, 1994]. Существенное уменьшение массы частично или полностью их испаренного вещества начинается при глубинах океана ~ 5 –7 км, что удовлетворительно коррелирует с данными по массе выбросов, еще остающихся в атмосфере для $t = 30$ мин после импакта. Масса частично испаренного вещества ударника при этом примерно такова, как и масса частично испаренного вещества грунта. Из этого можно предположить, что и в облаке выбросов, еще оставшихся в атмосфере при $t = 30$ мин, их массы приблизительно одинаковы. Наличие слоя воды над грунтом препятствует выбросу холодного грунта с краев кратера (конус выбросов), по этой причине при увеличении глубины

океана максимальная масса выбросов грунта существенно уменьшается. Частично или полностью же испаренное при импакте вещество, которое надолго задерживается в атмосфере, вылетает вверх внутри конуса выбросов, где воды уже нет, и поэтому не испытывает воздействия слоя воды. По этой причине максимальная масса выброшенного грунта сильнее зависит от глубины океана, чем масса частично или полностью испаренного при импакте вещества, остающаяся в атмосфере на длительный срок. Частично или полностью испаренные при импакте вещества ударника и грунта охлаждаются в ходе адиабатического расширения и перемешивания с парами воды и воздуха. Со временем доля паров уменьшается, а доля конденсата возрастает.

Дополнительно для глубины океана $H = 3$ км были также проведены расчеты вариантов падения десятикилометровых ледяной кометы с плотностью 0.9 г/см^3 и астероида, веществом которого был дунит с плотностью 3.3 г/см^3 . В варианте для астероида грунт также состоял из дунита. Результаты расчетов показали, что при падении кометы масса выброшенной в атмосферу воды была примерно такой же, как при падении астероида из кварца (всего на 10–20% больше), а масса выброшенного грунта значительно – в 3–4 раза меньше, причем через 20 мин после импакта вещества грунта в атмосфере практически не осталось. Замена же вещества астероида и грунта с кварца на гранит привела к существенному, в полтора-два раза, увеличению выброса грунта, но слабо повлияла на выброс воды.

В заключение отметим, что здесь рассматривались только вертикальные падения космических тел, когда важную роль на процесс выбросов играл разреженный воздушный канал, оставшийся в атмосфере в ходе их падения.

В работе [Шувалов, 2023] проведено численное моделирование падения таких же шаровых каменных астероидов диаметром 10 км при наклонном ударе под углом 45° по океанической поверхности и по суше с целью оценки выброса воды, грунта и их вещества в атмосферу Земли. Астероиды и грунт на дне океана считались состоящими из кварца, а его глубина варьировалась от 1 до 6 км. Скорость падения ударников также считалась равной 20 км/с.

На рис. 4.118 показаны картины распределения плотности воды и вещества ударника и грунта (в г/см^3) в плоскости траектории на начальной стадии падения с указанными выше характеристиками астероидов в океан глубиной 4 км под углами 45° (слева) и 90° (справа) в моменты времени $t = 1, 3$ и 10с (черная линия определяет границу между водой и веществом ударника и мишени-донного грунта, расстояния приведены в км).

Главное различие между наклонным и вертикальным ударом заключается в том, что при первом разлетающееся в атмосферу облако выбросов из кратера (плюм) начинает раньше формироваться, имеет больший объем и всплывает на большую высоту. Это происходит потому, что при вертикальном ударе самая горячая (наиболее сильно ударом сжатая) масса мишени и импактора продолжает углубляться и вдавливаться в более глубокие слои мишени, не имея возможности разлетаться вверх. При наклонном же ударе значительная часть горячего вещества выдавливается в бок и начинает быстро расширяться в ат-

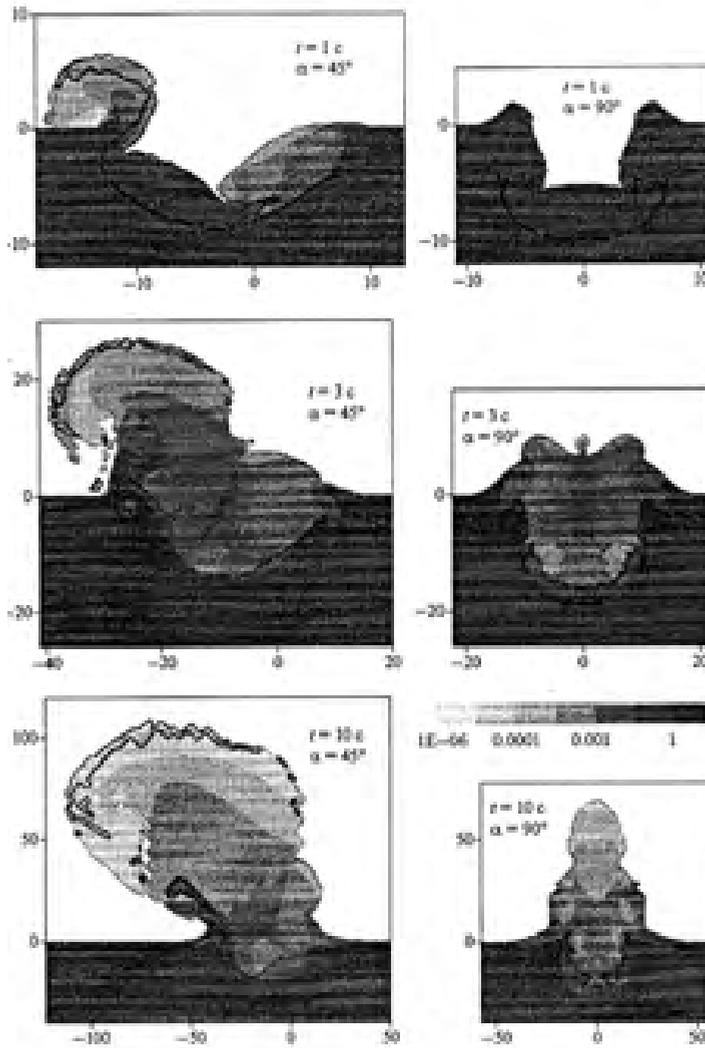


Рис. 4.118

мосферу. И дополнительно при наклонной траектории ударник непосредственно воздействует на большую площадь поверхности мишени – больше энергии выделяется вблизи поверхности.

При вертикальном ударе к моменту времени $t = 10\text{ с}$ практически все вещество ударника и грунта дна еще находится ниже уровня моря, а плум, поднимающийся к этому времени на высоту около 70 км, состоит только из воды и горячего воздуха (который на рисунках не показан). При наклонном же ударе при $t = 10\text{ с}$ значительная часть массы ударника, «отражаясь» от водной поверхности, выбрасывается на высоты до 100 км. При этом плум разлетается в основном в направлении движения упавшего астероида, то есть справа налево.

На рис. 4.119 показаны картины распределения плотности воды и вещества ударника и грунта (в г/см³) в плоскости траектории на поздней стадии падения этих же астероидов под углами 45° и 90° в моменты времени $t=1$ и 20 мин (черная линия определяет границу между водой и веществом ударника-мишени, расстояния приведены в км).

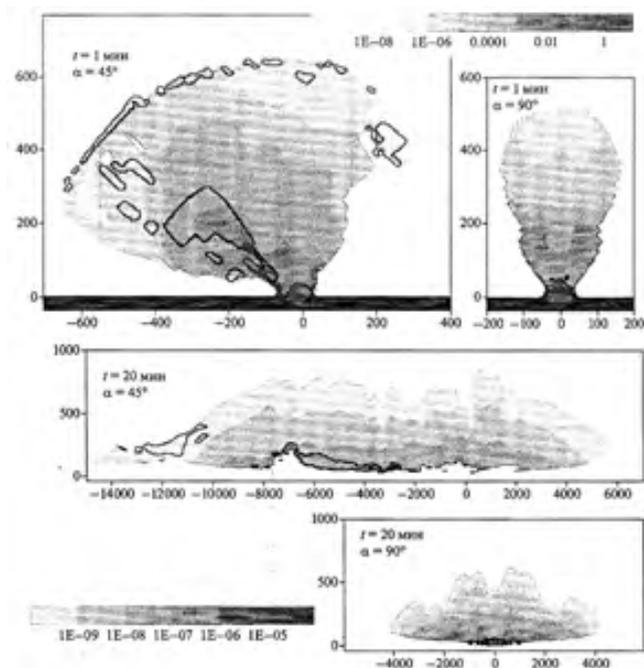


Рис. 4.119

При $t = 1$ мин после удара в обоих вариантах атмосферный плюм поднимается на высоты порядка 500 км и продолжает расширяться вверх и вбок. Причем облако из вещества ударника и грунта, образовавшееся после вертикального импакта, находится внутри водяного облака. При наклонном же импакте вода, вещество ударника и грунта в плюме перемешаны более равномерно.

Со временем бóльшая часть плотного конденсированного вещества из плюма осаждается на поверхность океана под действием гравитации. А разреженные, частично конденсированные пары замедляются в плотных слоях атмосферы и через 20 мин образуют облако паров и мелких конденсированных частиц воды, грунта и ударника размером в несколько тысяч километров. Причем его горизонтальные размеры при наклонном ударе приблизительно в два раза больше, чем при вертикальном. Торможение плюма в плотных слоях атмосферы приводит к его нагреванию и повышению давления, из-за чего он опять начинает расширяться вверх, затем снова тормозится гравитацией и т.д. Результаты, приведенные на рис. 4.118 и 4.119, показывают, что характер течения и параметры формирующегося облака выбросов при наклонном ударе существенно отличаются от таковых при вертикальном ударе.

На рис. 4.120 приведены зависимости от времени масс воды (серые кривые), ударника (пунктирные кривые) и суммарной массы ударника и грунта (черные кривые) в атмосфере на высотах более 16 км (стратосфере и выше) при косом падении астероида со скоростью 20 км/с в океан глубиной 4 км под углом 45°; массы относительные, измеренные в начальной массе астероида (толстые кривые – результаты прямого интегрирования распределений плотности (см. рис. 4.118 и 4.119), тонкие кривые получены посредством метода маркеров).



Рис. 4.120

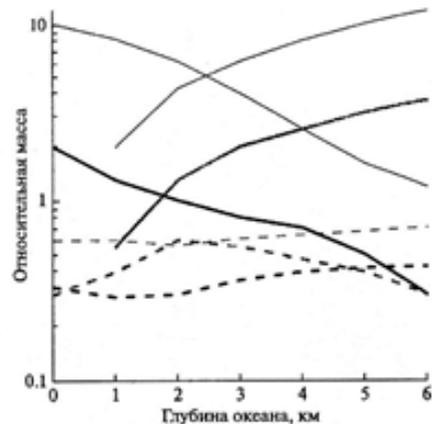


Рис. 4.121

Метод использования маркерных частиц состоит в том, что первоначально они были равномерно распределены в ударнике и мишени-грунте дна, а в дальнейшем перемещаются со скоростью течения. Каждому маркеру приписывается соответствующая масса и по их распределению можно посчитать массу выбросов на различных высотах. На рис. 4.120 приведены результаты, полученные обоими способами, в начальные моменты времени они хорошо совпадают, а на поздней стадии первый способ дает массы на 20–30% меньшие, чем второй. Далее используется маркерный способ, позволяющий получить больше информации о выбросах в атмосферу.

Примерно через минуту после импакта масса выбросов на высотах более 16 км достигает максимума, после чего начинает уменьшаться из-за падения плюма в поле гравитации и при $t = 10$ мин выходит на более или менее стационарное значение. По этой причине большая часть расчетов заканчивалась в этот момент.

На рис. 4.121 приведены зависимости от глубины океана масс воды (серые кривые), ударника (пунктирные кривые) и грунта (черные кривые) на высотах более 16 км после падения десятикилометрового астероида со скоростью 20 км/с под углом 45°. Массы измерены в массе падающего астероида. Толстые кривые отвечают моменту времени 10 мин, тонкие – максимальному значению (примерно через 1 мин после удара). Серая пунктирная кривая соответствует суммарной массе ударника и грунта на высотах более 16 км через 10 мин после вертикального удара.

Для всех приведенных глубин выбросы вещества ударника и грунта при наклонном ударе больше (в 2–5 раз), чем при вертикальном. Наиболее велики эти различия при малых глубинах и при падении астероида на сушу. Как и в случае вертикальных ударов, максимальная масса выброшенного в атмосферу грунта уменьшается с увеличением глубины океана, а масса выброшенной воды, наоборот, увеличивается. Однако при ударах под прямым углом зависимость от глубины массы грунта и ударника, задерживающейся в атмосфере после падения плюма в поле гравитации, немонотонно изменяется, имея максимум при глубине океана 2 км, а при наклонных ударах эта масса на высотах более 16 км через 10 мин после удара монотонно уменьшается с увеличением глубины. Масса же вещества ударника, выброшенная в стратосферу и выше (и максимальная, и через 10 мин после удара), сравнительно мало зависит от глубины океана.

За фронтом УВ, образующихся в процессе удара, значительная часть вещества ударника и грунта нагревается до температур, близких к критической, то есть соответствующей точке фазового равновесия «жидкость–пар». При разгрузке до атмосферного давления это вещество может частично или полностью перейти в пар. С целью оценки долговременных последствий ударов астероидов следует оценить количество этого пара в выбросах, поскольку агрегатное состояние выброшенного в атмосферу вещества сильно влияет на химические процессы, происходящие при взаимодействии выбросов с атмосферой [Шувалов, 2023].

На рис. 4.122 приведены зависимости масс грунта (а), ударника (б) и воды (в) от глубины океана на высотах более 16 км (в стратосфере и выше) через 10 мин после падения астероида (диаметром 10 км со скоростью 20 км/с) под углом 45° на его поверхность (массы измерены в массах падающего астероида; черные кривые отвечают полной массе, серые – массе вещества, испытавшего частичное испарение, пунктирные – массе паров).

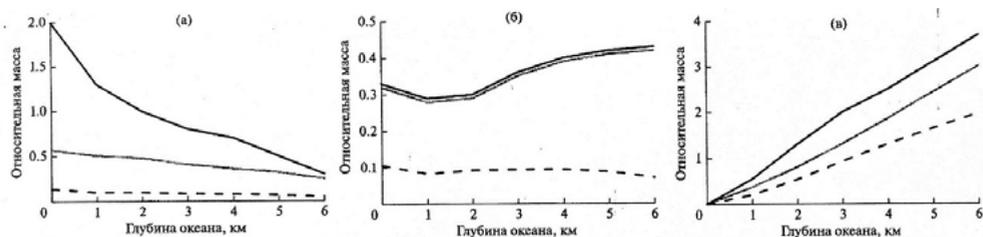


Рис. 4.122.

При падении астероидов на сушу большая часть выбросов грунта состоит из конденсированного вещества, при падении на океаническую поверхность с увеличением глубины доля конденсированных выбросов уменьшается. При максимальной рассмотренной глубине океана 6 км практически весь грунт, выброшенный выше тропопаузы (16 км), испытывает частичное испарение. Масса образовавшихся паров при всех глубинах океана равна 7–10% от массы грунта, преодолевшего высоту тропопаузы. Почти все вещество ударника,

задержавшееся в атмосфере на высоте более 16 км, через 10 мин после удара испытывает частичное или полное испарение. Масса паров ударника при всех рассмотренных глубинах океана примерно равна 10% от его начальной массы. Приблизительно 70–80% массы воды на высотах выше тропопаузы через 10 мин после удара испытывают частичное или полное испарение, причем около 50% переходит в чистые пары. Для расчета массы паров для каждой маркерной частицы запоминалось максимальное давление, испытываемое ею при прохождении УВ, и заранее вычисленные по адиабатам разгрузки до нормального атмосферного давления зависимости массы паров от давления за фронтом УВ. Здесь следует отметить, что в процессе эволюции плюма давление и температура в маркерных частицах выбросов изменяются, соответственно меняется и концентрация паров. Приведенные же на рис. 4.122 данные отвечают расширению до нормального атмосферного давления.

В заключение можно сделать вывод, что масса выбрасываемого в атмосферу при импакте вещества ударника слабо зависит от глубины океана. И, кроме того, при ударах по поверхности океана в атмосферу выбрасывается большое количество океанической воды и содержащихся в ней солей. Вода существенно поглощает инфракрасное излучение, а содержащийся в солях хлор и радикалы ОН, образующиеся при ионизации воды, разрушают озон [Pierazzo *et al.*, 2012]. И, следовательно, подтверждается вывод сделанный выше, о том, что при падении такого крупного космического тела, как десятикилометровый астероид, в океан, воздействие на атмосферу Земли будет, вероятно, не менее значительным, чем при падении такового на сушу.

4.4.4. Последствия выбросов аэрозоля в стратосферу Земли при падении крупных космических тел

В работе [Асатуров, 1999] представлены результаты модельных исследований закономерностей влияния на климат больших масс выбросов силикатного аэрозоля в стратосферу (и выше), происходящих в результате падения на земную поверхность крупных космических тел (с поперечником около 10 км и более). И если относительно крупные частицы выбросов достаточно быстро выпадают из верхних слоев атмосферы и оседают на поверхность планеты, то мелкодисперсный аэрозоль задерживается в стратосфере и быстро, более или менее, равномерно распределяется в сферическом слое, охватывающем весь земной шар [Будыко и др., 1986; Асатуров, 1992]. В работе [Alvarez *et al.*, 1980] было высказано предположение, что мощная пелена мелкодисперсной силикатной пыли, поступившей в стратосферу после падения крупного метеороида, остается в ней в течение нескольких лет. В течение этого времени практически полностью блокируется солнечная радиация и фотосинтез, что и может привести к глобальной экологической катастрофе.

Однако как показали результаты модельных расчетов, при возрастании массы выброса, что и реализуется в рассматриваемых случаях, время жизни мелкодисперсных частиц в стратосфере значительно снижается [Асатуров, 1984;

Асатуров и др., 1986]. При очень больших выбросах, характерных для падения крупного метеороида, время жизни мелкодисперсного силикатного аэрозоля в стратосфере не превышает нескольких месяцев [*Pollack et al.*, 1983; *Асатуров и др.*, 1986]. Однако, согласно результатам модельных расчетов в работе [*Pollack et al.*, 1983], даже такое относительно кратковременное влияние стратосферного аэрозоля на радиационный режим нашей планеты может привести к понижению средней температуры у поверхности континентов примерно на 40°C. Неправдоподобность такого сильного понижения температуры у поверхности суши после падения крупного космического тела в конце мелового периода была отмечена в работе [*Будыко и др.*, 1986], по мнению ее авторов такое сильное похолодание привело бы к вымиранию существенно большей части биоты, чем число видов, действительно погибших в конце мелового периода.

В работе [*Асатуров*, 1999] эта проблема исследовалась на основе разработанной автором комплексной физико-математической модели, в которой рассматриваются совместно закономерности эволюции аэрозольного слоя в стратосфере и его влияния на радиационный и термический режим Земли. Она пригодна для описания закономерностей формирования и эволюции как сернокислых, так и силикатных аэрозолей в стратосфере. В ней учитываются во взаимосвязи все существенные процессы: поступление и формирование аэрозольных частиц, их коагуляция, седиментация, перенос в горизонтальном и вертикальном направлениях, поступление и окисление серосодержащих газов, нуклеация паров водяного пара и серной кислоты, их конденсация на частицах аэрозоля.

При описании влияния стратосферного аэрозоля на радиационный режим Земли в модели рассматривается многократное рассеивание коротковолновой радиации, поглощение и тепловое излучение длинноволновой радиации стратосферным аэрозолем. Учитывается при этом отражение и противоизлучение тропосферы и облачных слоев. Эта разработанная в [*Асатуров*, 1992] энергобалансовая модель используется для оценки климатических последствий эволюции стратосферного аэрозоля. Она описывает закономерности изменений температуры воздуха у поверхностей материков и океанов в обоих полушариях Земли, вызванных изменениями радиационного режима планеты. В ней учитываются изменения радиационного и теплового баланса атмосферы, суши и океана в Северном и Южном полушариях, а также теплообмен между подстилающей поверхностью, верхним квазиоднородным слоем и нижними слоями океана, между сушей и океаном и между полушариями. Также рассматриваются изменения границы снежно-ледового покрова и альbedo планеты при изменении приземной температуры.

Модель была апробирована путем сравнения результатов расчетов, проведенных на ее основе, с данными наблюдений за вулканогенным стратосферным аэрозолем и радиационно-климатическими последствиями значительных вулканических извержений [*Асатуров*, 1993]. Сопоставления показали реалистичность модели и ее пригодность для оценки климатических последствий эволюции стратосферного аэрозоля. В ходе численного эксперимента было выявлено, что основную роль в изменениях климата после выбросов аэрозоля в

стратосферу играет его мелкодисперсная (субмикронная) фракция, поскольку более крупные частицы намного быстрее удаляются из нее под действием гравитации и таким образом гораздо меньше влияют на радиационный и термический режим нашей планеты.

Кроме того, модельные расчеты показали, что при одной и той же массе выброса в стратосферу силикатный аэрозоль оказывает примерно на 15% меньшее воздействие на оба режима Земли, чем сернистый аэрозоль, что объясняется более интенсивной седиментацией силикатных частиц (по причине большей удельной плотности их вещества).

При супермощном взрыве в литосфере при соударении с Землей крупного космического тела в стратосферу выбрасывается намного больше мелкодисперсного аэрозоля (в основном силикатного), чем при самых мощных эруптивных вулканических извержениях. Так, при падении на Землю метеороида размером ~ 10 км в поперечнике в стратосферу, согласно оценкам, выбрасывается $\sim 10^5 - 10^6$ Мт мелкодисперсного аэрозоля [Alvarez et al., 1980; Pollack et al., 1983; Будыко и др., 1986]. Причем в этом случае поступивший в стратосферу мелкодисперсный аэрозоль будет практически сразу более или менее равномерно распределен в ней по площади полушария или даже всего земного шара. Кроме того, он будет быстро перемешан и по вертикали, то есть вертикальный профиль отношения смеси первичных аэрозольных частиц будет примерно постоянен по высоте.

Следует также отметить, что в ходе теоретических оценок максимальная высота подъема горячего облака, образующегося при супермощном взрыве, составляет 55 км (высота стратопаузы) [Асатуров и др., 1986]. Она, естественно, будет достигнута при взрывах упавших на Землю крупных космических тел, и при этом вследствие интенсивного перемешивания по вертикальному направлению первичный мелкодисперсный аэрозоль попадает не только в стратосферу, но и в мезосферу. Но так как при этом вертикальный профиль отношения смеси первичных частиц будет близок к постоянному по высоте, основная масса аэрозоля окажется сосредоточенной все-таки в стратосфере. Поэтому отсутствие учета здесь процессов в мезосфере внесет незначительную ошибку в оценках последствий падения крупных метеороидов.

Как показано в монографии [Асатуров и др., 1986], чем равномернее распределен выброшенный в стратосферу аэрозоль как по горизонтали, так и по вертикали, тем больше характерное время очищения стратосферы от поступивших в нее частиц (при одной и той же массе выброса). Поскольку, чем меньше концентрация поступивших частиц, тем меньше интенсивность их коагуляции и, соответственно, седиментации. А чем больше время жизни выброшенного в стратосферу мелкодисперсного аэрозоля, тем существеннее его воздействие на радиационный и термический режимы Земли. Поэтому столкновение с нашей планетой крупного космического тела приводит к намного более значительным климатическим изменениям, чем самое мощное эруптивное вулканическое извержение, что проиллюстрировано на рис. 4.123, на котором приведено изменение средней приземной температуры воздуха Северного полушария со

временем после выброса в стратосферу различных количеств мелкодисперсного силикатного аэрозоля в случае равномерного распределения массы выброса по стратосфере полушария (масса выброса: 1 – 10^2 Мт, 2 – 10^3 Мт, 3 – 10^4 Мт, 4 – 10^5 Мт, 5 – 10^6 Мт).

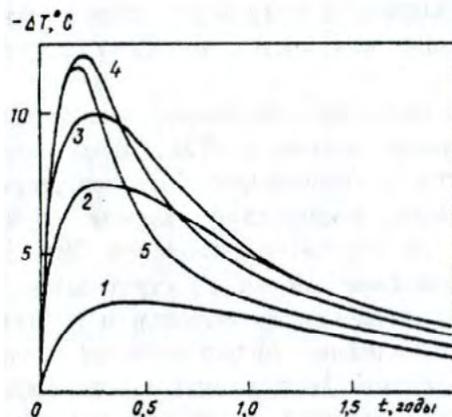


Рис. 4.123

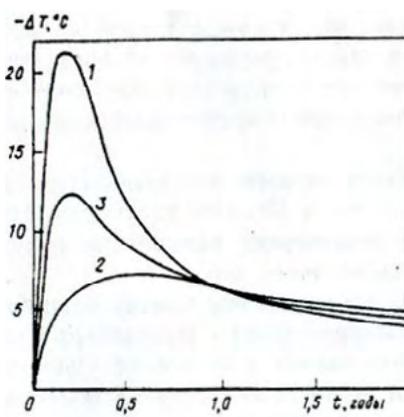


Рис. 4.124

При проведении расчетов, результаты которых представлены на рис. 4.123, полагалось, что масса выброса в начальный момент равномерно распределена в стратосфере по площади полушария при постоянном по высоте отношении смеси поступивших частиц. Как видно из этих графиков, в этом случае климатический эффект от выброса в стратосферу мелкодисперсного аэрозоля так же, как и при локальном вулканическом выбросе (см. [Асатуров, 1993]), достигает максимума, а потом даже несколько уменьшается при увеличении массы выброса. Однако все это происходит на значительно более высоком уровне – как по объему выброса, при котором достигается наибольший термический эффект, так и по максимально возможному уменьшению средней приповерхностной температуры воздуха.

В рассматриваемом случае максимальный термический эффект достигается при выбросе в стратосферу Северного полушария около 10^5 Мт мелкодисперсного аэрозоля (см. рис. 4.123), что примерно на три порядка больше количества вулканического мелкодисперсного аэрозоля, при выбросе которого в стратосферу достигается максимальный термический эффект при эруптивном извержении вулкана [Асатуров, 1993].

Аналогично воздействует на среднюю приземную температуру выброс аэрозоля в стратосферу Южного полушария, то есть максимальный термический эффект в нем достигается также при выбросе около 10^5 Мт мелкодисперсного аэрозоля в стратосферу. В то же время, изменения средней приземной температуры являются несколько более сглаженными в Южном полушарии, чем в Северном при одинаковой массе выброса, что объясняется большей термической инерцией Южного полушария из-за большей общей площади океана в ней по сравнению с Северным.

Как было показано в работе [Асатуров, 1988], при глобальном воздействии на радиационный режим планеты соответствующие изменения средней приповерхностной температуры в обоих полушариях будут более сильными и длительными, чем в случае такого же изменения радиационного режима только в одном из полушарий. Во второй ситуации перенос тепла через экватор приводит к частичной компенсации изменений термического режима в полушарии, подвергшемся радиационному воздействию. То есть наиболее сильные изменения средней приземной температуры в обоих полушариях осуществляются при одновременном поступлении в стратосферу каждого из них около 10^5 Мт мелкодисперсного силикатного аэрозоля.

Такая мощная пелена силикатной пыли, более или менее равномерно распределенная в стратосфере всей Земли, образовалась при падении на нее в конце мелового периода метеороида с поперечником по оценкам около 10 км, когда произошло массовое вымирание многих видов земных организмов [Alvarez et al., 1980; Будыко и др., 1986]. Если на Землю выпадет более крупное космическое тело, то в стратосферу поступит свыше 10^5 Мт мелкодисперсного аэрозоля, но это, как показали расчеты, не повлияет на климатический эффект рассматриваемых событий (см. рис. 4.123).

При уменьшении размеров падающего космического тела соответствующий термический эффект будет уменьшаться не только по причине уменьшения выброшенного в стратосферу количества аэрозоля (см. рис. 4.123), но и потому, что при этом будет уменьшаться и первичный ареал распространения выброшенного в стратосферу аэрозоля.

На рис. 4.124 приведены максимально возможные уменьшения температуры воздуха со временем у поверхностей: суши (1), океана (2) и в среднем по Северному полушарию (3) после выброса в стратосферу обоих полушарий по 10^5 Мт мелкодисперсного силикатного аэрозоля. Как видно из графиков, максимальное уменьшение средней приземной температуры в течение первого года после выброса составит около 12°C , при этом уменьшение средней температуры воздуха у поверхности суши будет около 20°C , а у океанической поверхности – около 7°C . Последующие несколько лет средняя приземная температура в Северном полушарии будет ниже нормы приблизительно на 5°C . Естественно, что такое сильное и резкое изменение термического режима приведет к катастрофическим последствиям для биоты [Будыко и др., 1986].

Глава 5

СОВРЕМЕННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПАРИРОВАНИЯ УГРОЗЫ СО СТОРОНЫ ОКО¹

Здесь в первую очередь надо отметить тот факт, что не так уж мало, как считалось раньше (еще в 70-е годы XX века), малых космических тел выпадает на земную поверхность в виде метеоритов, и это при том, что многие такие тела взрываются в атмосфере. Так, в качестве примера в табл. 5.1 приведены данные о падении 35 небесных тел только на территории современной Российской Федерации за XX и XXI века из работы [Седнев, Блинов, 2020]².

Табл. 5.1 Данные о падениях небесных тел на территории России за последние 120 лет (1901-2020гг.)

Название метеорита (регион падения)	Дата падения	Найденная масса, кг	Начальный диаметр, м	Тип
Марьяхти (Карельская респ.)	-.-.1902	45	-	Палласит
Тунгусский (Красноярский край)	30.06.1908	-	60	Не определен
Богуславка (Приморский край)	18.10.1916	256.78	-	Железный
Саратов (Саратовская обл.)	06.10.1918	221	10.6	Хондрит
Кашин (Тверская обл.)	27.02.1918	122	8.7	Хондрит
Царев (Волгоградская обл.)	06.12.1922	1225	18.8	Хондрит
Хмелевка (Омская обл.)	01.03.1929	6.11	-	Хондрит
Борискино (Оренбургская обл.)	20.04.1930	1.342	-	Хондрит

¹В некоторых работах вместо сокращения ОКО – опасный космический объект используют сокращение ОНТ – опасное небесное тело.

²Расширенной нами данными из других работ.

продолжение таблицы 5.1

Название метеорита (регион падения)	Дата падения	Найденная масса, кг	Начальный диаметр, м	Тип
Старое Письяное (Курганская обл.)	03.10.1933	3.4	-	Ахондрит
Первомайский (Владимирская обл.)	26.12.1933	49	6.4	Хондрит
Сунгач (Приморский край)	10.04.1935	0.63	-	Хондрит
Ичкала (Томская обл.)	29.05.1936	4.03	-	Хондрит
Каинсаз (Татарстан)	13.09.1937	210	10.4	Углистый
Лаврентьевка (Оренбургская обл.)	11.01.1938	0.8	-	Хондрит
Кагавский (Челябинская обл.)	09.04.1941	-	-	Не определен
Курганский (Курганская обл.)	03.10.1941	-	-	Не определен
Красный ключ (Башкортостан)	04.05.1946	4	-	Хондрит
Сихотэ-Алинский (Приморский край)	12.02.1947	31000	29.1	Железный
Ветлуга (Нижегородская обл.)	27.02.1949	0.75	-	Ахондрит
Кунашак (Челябинская обл.)	11.06.1949	205	10.3	Хондрит
Венгерovo (Новосибирская обл.)	11.10.1950	9.5	-	Хондрит
Никольское (Московская обл.)	06.03.1954	6	-	Хондрит
Маныч (Ставропольский край)	20.10.1957	3	-	Хондрит
Сейчман (Магаданская обл.)	-06.1967	0.38	-	Железный
Кутаис (Краснодарский край)	28.11.1977	0.023	-	Хондрит
Омолон (Магаданская обл.)	16.05.1981	250	-	Железный
Ундюлонг (Якутия)	11.09.1986	0.1134	-	Железный
Стерлитамак (Башкортостан)	17.05.1990	315	-	Хондрит

Название метеорита (регион падения)	Дата падения	Найденная масса, кг	Начальный диаметр, м	Тип
Витимский (Иркутская обл.)	25.09.2002	-	-	Не определен
Угловский (Алтайский край)	10.01.2007	10	-	Хондрит
Челябинский (Челябинская обл.)	15.02.2013	700	19	Хондрит
Аннама (Мурманская обл.)	19.04.2014	0.16	-	Хондрит
Дегтево (Ростовская обл.)	20.03.2016	2.098	-	Хондрит
Саянский (Хакасия)	06.12.2016	-	~10-15	Хондрит
Озерки (Липецкая обл.)	21.06.2018	6.636	-	Хондрит

И человечеству очень повезло, что за период существования нынешней цивилизации не только не было падений объектов километрового и бóльших размеров, один из которых ~ 65 млн. лет назад уничтожил 75% биоты Земли, но и те относительно небольшие тела декаметрового диаметра, как Тунгусский, Амазонский, Витимский и др. упали далеко от крупных населенных пунктов или, как в случае Челябинского, взорвались на достаточно большой высоте [Андрущенко, Шевелев, 2013].

Анализ последствий падения небесных тел позволяет выделить опасные факторы, которые могут сопровождать данное явление (см. подраздел 2.6.4). Эти факторы способны вызвать, в свою очередь, такие опасные явления и события, как, например, взрывы и пожары, землетрясения, цунами, наводнения и т.п. Последствия таких событий могут быть чрезвычайно значительными – это гибель и травмирование людей, разрушение зданий и сооружений, объектов транспортной инфраструктуры и коммунально-энергетических сетей [Тараканов, Поляков, 2014]. Поэтому надо заранее просвещать население в рамках единой системы подготовки в области гражданской обороны и защиты от ЧС [Твердохлебов и др., 2013]. Слабую образовательную подготовку нашего населения к последствиям такой космической угрозы показало относительно недавно падение Челябинского метеороида, когда население вместо того, чтобы как-то укрыться, бросилось к окнам лицезреть это необычное событие, в результате чего более тысячи человек пострадало в разной степени от вылетевших в результате воздействия взрывной УВ из окон осколков стекла [Кокошин и др., 2013].

5.1. ПАССИВНЫЕ МЕТОДЫ ЗАЩИТЫ ОТ УДАРОВ И ВЗРЫВОВ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ

5.1.1. Аспекты построения международной Системы планетарной защиты

Пассивные методы защиты от проявлений АКО – это обнаружение, отслеживание ОКО, их изучение с целью выяснения состава и прочности материала посредством миссий КА (см. гл. 2) и мероприятия, проводимые отделениями МЧС местного и/или регионального уровня, позволяющие смягчить возможные последствия удара или воздушного взрыва ОКО без предотвращения самого опасного события и безусловно предварительное оповещение правительства и населения об угрозе.

Взаимодействие перечисленных и других национальных средств при решении конкретных задач выявления и оповещения (см. гл. 2) показано на рис. 5.1 [Белов, 2014].



Рис. 5.1

Кроме того, имеет место международная система оповещения (см. гл. 2), структура которой приведена на рис. 5.2 [Белов, 2014].

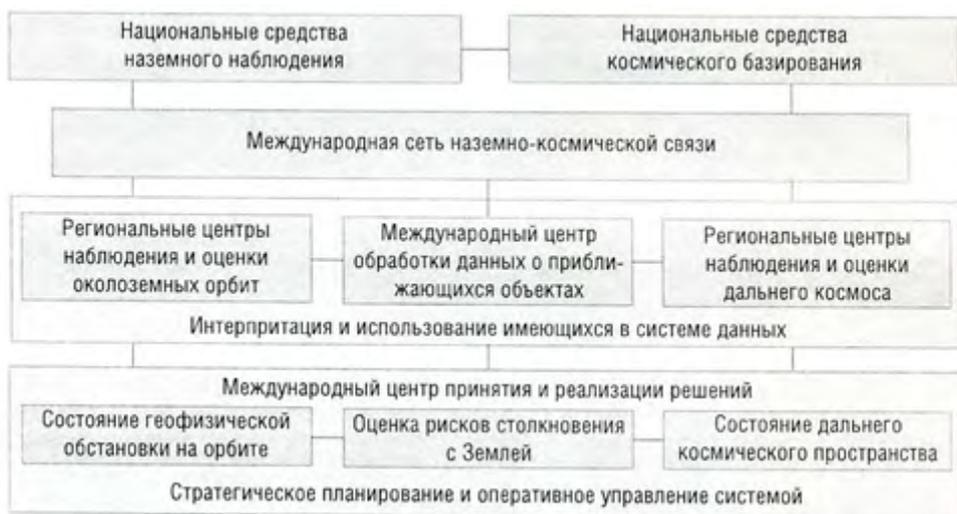


Рис. 5.2

Естественно, что проведение указанных мероприятий имеет смысл только в случае падения метеороидов малого размера: при воздушном взрыве ≤ 30 м (Тунгусское, Челябинское метеорные тела), при ударе по поверхности (поверхностном взрыве) ≤ 15 м. Но здесь следует отметить, что вероятность вторжения в атмосферу Земли тел больших габаритов маловероятна.

После поступления в отделение МЧС, соответствующего территориального базирования, из Центрального пункта слежения за ОКО информации о предполагаемом районе/регионе его падения/взрыва: в случае малого времени подлета службами оповещения или спецсигнализации объявляется тревога, в результате чего население должно укрыться в бомбоубежищах или индивидуальных укрытиях (заранее подготовленных на случай ядерной войны); в случае же длительного времени его подлета подразделениями МЧС проводятся мероприятия по эвакуации населения из опасных районов/регионов [Deryugin *et al.*, 2015].

Учитывая увеличение плотности населения со временем во всех странах, а также значительное количество вновь построенных и прежних потенциально опасных техногенных объектов, можно утверждать, что степень опасности падения даже небольших небесных тел будет возрастать, причем не только от прямого эффекта мощного воздушного или наземного взрыва, но и за счет последствий от вторичных факторов (разрушение таких объектов, как ядерные энергетические установки, химические комбинаты, плотины ГЭС и т.п.). И последствия от этого могут привести не только к значительным человеческим жертвам, но и к региональной или даже глобальной экологической катастрофе [Седнев, Блинов, 2020].

Знание характеристик и последствий воздействия малых космических тел по территории субъектов РФ позволяет заранее обосновать сценарии плани-

рования применения аварийно-спасательных формирований. Для такого планирования при воздействии метеороида по территории субъекта РФ следует определить место его возможного падения (исходя из траектории полета, а также переданной в атмосферу энергии, плотности разброса фрагментов); оценить последствия воздействия (УВ, световой импульс, сейсмические волны, выброс пыли и климатически активных газов в атмосферу и др. (см. подраздел 2.6.4)); обосновать силы и средства для ликвидации последствий воздействия метеороида, а также мероприятия по снижению возможного ущерба.

Причем деятельность всех подразделений МЧС будет подчиняться стратегии Федеральной целевой программы, разработанной еще в конце XX века на концептуальной основе государственной стратегии снижения рисков и смягчения последствий ЧС [Харченко и др., 1997].

Кроме того, должна быть ликвидирована неподготовленность населения при угрозе падения небесных тел, как это показало уже отмеченное выше челябинское событие, завершившееся огромным количеством пострадавших. Так, только после падения челябинского тела последовали сигналы к министру МЧС России на отсутствие рекомендаций по действию населения в таких ситуациях. Предложенные рекомендации были рассмотрены и одобрены на секции №5 «Астероидная и кометная опасность: оценка угроз, перспективы международного взаимодействия» XIX Международной научно-практической конференции по проблемам защиты населения и территорий от чрезвычайных ситуаций, проходившей 21 мая 2014 г. [Тараканов, Поляков, 2014]. Приведенные рекомендации способствуют повышению уровня культуры безопасности населения и исключают возникновение панических настроений при возможной угрозе падения космических тел. Тем не менее, следует периодически проводить учения населения, связанные с возможным падением метеороидов, чтобы оно знало, что делать и как реагировать в подобных ситуациях.

Что касается вопросов развития международного сотрудничества по снижению риска астероидно-кометных угроз, то они касаются более строгого целеполагания соответствующей практической деятельности, а также поддержания ее результативности. Ясно, что успех в этой важной работе возможен только при помощи непрерывно функционирующей Системы планетарной защиты (СПЗ). Ее цель и главные задачи, основные методы и целевые программы, показатели и критерии оценки результативности функционирования приведены на рис.5.3 [Белов, 2014].

Поясним перечисленные на рис. 5.3 интегральные количественные показатели, оцениваемые для конкретного исторического периода:

1. Жизненная сила человечества определяется тогдашними объемами:

- а) социального времени (произведение средних величин численности и продолжительности жизни людей [Гвардейцев и др., 1996]),
- б) производимого ими валового внутреннего продукта,
- в) сохранившихся в этот период невозобновляемых природных ресурсов.



Рис. 5.3

Качество жизни отдельных людей – уровнями удовлетворения их материальных и духовных потребностей с учетом научно обоснованных норм и национальных представлений о справедливости. Потенциал прогрессивного развития людей – путем перемножения трех выше перечисленных составляющих жизненной силы.

2. Все такие затраты относятся к созданию и эксплуатации предложенных раньше средств Системы и находятся как математическое ожидание случайных величин, зависящих от расходов на прогнозирование, оповещение и предотвращение конкретных, в данных случаях космических угроз и вероятностей их проявления.

3. Эти риски рассчитываются как математические ожидания случайного социально-экономического ущерба, находимые с учетом предполагаемых мер возможности конкретных столкновений и вызванного этим ущерба.

Универсальной единицей измерения большинства предложенных здесь показателей (кроме качества жизни людей и меры возможности планетарных бедствий) считается объем социального времени в 1 млн человеколет. Выбор же категории «социальное время» обусловлен возможностью представления его единиц в денежном эквиваленте. В применении к затратам это можно сделать делением стоимости полученной продукции на соответствующие затраты на это времени, а для социально-экономического ущерба – включением в него произведения количества погибших людей на 6000 человекоднев, утраченных каждым из них.

Сравнение предложенных показателей с целеполаганием представленной Системы подтверждает возможность их использования не только для определения результативности, но и для оптимизации ее функционирования, что и учтено в нижней части рис. 5.3. Причем прогноз значений конкретных показателей надо проводить посредством соответствующих методик и моделей, например, приведенных в работе [Белов, 2013]. В то время как более точные (апостериорные) оценки этих показателей реализуются посредством методов математической статистики и для случайных, и для нечетких величин.

Очевидно, что учтенные на рис. 5.3 элементы взаимосвязаны и иерархичны, а вся их совокупность представляет собой целостную иерархическую Систему, обладающую уже новым (эмерджентным) качеством. А ее созданием должны заняться РАН, МЧС РФ и Всероссийский центр мониторинга и прогнозирования ЧС природного и техногенного характера [Белов, 2014] при тесном взаимодействии с зарубежными партнерами. Но здесь следует отметить, что в настоящее время трудно рассчитывать на универсальный характер сотрудничества и возможность договоров в данной области. А отдельным государствам не под силу создать такую СПЗ для всего мира и надежда возлагается на региональное сотрудничество, которое, в случае успеха, может послужить затем основой перехода к глобальному сотрудничеству [Закиров, 2015].

5.1.2. Характеристика территорий РФ возможного падения ОКО

Важнейшей функцией любого государства является реализация системы мер, которые обеспечивают безопасность страны в целом и каждого ее региона путем создания условий для безопасной жизнедеятельности населения на ее территории [Природные опасности России, 2002 и 2003; Астероидно-кометная опасность ..., 2015]. А, следовательно, важнейшей функцией руководящих и управляющих органов государства (в том числе и России) является создание системы мер по парированию угроз населению природного и политического характера. К числу первых из них относятся и космические угрозы, в частности, проблема АКО. В этом подразделе рассматриваются некоторые практические аспекты указанной проблемы, связанные с вопросами риска возможного падения небесных тел на территорию субъекта РФ или взрыва над ней.

В целях теоретической оценки риска падения небесных тел следует выявить географическую, природно-климатическую и социально-экономическую характеристики территорий РФ, которые являются неотъемлемой частью под-

готовки планов действий по предупреждению и ликвидации ЧС на всех уровнях функционирования Единой государственной системы предупреждения и ликвидации чрезвычайных ситуаций (РСЧС) и представляют собой исходные данные для разработки соответствующих мероприятий [Цаликов и др., 2009; Астероидно-кометная опасность..., 2015; Андрущенко и др., 2017].

Планирование таких мероприятий с учетом региональных рисков дает возможность выявить факторы риска, уязвимые места экономического потенциала, природной и социальной сред и источники возникновения ЧС.

Когда отсутствуют статистически важные данные, которые дают возможность определить вероятность падения ОКО на территории России (или на граничащих с ней территориях, но с воздействием на ее территориях), и тем более по масштабам потерь и нанесенного ущерба, самым подходящим подходом к оценке риска для территорий и населения при АКО является введение показателей относительного риска для всех таксонов, в данном случае федеральных округов РФ [Астероидно-кометная опасность..., 2015; Андрущенко и др., 2017]. Понятие относительности здесь означает, что если столкновение ОКО с Землей происходит на российской территории, то риск потерь для каждого таксона – федерального округа с номером i определяется, во-первых, относительной численностью его населения, равной отношению количества населения этого i -го округа N_i к численности населения некоторого j -го округа N_j с самой худшей с точки зрения риска величиной численности (то есть с максимальной из всех таксонов-округов численностью); а, во-вторых, относительной плотностью населения, равной отношению плотности населения этого i -го округа Q_i к его плотности некоторого k -го округа Q_k самой худшей с точки зрения риска величиной плотности (то есть максимальной из всех таксонов-округов плотностью). Таким образом, значение показателя риска поражения населения каждого округа находится как доля наибольшего значения этого показателя среди всех округов.

Дополнительно для каждого i -го округа вводится понятие относительной вероятности P_i попадания ОКО именно в этот округ, которая равна отношению площади S_i территории этого округа к площади всей российской территории S , а также учитывается относительный показатель \bar{R}_i риска, который связан с земными источниками ЧС, равный отношению численности R_i населения, находящегося в зонах риска (зонах возможного поражения) i -го округа ко всей численности населения N_i данного округа. Так формируется система частных показателей относительного риска населения при АКО:

$$P_i = S_i / S, \quad \bar{N}_i = N_i / N_p, \quad \bar{Q}_i = Q_i / Q_k, \quad \bar{R}_i = R_i / N_i. \quad (5.1)$$

Интегральный показатель относительного риска представляется наиболее простой формулой:

$$F_i = (P_i + \bar{N}_i + \bar{Q}_i + \bar{R}_i) / 4. \quad (5.2)$$

где значение знаменателя – 4 соответствует числу частных показателей.

При этом как все частные показатели, так и интегральный показатель изменяются в пределах от 0 до 1, что делает удобной и наглядной оценку степени риска. Эти показатели не должны зависеть друг от друга, чтобы их количество не было избыточным с непредсказуемым влиянием изменения одного или нескольких на другие.

Результаты расчета частных и интегральных показателей относительного риска для федеральных округов России приведены в табл. 5.2.

Табл. 5.2 Характеристики степени относительного риска.

Федеральный округ	Показатели относительного риска				
	P_i	\bar{N}_i	\bar{Q}_i	\bar{R}_i	F_i
Центральный	0.04	1	0.69	0.34	0.52
Южный	0.024	0.36	0.38	0.6	0.34
Северо-Западный	0.1	0.35	0.09	0.44	0.25
Дальневосточный	0.36	0.16	0.012	0.76	0.32
Сибирский	0.3	0.5	0.043	0.53	0.34
Уральский	0.11	0.32	0.08	0.43	0.23
Приволжский	0.06	0.77	0.33	0.5	0.42
Северо-Кавказский	0.01	0.25	0.64	0.68	0.4
Крымский	0.0016	0.06	1		

Как видно из табл. 5.2, наибольшую степень относительного риска имеет Центральный федеральный округ, наименьшую – Уральский федеральный округ.

Степень риска определяется еще и особенностью инфраструктуры РФ. В России имеется ~ 45 тысяч потенциально опасных видов производства, среди них более 800 ядерных и 1500 химических и биологических чрезвычайно опасных объектов, имеют место десятки тысяч километров магистральных трубопроводов, развозятся транспортом сотни тысяч тонн взрывоопасной продукции и отравляющих веществ [Даликов и др., 2009]. Почти все действующие АЭС расположены в густонаселенной европейской части России, так что в 30-километровых окрестностях этих АЭС проживает более 4 млн человек. Огромную опасность представляют собой хранилища радиоактивных отходов, где находится более 70 млн м³ (11 тыс. тонн) облученного ядерного топлива.

На промышленных предприятиях одновременно хранится от нескольких сотен до нескольких тысяч тонн опасных химических реагентов. В крупных городах (где проживает более 100 тыс. человек) и в их окрестностях находится более 70% предприятий химической промышленности, предприятий по производству минеральных удобрений и почти все таковые нефтехимической, нефтеперерабатывающей и металлургической промышленности. Таким образом, в районах прогнозируемого химического заражения проживает ~ 44 млн человек.

В различных отраслях промышленности функционируют более десяти тысяч пожаро- и взрывоопасных объектов; к ним также следует отнести газо-, нефте-, аммиако- и продуктопроводы. Источником повышенной потенциальной опасности является транспорт, посредством которого перевозятся легковоспламеняющиеся, химические, радиоактивные, взрывчатые и другие реагенты, представляющие собой угрозу для жизни и здоровья населения. Так, ежегодно в России транспортом перевозится более 3.5 млрд тонн грузов, и в их числе опасные и взрывоопасные вещества. Из них 50% грузовых перевозок приходится на железнодорожный транспорт, 39% – на автомобильный, 8% – на водный, 3% – на морской. В пассажиропотоках доля железнодорожного транспорта составляет – 47%, автомобильного – 37%, воздушного – 15%, водного – 1%. В РФ число погибших пассажиров и членов экипажей на 1 млрд пасс.-км составляет на автомобильном транспорте – 30–35, на авиационном – более 1, на железнодорожном – 0.02–0.03.

На территории РФ в настоящее время функционируют более 28.5 тыс. водохранилищ и 1.5 тыс. накопителей промышленных стоков и отходов, в их числе 330 крупных водохранилищ (емкостью более 10 млн м³). В нижних бьефах гидротехнических объектов в зонах потенциально возможного затопления проживает ~ 10 млн человек.

В жилищно-коммунальном хозяйстве страны функционируют ~ 2370 водопроводных и 1050 канализационных насосных станций, 138 тыс. трансформаторных подстанций, более 32 тыс. котельных. Протяженность водопроводных сетей составляет около 201 тыс. км, тепловых в двухтрубном исчислении – 101 тыс. км, канализационных – около 105 тыс. км, укрепленных берегов рек в пределах населенных пунктов – 2.3 тыс. км. [Астероидно-кометная опасность..., 2015].

Рассмотрим вопрос об уязвимости инфраструктуры федеральных округов России к астероидно-кометным угрозам. Падение и/или взрыв крупного небесного тела нанесет разрушения, сопоставимые или даже бóльшие, чем при применении противником ядерного оружия. В России (на случай войны или стихийного бедствия) принята градация всех объектов, расположенных на ее территории, на три группы [Современные системы мониторинга..., 2013].

Группа I – это объекты, которые обеспечивают связь при управлении всеми остальными территориальными объектами:

- 1.1. Объекты государственного управления;
- 1.2. Узлы связи, ТЦ;
- 1.3. Железнодорожные узлы;
- 1.4. Мосты автодорог;
- 1.5. Воздушные, морские, речные порты и базы;
- 1.6. Магистральные трубопроводы и насосные станции;
- 1.7. Хранилища государственных резервов.

Группа II – это объекты, которые обеспечивают ресурсами функционирование других территориальных объектов:

- 2.1. АЭС и атомные производства;
- 2.2. Гидроэлектростанции;

- 2.3. Тепловые электростанции;
- 2.4. Подстанции ЛЭП;
- 2.5. Склады ГСМ.

Группа III – это производственные объекты, выпускающие продукцию непосредственного потребления:

- 3.1. Нефтеперерабатывающие и химпроизводства;
- 3.2. Предприятия оборонного комплекса;
- 3.3. Предприятия черной и цветной металлургии;
- 3.4. Предприятия машино- и станкостроения;
- 3.5. Объекты жизнеобеспечения населения.

Охарактеризуем особенности различных субъектов РФ с точки зрения возможных ЧС по имеющимся в них объектах из вышеперечисленных групп. Чтобы свести характеристики субъекта РФ к единому числовому показателю, следует каждый из объектов оценить в баллах соответственно по его принадлежности к той или иной группе или подгруппе по методу анализа иерархий [Саати, 1993]. Его суть состоит в парном сравнении объектов с определенной точки зрения.

Так, если сравнивать группы I и II с точки зрения необходимости их сохранения при ЧС, то предпочтение следует отдать группе II. Причем наименьшая количественная величина этого предпочтения оценивается баллом 3. Аналогично предпочитается группа III относительно группы I.

Сопоставление групп II и III предполагается оценивать баллом 3 в пользу группы III, поскольку разрушение объектов группы III более губительно для населения при ЧС. Принимая во внимание предложенные субъективные сравнения, строится матрица в форме табл. 5.3.

Табл. 5.3 Весовые предпочтения групп объектов.

Группы	Группа I	Группа II	Группа III
Группа I	1	1/3	1/3
Группа II	3	1	1/3
Группа III	3	3	1

В табл. 5.3 оценивается предпочтение объекта, указанного в строке перед объектом, указанным в столбце. Собственный вектор этой матрицы составляет приблизительно (0.5, 1, 2). Это дает возможность оценить любой объект группы I баллом 1, группы II баллом 2 и группы III баллом 4. Итоговая оценка степени уязвимости каждого региона РФ сводится к формуле:

$$X = X_1 \times 1 + X_2 \times 2 + X_3 \times 4, \quad (5.3)$$

где X_i – число объектов группы i . Соотношение (5.3) показывает, что чем больше оценка X , тем выше опасность. Проведя соответствующие расчеты по всем российским субъектам, можно их ранжировать по степени уязвимости, в том числе, относительно к астероидно-кометной угрозе. В табл. 5.4

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

приводится такая характеристика таксонов – федеральных округов России на предмет их уязвимости к этой угрозе.

Табл. 5.4 Характеристика федеральных округов на предмет уязвимости к астероидно-кометной угрозе.

№	Федеральный округ	Группа I	Группа II	Группа III	Оценка в баллах
1	Дальневосточный	142	28	1113	4650
2	Сибирский	3433	1665	2113	15215
3	Уральский	400	347	5013	21146
4	Приволжский	1769	1524	6891	32401
5	Северо-Западный	1912	278	1242	7436
6	Центральный	2233	23	2534	12415
7	Южный	1412	7204	5980	39740
8	Северо-Кавказский	474	967	1679	7524
9	г.Москва	165	349	226	1767
10	Крымский	14	1	41	180

Из табл. 5.4. следует, что наиболее уязвимым к астероидно-кометной угрозе является Южный федеральный округ. По степени риска территорию России условно можно разделить на зоны опасности (см. рис. 5.4).



Рис. 5.4

Активность по созданию национальных и международных координирующих программ по проблеме АКО резко возрастает во всех развитых странах сразу же после явного, и даже можно сказать потенциально убийственного для

человечества проявления этого вида космической угрозы. Так, после удара осколков кометы Шумейкеров-Леви 9 по Юпитеру в 1994 г., приведшего к катастрофическим последствиям для этой планеты, почти сразу же, в течение какого-то десятка лет, вышло у нас и за рубежом большое число книг и монографий по этой тематике, практически не издаваемых до этого, существенно возросло число конференций, коллоквиумов, семинаров и пр., связанных с проблемой АКО, значительно повысилось число научно-технических организаций и издательств, занимающихся вопросами космической безопасности, и даже при такой консервативной организации как ООН в 2005 г. был создан специализированный Подкомитет. Более того, правительства практически всех развитых государств (кроме России, находящейся в тот период в глубоком экономическом кризисе), осознав явную реальность возможности гибели земной цивилизации, наконец, «раскошелились», выделив значительные финансовые средства на научно-технические программы по предотвращению космических угроз. Затем на десяток лет произошла релаксация всей деятельности, относящейся к проблеме АКО. А далее снова – авральная вспышка во всех вышеперечисленных видах деятельности по космическим угрозам, связанная с падением в 2013 г. Челябинского (Чебаркульского) тела. Которое, хотя и нанесло миллиардный материальный ущерб и привело к ранению более тысячи человек, но, к счастью для нас, взорвалось на большой высоте – произошёл этот взрыв на 15-20 км ниже, и г. Челябинск с окрестностями был бы полностью уничтожен. А потом опять запланированная деятельность по созданию Системы противодействия космическим угрозам в части АКО, по-видимому, до новой катастрофы замедлилась.

На рис. 5.5 схематично показаны планируемые этапы создания такой системы, разработанной еще в работе [Астероидно-кометная опасность..., 2015], вскоре после Челябинского падения.

Ход функции $D_{90}(t)$ (смысл этой величины состоит в том, что на данный момент времени t будет обнаружено не менее 90% ОКО крупнее D_{90}) и $D_{def}(t)$ (на данный момент времени t тела размером менее D_{def} гарантированно будут отклонены или уничтожены) – показано условно. Для D_{min} , D_{max} – минимального и максимального размера ОКО предполагаются значения 10 м и 500 м, соответственно.

Заложенный в рис. 5.5 смысл следующий: со временем (после начала выполнения Программы по созданию системы противодействия космическим угрозам в части АКО) размер ОКО, для которых достигнута 90% полнота обнаружения, уменьшается, а размер ОКО, которые возможно гарантированно отклонить или уничтожить, увеличивается. Выделяются этапы – развертывания, обнаружения и противодействия (см. табл. 5.5).

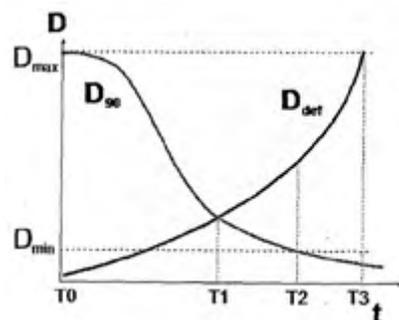


Рис. 5.5

Табл. 5.5 Этапы создания системы противодействия в части проблемы АКО.

Этап начало – окончание примерные сроки	Содержание работ и ожидаемые результаты
Развертывание Т0-Т1 (2016–2020 гг.)	<ul style="list-style-type: none"> – разработка и создание основной инструментальной базы наземной системы обнаружения и мониторинга – начало программы массового обнаружения – создание информационно-аналитического центра <ul style="list-style-type: none"> – разработка методики оценки рисков и критериев принятия решений – разработка (проектирование) и выбор наиболее перспективных космических средств обнаружения и противодействия
Обнаружение Т1-Т2 (2016–2026 гг.)	<ul style="list-style-type: none"> – завершение создания системы обнаружения – достижение 90%-ного уровня обнаружения ОКО на дальних подступах размером более 50 м и системы обнаружения в околоземном пространстве всех ОКО размером более 10 м – создание космического комплекса, предназначенного для отработки методов противодействия
Противодействие Т2-Т3 (2022–2032 гг.)	<ul style="list-style-type: none"> – осуществление миссии к ОКО с целью отработки средств противодействия – завершение создания системы противодействия столкновениям с телами до 0.5 км

Все конкретные сроки в табл. 5.5 указаны примерно (оптимистичный вариант). Что же, значит, следует ожидать результатов реализации данной программы.

5.1.3. Астероидно-кометные угрозы и международное право

Фундаментальные академические исследования по проблемам космических угроз и рисков, как и прикладные разработки в космических, ядерных и других научных и промышленных центрах, выполненные в РФ и за рубежом, показали, что созданные на настоящее время технологии позволяют уже сейчас приступить непосредственно к созданию международной СПЗ, описанной на рис. 5.3 [Бакланов и др., 2017]. Также очевидно, что такая работа должна выполняться совместно всеми развитыми странами. При этом ясно, что при создании, отработке и эксплуатации СПЗ придется решить целый ряд проблем не только научно-технического, но и социально-экономического и политического характера [Пыжикова, Фарофонтова, 2012]. Естественно, при этом потребуется разработка национального и международного правового обеспечения, включающего в себя, в частности, следующие моменты:

- возможность технической и правовой интеграции компонентов СПЗ (ракетно-космических, ядерных, коммуникационных и др.), находящихся под российской юрисдикцией государства в глобальную международную инфраструктуру;
- возможность использования ракетно-ядерных средств, являющихся на данный исторический момент самыми реальными наиболее эффективными

по своему воздействию на ОКО (они должны быть выведены из-под действия норм международного права, запрещающих, в частности, осуществление любых ядерных взрывов в космическом пространстве и атмосфере);

– необходимость учета того факта, что под прикрытием защиты от ОКО возникает опасность создания и отработки новых образцов военной техники (включающую в себя средства контроля космического пространства, ПВО, кинетическое, ядерное, лазерное и даже «астероидное» оружие [Бакланов и др., 2017]).

Решение проблемы АКО возможно лишь на соответствующей научно обоснованной международно-правовой базе, которая может быть официально оформлена, например, в формате международного договора «О мерах защиты Земли от АКО». Этот договор будет регламентировать осуществление всех работ, от разработки и создания международной СПЗ до ее введения в эксплуатацию и вывода из нее. Также, наряду с разработкой данного договора, должны быть приняты согласованные дополнения к уже имеющимся международным договорам и соглашениям, отдельные положения которых частично пересекаются с проблемой защиты от АКО.

Разработка и применение мер по отклонению или уничтожению ОКО, естественно, считается самой приоритетной задачей международного сообщества, поскольку от исполнения и решения этого вопроса зависит безопасность населения всего земного шара [Трумель, 2014].

Основой всей деятельности по предотвращению астероидно-кометной угрозы человечеству может быть признано положение ст. I Договора по космосу [Жуков, 2010а], в которой установлено, что «исследование и использование космического пространства, включая Луну и другие небесные тела, осуществляется на благо и в интересах всех стран». А защита человечества от опасности, которую может повлечь за собой столкновение ОКО с Землей, безусловно, попадает под категорию блага и входит в сферу интересов всего человечества.

Несмотря на важность поставленной задачи, количество систем и проектов, направленных на создание и изучение способов уничтожения или отклонения ОКО, крайне малочисленно. При всей многочисленности теорий, предлагаемых учеными, реальных методов защиты от АКО всего два: отклонение и уничтожение, причем реализуемых исключительно посредством ракетно-ядерного оружия. А говоря о ядерном воздействии, как в случаях с уничтожением, так и с отклонением ОКО, следует отметить, что, исходя из положений Договора по космосу в космическом пространстве, установлен режим частичной демилитаризации, а на небесных телах – полной демилитаризации. Согласно п. 1 ст. IV Договора по космосу «государства – участники Договора обязуются не выводить на орбиту вокруг Земли любые объекты с ядерным оружием или любыми другими видами оружия массового уничтожения, не устанавливать такое оружие на небесных телах и не размещать такое оружие в космическом пространстве каким-либо иным образом». Следует также учитывать, что Договор о всеобщем запрещении испытаний ядерного оружия 1996 года [Договор о всеобъемлющем ..., 1996] и Договор о частичном запрещении испытаний в трех средах 1963 года [Договор о запрещении ..., 1963] исключает

возможность ядерных взрывов в космическом пространстве. Но, тем не менее, все вышеперечисленные договоры позволяют странам-участницам выйти из них, если события, связанные с предметом настоящих соглашений, поставили под угрозу «высшие интересы государства» (статья IV Договора о запрещении испытаний ядерного оружия в атмосфере, в космическом пространстве и под водой), а положения Договора по космосу предусматривают выход в уведомительном порядке [Трумфель, 2014].

Естественно, что для соблюдения правопорядка в космическом пространстве, при наличии астероидно-кометной угрозы нашей цивилизации Совет Безопасности ООН, исходя из своих функций, может дать право государствам, участвующим в мероприятиях по предотвращению АКО, временно выйти из договоров, несовместимых с проводимыми в такой ситуации мероприятиями, с восстановлением своего участия в этих договорах по окончании таких мероприятий [Жуков, 2010б]. Иным возможным путем решения подобной проблемы, в связи со сложившейся ситуацией относительно необходимости отражения АКО, может стать заключение нового международного договора в сфере защиты от такой космической угрозы.

Статьей IX Договора по космосу предусмотрено проведение консультаций с заинтересованными странами при проведении опасных экспериментов в космическом пространстве, которые могут как-то повлиять на деятельность других стран. Отклонение или уничтожение любого ОКО может быть признано экспериментом или деятельностью, которые позже могут привести как к благоприятным, так и неблагоприятным последствиям для нашей планеты.

Непосредственно относящимися к этой проблеме следует также признать положения ст. VI и VII Договора о космосе, которые указывают на ответственность стран за национальную космическую деятельность и за ущерб, причиненный их КА. Таким неблагоприятным последствием уничтожения небесных тел может стать падение их фрагментов на территорию других государств. Исходя из ст. II и III Конвенции о международной ответственности за ущерб, нанесенный космическими объектами, 1972 года (далее – Конвенции об ответственности), запускающая их страна несет абсолютную ответственность за ущерб, нанесенный его космическим объектом.

Одно из направлений международного сотрудничества государств связано с предупреждением мирового сообщества об ОКО. Согласно положениям ст. XI Договора по космосу государства-участники соглашаются в максимально возможной степени извещать Генерального секретаря ООН, а также общественность и международное научное сообщество о своей деятельности по исследованию и изучению ОСЗ. Генеральный же секретарь по получению такой информации должен ее немедленно распространить по соответствующим национальным организациям [Трумфель, 2014].

Также важной проблемой является финансовое обеспечение работ по созданию СПЗ и ее функционирования, поскольку игнорирование международным сообществом предложений о развертывании широкомасштабной программы по созданию полноценной комплексной СПЗ связано с кажущимися чрезвычайно

огромными затратами – даже при широкой международной кооперации. Так, на состоявшейся 30 июня 2018 г. (в так называемый День астероида) пресс-конференции [Зайцев и др., 2019], была названа сумма затрат на организацию пилотного проекта СПЗ порядка 10 млрд долл. при сроке реализации в несколько лет. При этом предусматривалось использование уже существующих ракетно-космических, ядерно-оружейных и иных технологий [Певницкий, 2019]. Но это было мнение сторонников создания такой программы, ее противники, естественно, будут пытаться обосновать более значительные затраты.

В интересах данной деятельности, вероятно, будет достаточно остановиться на предполагаемой величине этих затрат в интервале 10–20 млрд долл.

Для финансирования разработки, создания и эксплуатации СПЗ следует создать специализированный международный фонд, причем величина ежегодных взносов в него будет составлять ничтожную часть расходов на вооружение каждой из стран. И это стало бы путем к созданию надежного технологического щита человечества и самой планеты от АКО. Расходы, конечно, являются очень большими, но, тем не менее, человечеству, безусловно, более выгодно защитить себя от возможного исчезновения вследствие космической катастрофы, чем придерживаться политики трусливого ожидания, а, следовательно, следует смириться с необходимостью крупных затрат на создание СПЗ.

Но, к сожалению, на настоящее время вопрос создания международной СПЗ откладывается на неопределенное время, и нам следует заняться национальной программой защиты от космических угроз, перейдя от деятельности отдельных инициативных групп к централизованной деятельности под эгидой РАН и МЧС РФ.

Важным аспектом просвещения населения в отношении проблемы АКО является информационно-образовательная деятельность, которая должна проводиться международными организациями и государствами на территории всех стран. Так, научно-технический подкомитет Комитета ООН по космосу сделал официальное заявление о том, что им приветствуются инициативы и деятельность по повышению осведомленности населения по вопросам относительно опасных космических тел, сближающихся с нашей планетой. В рамках информационно-образовательной деятельности проводятся конференции, симпозиумы, семинары, конкурсы, организуются образовательные программы, ведутся информационные сайты и издаются специальные публицистические материалы. Ознакомиться с открытыми на настоящее время ОСЗ можно на известном сайте Центра Малых планет.

В заключение этого раздела следует еще раз подчеркнуть, что в последние годы «западные» страны продолжают отгораживать свою научно-техническую деятельность от сотрудничества со странами, несущими, на их взгляд, экзистенциальную угрозу их глобальному доминированию, в первую очередь, с Россией и Китаем. Анализ складывающейся в последнее время ситуации в сфере международного научного сотрудничества приводит к определенному выводу, что он в будущем будет выстраиваться преимущественно на блоковой основе, инициируемой руководством стран-лидеров так называемого «золотого милли-

арда», уповающего на незыблемость своего научно-технического превосходства [Шаров, 2023]. Для Российского центра научной информации (РИНЦ), одной из основных функций которого является – способствовать интеграции российской науки в мировое научное пространство с учетом национальных интересов РФ, подобная деятельность должна быть принята во внимание с точки зрения имеющихся на данное время связей с партнёрами в странах Запада. Тем не менее, полностью отказываться от борьбы за установление новых и восстановление старых связей не стоит, учитывая их роль в качестве важного инструмента мягкой силы для публичной дипломатии современной России [Шаров, 2023].

5.1.4. Проблемы медицинской защиты населения в чрезвычайных ситуациях, инициированных падением ОКО

В последние два десятилетия XX века к проблемам защиты населения в ЧС прибавились новые, ранее находившиеся вне зоны постоянного контроля факторы, связанные с проблемой АКО, в частности, медицинской защиты населения (Первое рабочее совещание «Столкновение астероидов и комет с Землей: физические последствия и человечество» было проведено под эгидой NASA в 1981 г.) [Власенко и др., 2005].

Суть проблемы заключается в том, что космическая катастрофа такого рода локального, регионального или планетарного масштаба в результате падения (или мощного взрыва вблизи земной поверхности) ОКО неизбежно рано или поздно произойдет и это событие случится, скорее всего, внезапно. Так и случилось 13 февраля 2013 г., когда совершенно неожиданно и бесконтрольно произошло Челябинское событие, приведшее к региональной катастрофе, к счастью, в рамках приемлемого риска. Возникла ситуация, когда из-за дефицита времени не было возможности не то, чтобы предпринять меры эвакуационного характера, но даже объявить тревогу для своевременного предупреждения населения о необходимости спуститься в бомбоубежища и укрытия, что привело к ранениям и травмам более тысячи человек. И удалось избежать массовой гибели людей только благодаря счастливо сложившимся обстоятельствам – большой высоте взрыва Челябинского метеороида над Землей, в результате чего накрывшая на ее поверхности полосу ~ 130 км в длину и ~ 50 км в ширину (в том числе и городской территории Челябинска) взрывная УВ оказалась не столь интенсивной, чтобы нанести большие разрушения зданиям и сооружениям (особенно опасным технологическим объектам), что привело бы к огромным жертвам [Емельяненко и др., 2013].

Для решения проблемы предотвращения или хотя бы смягчения последствий подобного события с целью защиты населения, природной среды и цивилизационной инфраструктуры от АКО со стороны государства и научного сообщества необходимо проведение ряда адекватных мер, которые условно можно разбить на три взаимосвязанные, хотя и относительно независимые мероприятия:

– совершенствование систем слежения за окружающим Землю космическим пространством для своевременного предупреждения об опасности (этот аспект проблемы АКО подробно рассмотрен выше в гл. 2);

– создание систем по активному противодействию и предотвращению вероятного столкновения Земли с ОКО (этот аспект проблемы АКО детально изложен ниже в разделах 5.2 и 5.3);

– разработка и внедрение в практическую деятельность Единой государственной системы предупреждения и ликвидации чрезвычайных ситуаций (РСЧС) комплексов организационно-технических мероприятий для смягчения и ликвидации последствий ЧС, в том числе медико-санитарных.

Если научные (но отнюдь не практические на уровне технологий) проработки первых двух аспектов проблемы противодействия АКО в какой-то степени реализованы, то таковая для последнего аспекта до сих пор находится в плачевном состоянии.

Представляется, что главная задача на настоящее время состоит в том, чтобы сделать весь вышеупомянутый комплекс аспектов проблемы АКО и разрабатываемых мероприятий элементом национальной безопасности и, соответственно, государственной политики. И поскольку для первых двух аспектов проблемы уже частично разработана элементарная нормативно-правовая база (см. подраздел 5.1.3), то это же следует сделать и для третьего аспекта, относящегося к учету последствий ЧС, связанного со столкновением нашей планеты с ОКО, и их ликвидации. Для этого необходимо ввести понятие АКО в ГОСТы [Природные чрезвычайные..., 1995]. Так как в отсутствие официально зафиксированного понятия как бы нет и самой проблемы, а, следовательно, нет и ее государственного финансирования работ в рамках РСЧС по защите населения, природной среды и цивилизационной инфраструктуры и для ликвидации последствий от данного вида ЧС. И ввести новую статью «Положение о единой системе предупреждения и ликвидации чрезвычайных ситуаций, инициированных астероидно-кометным фактором» в виде составной части в РСЧС. В эту статью войдут задачи и мероприятия, связанные со смягчением и ликвидацией медико-санитарных последствий ЧС, инициированных этим космическим фактором [Власенко и др., 2005].

Основными задачами в этом плане представляются:

- определение основных сценариев ЧС такого типа;
- выявление и классификация поражающих факторов, их основных характеристик и степени опасности;
- прогноз, с учетом региональных особенностей, вероятных санитарных потерь и оценка потребности медицинских сил и средств;
- установление основных принципов и задач всех видов помощи пострадавшему населению, определение круга мероприятий, необходимых при ЧС данного типа.

Проведем некоторые весьма приближенные оценки для величин зон поражения и возможного числа жертв при падении на континентальную поверхность астероидов диаметрами 50 и 250 м, исходя из условия равномерного распределения населения (порядка 8 млрд человек) по всей континентальной поверхности планеты (133 млн км²), исключая Антарктиду. Расчетные величины оказались равными 10³ и 10⁴ км² для первых и 6×10⁴ и 6×10⁵ человек для вторых показателей, соответственно. Из этих показателей ясно, что при угрозе

катастрофы, относящейся к проблеме АКО, даже регионального масштаба, без нормативно-правовой базы и централизованного государственного финансирования предварительных исследовательских работ проблема защиты населения не решаема в принципе. А при угрозе такой катастрофы планетарного масштаба без согласованных действий мирового сообщества защита населения густонаселенных районов Земли на национальном уровне практически невозможна.

О сложности вопроса, рассматриваемого в этом подразделе, может дать представление, например, комплекс организационных медико-санитарных мероприятий при ликвидации последствий ядерного взрыва, рассмотренный, например, в работе [Сахно, Сахно, 2002]. Так, при некоторых сценариях возможной катастрофы падение ОКО приведет к взрыву, аналогичному ядерному, с теми же поражающими факторами, за исключением проникающей радиации.

Поучительным примером, к чему приводит отсутствие стратегии на национальных и международных уровнях, направленной на предупреждение потенциально опасных и одновременно статистически маловероятных событий, может служить глобальная катастрофа в юго-восточной Азии в декабре 2004 г. Такого масштаба катастроф в этом регионе не было за весь исторический период, упомянутый в письменных источниках. По этой причине здесь не были созданы системы предупреждения и не были разработаны комплексы мероприятий по защите населения от стихийных бедствий, что обошлось бы пострадавшим государствам бассейна Индийского океана в несколько десятков млн. долларов, а в результате их отсутствия эти страны понесли материальный ущерб в миллиарды долларов и катаклизм привел к людским жертвам – свыше 280 тыс. человек [Лаверов и др., 2007]. Этот пример приведен для осознания обществом необходимости принятия превентивных мер, рассчитанных и на маловероятные опасные природные события, к которым продолжают относить различные проявления АКО. Даже в научных кругах находятся люди, «упрекающие» занимающихся этой проблемой исследователей в намеренном запугивании общества в меркантильных целях. Видимо, чтобы подобное отношение изменилось, требуется еще одно «Челябинское событие», но с гораздо большим материальным ущербом и количеством жертв!

5.1.5. Социально-психологические и правовые аспекты оповещения населения о возможности столкновения с ОКО

В работах [Малков, 2002; Малков, Роминицына, 2005] рассмотрение социально-психологического аспекта проблемы АКО представлялось как попытка анализа психологических последствий переживания людьми ситуации, связанной с оповещением населения о возможности столкновения Земли с ОКО. Угроза наступления такой ЧС, естественно, способна существенно нарушить чувство безопасности каждого индивидуума, вызвав переживание стресса от такого вида опасности, психологические последствия которого и могут стать деструктивным для всего общества [Лебедев, 1989].

Как всегда, в качестве доминирующих экстремальных причин стресса на первый план выдвигались разрушительные стихийные бедствия, приводящие к массовой гибели людей. Опыт изучения поведения людей в ЧС катастрофического характера, в том числе в ожидании АКО, показал, что эмоциональная реакция на прогнозируемое событие наиболее массово распространялась среди населения, чем ближе во времени ожидалось его наступление. В канун приближения такого события наиболее вероятным прогнозом являлось возникновение паники.

В.М.Бехтерев рассматривал панику как «психологическую эпидемию кратковременного свойства», возникавшую в виде «подавляющего аффекта», которому как бы «прививалась идея о неминуемой смертельной опасности», обусловленной складывавшимися обстоятельствами [Бехтерев, 1994]. По его мнению, паника неразрывно связана с инстинктом самосохранения, совершенно не зависившим от интеллектуального уровня подвергнутого возможной опасности человека. При возникновении паники каждый индивидуум негативно влияет на окружающих людей, и сам подвергается такому же негативному влиянию с их стороны.

В случае высокого уровня охвата населения паническими настроениями можно предположить наступление состояния его абсолютной невменяемости. В этом случае человек полностью теряет сознательный контроль за своим поведением, совершая различные хаотические поступки, полностью исключавшие какую-либо их критическую оценку, рациональность и этичность [Лебедев, 1989]. При получении информации о вероятном столкновении Земли с ОКО, угрожавшим самыми катастрофическими последствиями, у населения может возникнуть сначала состояние паники среднего уровня, но с тенденцией его трансформации до вышеописанного уровня абсолютной неуправляемости. То есть, именно временной аспект является определяющим в вероятности развития паники среди населения, которая могла привести к общественно опасным действиям толпы, такими ее проявлениями как насилие, погромы и т. п. [Марищук, Евдокимов, 2001].

Эти доводы показывают, что значительно больший ущерб как отдельному региону, так и всей человеческой цивилизации в подобной ситуации способен причинить даже не сам факт столкновения ОКО с Землей, а степень реагирования населения на полученную информацию об этом. А, следовательно, необходимо рассмотрение вопроса на различных властных уровнях о целесообразности оповещения населения относительно такого события.

Поскольку предотвращение прогнозируемых массовых беспорядков чрезвычайно важно, это приводит к необходимости ограничения доступа к информации об опасном сближении нашей планеты с космическим телом и передачи подобной информации под контроль компетентных государственных органов. В то же время, следует иметь в виду, что в современном демократическом государстве всегда имеется возможность утечки подобной информации и ее появления в СМИ. Поэтому требуется разработка правового механизма, регулирующего взаимоотношения правительственных инстанций и СМИ, обеспечивающего предотвращение распространения паники среди населения. Это, естественно, возможно лишь при условии создания соответствующей законо-

дательно-правовой базы. Причем создание такой базы возможно либо на внутригосударственном уровне, либо на уровне межправительственных отношений государств как субъектов международного права при условии разработки международно-правового документа в рамках ООН [Малков, 2003].

В процессе создания внутригосударственных правовых норм в этой области в России для недопущения информации о возможном столкновении Земли с ОКО следует разработать процедуру засекречивания, отнеся ее в некоторых случаях к информации, относящейся к положению Закона РФ «О государственной тайне», что требует доработки этого положения [Малков, Роминицына, 2005]. Здесь следует отметить, что отечественное законодательство уже предусматривает возможность ограничения ряда гарантируемых прав и свобод в условиях чрезвычайного положения, при котором возможно «ограничение свободы печати и других СМИ путем введения предварительной цензуры с указанием условий и порядка ее осуществления».

Учитывая глобальный характер АКО, следует подчеркнуть, что предпринимаемые меры такого рода будут тем эффективнее, чем большее число стран будет вовлечено в подобный процесс законотворчества. Поэтому международно-правовой уровень решения поставленной задачи является наиболее предпочтительным.

В заключение отметим, что в рамках Международного астрономического союза (МАС) уже разработан специальный порядок публикаций о возможном столкновении Земли с ОКО, и МАС рекомендует исследователям и СМИ воздержаться от публикаций подобных сообщений, пока они не будут рекомендованы экспертами и официальными лицами МАС [Малков, Роминицына, 2005].

5.2. ОБЩИЕ АСПЕКТЫ АКТИВНОГО ПРЕДОТВРАЩЕНИЯ АКО. ПЕРЕЧЕНЬ СПОСОБОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОКО

Суть построения системы активной защиты Земли состоит в надежном обеспечении как перехвата ОКО, падение которых на основании регулярного слежения за ними можно спрогнозировать за длительный (за месяцы и годы) срок заранее, так и перехвата ОКО, которые будут обнаружены в последний момент (за несколько часов или суток) до столкновения с планетой. Последние десятилетия характеризовались все большим расширением номенклатуры вариантов по проблеме защиты Земли от АКО. В результате проделанной работы были намечены подходы к решению ключевых вопросов защиты нашей планеты, сформулированы представления о средствах и методах защиты. И хотя, естественно, полученные результаты требуют практического подтверждения и проведение значительного объема проектно-конструкторских и экспериментальных работ (следует отметить, что некоторые работы в этом направлении уже осуществлены в последние годы в ходе реализации космических программ-миссий, как, например, «Galileo» [Yomans et al., 1993], «Deep Impact» [Peplow, 2005], «Rosetta» [Ильин, 2014], «DART» [Thomas et al., 2023] и др.).

На настоящее время предложен довольно значительный перечень способов защиты Земли от АКО [Катастрофические воздействия..., 2005; Андрущенко и др., 2007а; Астероидно-кометная опасность..., 2010 и 2015; Волков, Острейковский, 2019]. Большинство из них находится на грани возможностей существующих технологий, а некоторые вообще напоминают научную фантастику (но здесь следует отметить, что в результате ускорения технического прогресса многие технологии, еще недавно считавшиеся фантастическими, на данный момент уже успешно реализованы в виде готовых изделий и конструкций).

Выбор конкретного метода отражения от этого вида космической угрозы зависит от геометрических, кинематических, физико-химических параметров ОКО и времени упреждения, начиная с момента обнаружения до времени столкновения с Землей. Наиболее известными являются следующие методы отражения АКО:

- уничтожение ОКО;
- отклонение ОКО с орбиты импакта;
- экранирование Земли от столкновения с ОКО;
- дистанционное воздействие на ОКО для его отклонения, торможения или разрушения.

Применение тех или иных методов противодействия АКО определяется, главным образом, временем, которое имеется в нашем распоряжении для проведения всей операции. Именно по этому критерию выделяются несколько временных этапов, различающихся между собой выбором тех или иных технических средств предотвращения АКО [Алимов, Дмитриев, 1998; Андрущенко и др., 2007а; Астероидно-кометная опасность..., 2010 и 2015; Минаков, Соколов, 2016; Волков, Острейковский, 2019].

Вот эти временные этапы:

1) $t < 1$ часа. Это отвечает расстояниям ОКО от Земли в несколько десятков тысяч километров при его скоростях ≥ 20 км/с. На этом этапе наиболее целесообразным является воздействие на объект дистанционным методом с целью его полного уничтожения или разрушения на мелкие осколки [Алексеев и др., 2002; Сазонов, Яковлев, 2006];

2) $1 \text{ час} < t < 1$ сутки. На этом этапе также необходимо полное уничтожение или фрагментация объекта. Это может быть реализовано как применением дистанционного метода, так и разрушения посредством ракетно-ядерного оружия (средствами ПРО) [Верещага и др., 1997; Дегтярь, Волков, 2013]. При малых габаритах объекта возможно его разрушение кинематическим ударом самой ракеты-перехватчика (без ядерного заряда) или специальными КА [Ахметшин и др., 1994];

3) $1 \text{ сутки} < t < 40$ суток. На этом этапе наиболее целесообразно использование специальных ракетных средств для парирования угрозы ОКО. Причем ракеты-перехватчики могут быть расположены как на поверхности Земли, так и на околоземной орбите [Дегтярь, Волков, 2013];

4) $40 \text{ суток} < t < 1$ год. При таком временном упреждении возможно не только разрушение ОКО [Александрова и др., 2016; Андрущенко и др., 2019], но

и его отклонение со столкновительной с Землей траектории тем или иным способом [Ахметшин и др., 1994; Алексеев и др., 2002; Николаева, Старинова, 2019; Horan et al., 2021];

5) $t > 1$ года. В этой ситуации возможно осуществление плавного, управляемого изменения орбиты такого ОКО. Здесь наиболее предпочтительны методы отклонения [Поляхова, 1986; Ивашкин, Смирнов, 1993 а и б; Хайланд и др., 2010; Horan et al., 2021].

В случаях, когда имеются большие риски поражения населения и различных объектов на поверхности Земли, разрабатываются системы защиты планеты от ОКО, причем предлагается несколько вариантов эшелонов противодействия таким угрозам [Махов, Посашков, 2007; Волков, Острейковский, 2019]:

1. Дальний эшелон – противодействие на очень больших расстояниях со временем до возможного столкновения от года до нескольких десятилетий, в который включается защита как от известных ОСЗ, так и от космических тел с неточно определенными орбитами (нумерованные ОСЗ, короткопериодические кометы);

2. Средний эшелон – противодействие с временем столкновения порядка года, в который включается защита от космических тел непосредственной угрозы (недавно открытые астероиды, долгопериодические кометы);

3. Ближний эшелон – противодействие в непосредственной близости от Земли и даже в ее атмосфере, в который включается защита от объектов «неотвратимой угрозы» (неизвестные метеороиды, долгопериодические кометы).

Для каждого из трех эшелонов используется свой способ противодействия космической угрозе в части АКО (см. табл. 5.6).

Табл. 5.6 Виды противодействия космической угрозе

Способ	Отражение ОКО	Разрушение ОКО	Эшелон ОКО
Ядерный взрыв	+	+	Дальний
Передача импульса от КА к ОКО с помощью кинетического удара	+	+	Средний, ближний
Направленное лазерное излучение	+	+	Дальний
Буксир обычный и гравитационный	-	+	Средний
Ракетные ускорители на поверхности ОКО	-	+	Средний
Покрытие астероида специальными материалами для увеличения солнечного давления	-	+	Дальний

Ниже в подпунктах 5.2.1-5.2.7 приведено более-менее подробное изложение каждого способа противодействия ОКО из табл. 5.6.

5.2.1. Отклонение или разрушение ОКО кинетическим ударом

Уже в 90-х годах прошлого века появились теоретические работы, в которых анализируется возможность предотвращения столкновения астероида с Землей посредством воздействия КА или специального ударника.

В работах [Ивашкин, Смирнов, 1993; Ахметшин и др., 1994] на примере астероида (4179) Тугатис, пролетевшего в 1992 г. в опасной близости от Земли, дается анализ возможности уменьшения АКО с помощью ударного воздействия КА на АСЗ. Определены характеристики траектории его перелета от Земли к астероиду на расстояние 3.775 млн км. Исследовано влияние воздействия ударника на движение АСЗ. Рассмотрена задача поиска моментов старта КА от Земли и соударения, максимизирующих расстояние пролета астероида около Земли. В окрестности найденных оптимальных значений этих моментов сделан более детальный анализ влияния ударного импульса на отклонение пролетной траектории астероида в проекции на плоскость эклиптики около Земли. Анализ показал, что данный метод ударного воздействия КА при его начальной массе на орбите ИСЗ ~ 1000 т позволяет уменьшить астероидную опасность для Земли, отклонив астероид диаметром 1 км на расстояние около 3000 км от Земли и астероид поперечником 0.2 км приблизительно на 330000 км через один орбитальный оборот астероида после его столкновения с КА. Естественно, что полученные в работах [Ивашкин, Смирнов, 1993; Ахметшин и др., 1994] оценки и выводы, относящиеся к дальнему эшелону противодействия, следует рассматривать как предварительные и поэтому здесь подробно не изложены.

В работе [Григал и др., 1997] сравнивались возможности элементов российской системы ПРО (в качестве средств неядерного предотвращения космической угрозы) по разрушению ОКО с защитным действием самой земной атмосферы. Считалось, что наиболее вероятный диапазон углов вторжения астероидов (самый многочисленных представителей ОКО) в атмосферу Земли будет от 20° до 50° . Рассматривались некоторые результаты расчетов их разрушения в атмосфере на основе теории С.С.Григоряна [Григорян, 1979] как наиболее физически обоснованной (см. гл. 3), в предположении, что астероиды – каменные шарообразные тела с коэффициентом лобового сопротивления равным 1, причем скорость их вторжения в атмосферу была равна 30 км/с, а угол – 30° .

На рис. 5.6 приведены эволюция размера облака дробящегося каменного астероида (R/d – отношение радиуса облака к начальному диаметру астероида) (*a*), уменьшение его скорости при торможении в атмосфере (*b*) и темп энерговыделения (*в*) в зависимости от высоты для начального диаметра ОКО – 10, 20 и 30 м.

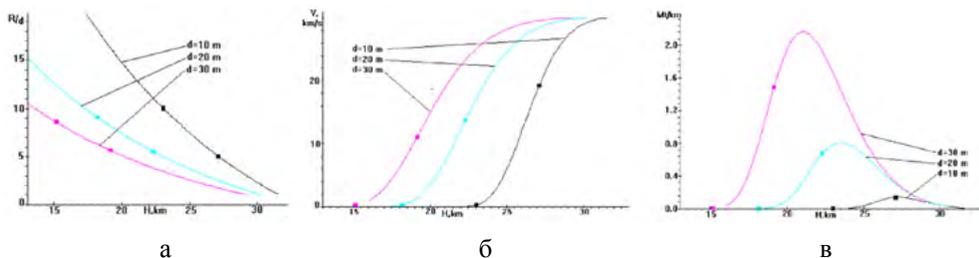


Рис. 5.6

На рис. 5.6 также показаны точка окончания дробления и точка, отвечающая моменту утери фрагментами головной УВ. В момент окончания процесса дробления осколки, максимальные диаметры которых при этом были равны 0.1, 0.17 и 0.23 м для астероидов диаметрами 10, 20 и 30 м соответственно, имели еще очень большую скорость движения – 19.5, 14.0 и 10.5 км/с. Очевидно, что при таких условиях еще продолжалась интенсивная абляция их поверхности, из-за чего размер осколков, выпавших на Землю в виде метеоритов, заметно уменьшался. На основе результатов, приведенных в гл. 3 нашей книги, ясно, что осколки диаметрами 5–10 см, имевшие скорость 10–20 км/с и прекратившие фрагментацию на высотах 15–30 км, практически полностью сгорали в нижних плотных слоях атмосферы Земли, а ее поверхности, возможно, достигали только некоторые осколки незначительных размеров.

Расчеты показали, что высота зоны основного энерговыделения при разрушении астероида быстро падала с увеличением его начальных размеров (см. рис. 5.6в). В табл. 5.7 приведены примерные значения высоты границ диапазонов энерговыделения и его величина при разрушении в атмосфере каменного астероида в зависимости от его размера при угле входа в нее 30°.

Табл. 5.7

Радиус астероида, м	10	20	30
Диапазон высот основного энерговыделения, км ($R/r = 5-10$)	23–27	17–23	14–20
Энерговыделение при разрушении, Мт ТЭ	0.6	4	12

Интересно замечание, приведенное в [Григал и др., 1997], о том, что в случаях, когда разрушение астероида будет происходить над крупным городом, то возникающая при этом УВ может создать опасные последствия, к которым может быть отнесено сильное разрушение остекления города, что чревато многочисленными жертвами в результате поражения населения этими осколками. Это явилось точным предсказанием последствий много позже выпавших фрагментов Челябинского метеороида в феврале 2013 г. с ранением более тысячи человек именно осколками оконных стекол [Емельяненко и др., 2013].

Также в работе [Григал и др., 1997] рассматривались вопросы, относящиеся к ракетно-космическим технологиям по неядерному перехвату ОКО средствами ПРО и ПВО, а также их модернизации, учитывая гиперзвуковую скорость таких целей.

В табл. 5.8 приведены данные по максимальной полезной нагрузке некоторых типов ракет при перехвате ОКО в околоземном космическом пространстве (Вариант 1) и за его пределами (Вариант 2), но все в пределах Солнечной системы (возможности носителей взяты из работы [Ядерные вооружения..., 1992]).

Табл. 5.8

Тип носителя		«HEBI»	SS-25	«Трайидент», MX, SS-17	SS-18, «Титан-34D-7», «Атлас-Центавр-56»
Полезная нагрузка, т	Вариант 1	≤ 0.1	~ 1	~ 3	10–20
	Вариант 2	–	~ 0.3	~ 0.5	1.0–3.0

Рассматривались наработки в области систем ПРО для перехвата астероидов малых – дециметровых размеров на небольших расстояниях от Земли – менее 100 км (верхняя атмосфера). Полагая, что полезная нагрузка носителей, задействованных для доставки ударника-перехватчика к ОКО, была ограничена массой 0.7–1 т, оценивались размеры астероида, который будет разрушен посредством кинетического удара телом такой массы. Здесь учитывалось, что при скоростях более 3 км/с удельная кинетическая энергия удара значительно превышает таковую при взрыве. При проведении вычислительного эксперимента в работе [Григал и др., 1997] полагалось, что ударник-перехватчик и астероид имели шаровидную форму. Перехватчик был изготовлен из железа, а веществом астероида был алюминий (плотность которого приблизительно отвечала таковой для каменных небесных тел, а прочностные характеристики их превышали). Размеры выбранного для эксперимента астероида оценивались из следующих соображений. Известно, что предельная толщина пробиваемой ударником преграды приблизительно в полтора раза больше глубины кратера, образованного им в полубесконечной преграде (при условии, что они состоят из одного и того же материала) [Высокоскоростные ударные..., 1973]. При учете того, что ОКО имеет конечные размеры, приближенно можно считать, что $D_a \approx 2h_a$, где D_a – предельный размер астероида, который способен разрушить ударник-перехватчик, а h_a – глубина кратера, формируемого им в полупространстве материала астероида.

Расчеты, проведенные при сделанных допущениях по зависимостям, приведенным в работе [Высокоскоростные ударные..., 1973], показали, что при скоростях соударения 10–30 км/с с перехватчиком массой 0.5 т могли быть разрушены ОКО размером 8–16 м, а при массе перехватчика 1 т – размером 9–19 м. Для подтверждения приведенных оценок был проведен вычислительный эксперимент об ударе железным ударником-шаром массой 0.7 т по шаровому алюминиевому астероиду размером 16.2 м со скоростью 30 км/с.

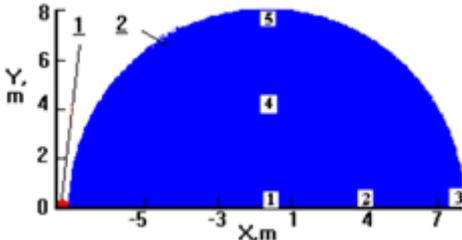


Рис. 5.7

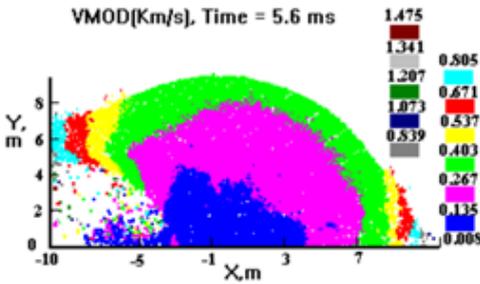


Рис. 5.8

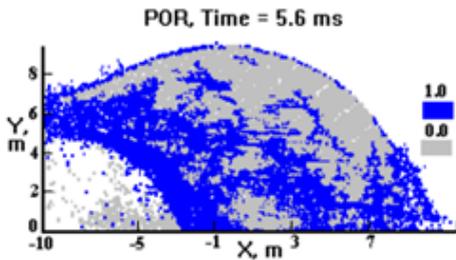


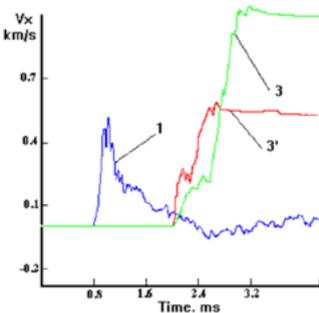
Рис. 5.9

На рис. 5.7 представлена начальная конфигурация астероида 2 при $t = 0$ выделены в его теле контрольные точки – «датчики» 1–5, в которых в дальнейшем (в процессе удара) фиксировалось изменение параметров среды.

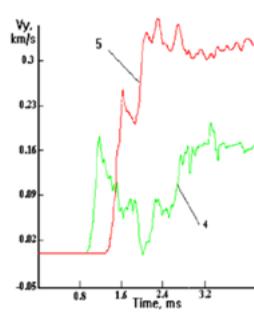
На рис. 5.8 и 5.9 представлены распределения скорости вещества астероида и ударника-перехватчика и характер разрушения астероида через $t = 5.6$ мс после соударения, соответственно. Цветовая палетка в правой части рис. 5.8 отображает диапазон изменения скорости движения вещества астероида.

В ходе расчетов было получено, что из-за действия волн разгрузки слои вещества астероида приобрели скорости разлета от 100 до 400 м/с, как видно из рис. 5.8. В результате удара перехватчика к моменту времени $t = 5.6$ мс тело астероида практически полностью разрушилось (рис. 5.9); цвет, соответствующий 0.0, на размещенной в правой части цветовой палетке показывает зоны полного разрушения вещества астероида.

На рис. 5.10 а, б и 5.11 показаны изменения скорости движения вещества астероида в контрольных точках от времени и меры сохранности вещества астероида, соответственно.



а



б

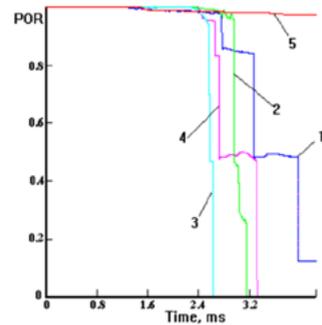


Рис. 5.11

Рис. 5.10

Окончательный вывод в работе [Григал и др., 1997] таков:

- атмосфера Земли может считаться надежной защитой от ОКО метрового, максимально декаметрового размера;
- импактор-перехватчик массой ~ 1 т может целиком разрушить кинетическим ударом астероид размером до 20 м, а массой в 10 т – размером до 50 м. При таком воздействии возможно и разрушение астероида большего размера, разнородного по составу и имеющего меньшую прочность.

А, следовательно, целесообразно воздействовать на ОКО элементами систем ПРО на высотах ≥ 100 –150 км, чтобы его осколки, имеющие практически начальную скорость исходного астероида перед вторжением в плотные слои атмосферы, полностью разрушились на высотах 20–30 км.

К относительно дальнему эшелону противодействия космическим угрозам в части АКО относятся работы [Малявкин, Шмыров, 2013; Соколов и др., 2018], рассматривающие задачу по предотвращению столкновения с Землей астероида (99942) Апофис диаметром 325 м, но гораздо более опасного, чем Трутатис по Туринской и Палермской шкалам.

В работе [Малявкин, Шмыров, 2013] посредством упрощенной модели проводится качественная оценка параметров ударного воздействия на Апофис в околоземном пространстве, которое приводит к значительному изменению его орбитальных элементов. Исследование проводится методом сфер действия, считая сферу действия Земли точечной. Тогда область сближения Земли и астероида представляется точкой на их гелиоцентрических орбитах, а в этой области учитывается лишь взаимодействие этих объектов в рамках так называемой «задачи двух тел», в которой движение Апофиса относительно нашей планеты происходит по гиперболической траектории. В точке перигея – в точке наибольшего сближения астероида и Земли, предполагается столкновение Апофиса с КА, приводимым в нее с круговой орбиты по «полуэллипсу Гоманна» – траектории, обеспечивающей минимальные затраты энергии на такой перелет. В ходе столкновения астероид получает приращение скорости, меняя при этом свою столкновительную с Землей орбиту.

Поскольку известно, что 13 апреля 2029 г. Апофис пройдет на минимальном расстоянии относительно Земли, равном $R \approx 0.00025554$ а.е. (38228.388 км), на скорости $V_p^1 = 7.41$ км/с [Информация об астероиде Апофис..., 2013], то эти данные дают возможность рассчитать его скорость «на бесконечности», то есть относительно Земли, с которой астероид выйдет из сферы ее действия, а также угол разворота его траектории, то есть угол между образующими гиперболы:

$$V_\infty^1 = \sqrt{(V_p^1)^2 - 2\mu_E / R}, \quad \sin(\alpha_1 / 2) = \left(1 + R(V_\infty^1)^2 / \mu_E\right)^{-1},$$

здесь μ_E – гравитационный параметр Земли, равный $\mu_E = \gamma M_E$, где γ – гравитационная постоянная; M_E – масса Земли [Охоцимский, Сихарулидзе, 1990].

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

После столкновения Апофиса с КА его скорость в точке перигея изменится, а, следовательно, изменится и угол разворота. Поскольку КА пришел в точку соударения по полуэллипсу Гоманна, то его скорость в ней равна:

$$V_{SC} = [(\mu_E/R) \cdot (2r/(r+R))]^{1/2},$$

где r – радиус исходной круговой орбиты КА, с которой он стартовал в точку столкновения с астероидом [Охоцимский, Сихарулидзе, 1990].

После соударения по закону сохранения импульса скорость Апофиса равна:

$$V_p^2 = (V_p^1 m_a - V_{SC} m_{SC}) / (m_a + m_{SC}),$$

где m_a , m_{SC} – массы астероида и КА соответственно.

Тогда скорость Апофиса на бесконечности такова:

$$V_\infty^2 = \sqrt{(V_p^2)^2 - 2\mu_E / R},$$

а полный угол разворота его траектории изменится следующим образом:

$$\alpha_2 = \alpha_1 / 2 + \arcsin(1 + R(V_\infty^2) / \mu_E)^{-1}.$$

На рис. 5.12 представлено изменение движения Апофиса в области его сближения с Землей при встречном столкновении с КА.

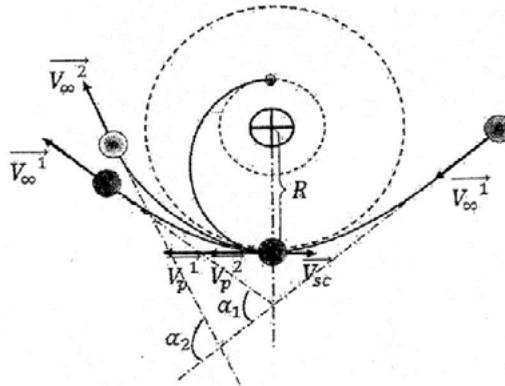


Рис. 5.12

Считая, что Земля относительно Солнца совершает круговое движение со скоростью $V_E = 29.783$ км/с, а в точке сближения происходит касание орбит Земли и астероида, можно определить скорость астероида на гелиоцентрической орбите после сближения, соответственно V_1 и V_2 :

$$(V_{1,2})^2 = (V_E)^2 + (V_\infty^{1,2})^2 + 2V_E V_\infty^{1,2} \cos \alpha_{1,2}.$$

То есть, зная скорость астероида и его удаление от Солнца в точке сближения с Землей, можно рассчитать его энергетическую константу, большую

полуось орбиты, а, следовательно, и период обращения (индексы 2 и 1 соответствуют случаям со столкновением и без него):

$$h_{1,2} = (V_{1,2})^2 - 2\mu_s / 1 \text{ а.е.}, \quad a_{1,2} = -\mu_s / h_{1,2},$$

$$T_{1,2} = 2\pi (a_{1,2})^{3/2} / \sqrt{\mu_s},$$

здесь μ_s – гравитационный параметр Солнца $\mu_s = \gamma M_s$, где M_s – масса Солнца.

На рис. 5.13 приведен график зависимости изменения периода астероида на гелиоцентрической орбите от массы КА при его старте в точку столкновения с круговой орбиты высотой 1000 км над Землей.

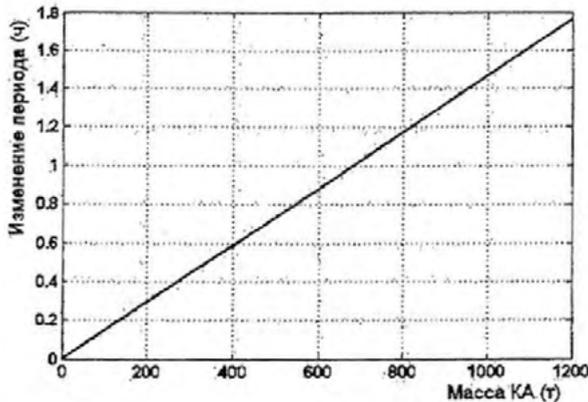


Рис. 5.13

Ясно, что для внесения в период обращения астероида изменений порядка часов масса КА должна быть порядка нескольких сотен тонн.

В работе [Соколов и др., 2018] также на примере Апофиса рассматривались возможности увода этого астероида из области, содержащие возможные соударения посредством кинетического метода – удара по нему. Учитывалась сложная структура множеств ведущих к соударению с Землей начальных данных, а также ограниченная точность в определении орбиты Апофиса. При этом использовался наиболее полный на 2018 г. список возможных его соударений с нашей планетой в XXI столетии. Был сделан вывод, что реализуемый при современном состоянии ракетно-космической техники удар по Апофису, осуществленный во временном интервале между 2022 и 2029 гг., почти наверняка сможет вывести этот астероид из области возможных соударений.

В работе [Сазонов, 2018] предложена модель воздействия на астероид высокоскоростным ударом искусственного тела (КА или специальный импактор), использующая известную аналогию физических явлений, происходящих при высокоскоростном ударе и контактном ядерном взрыве (ЯВ) (см., например, [Станюкович, 1960; Kreyenhagen, Schuster, 1977]). На ее основе решена задача о максимальном отклонении ОКО при ближнем его перехвате, учитывая найденные условия фрагментации опасного тела, служащих ограничениями.

При высокоскоростном ударе из образующегося кратера в теле астероида-мишени выбрасывается испарившееся, расплавленное и раздробленное вещество, в результате чего создается возмущающий импульс, изменяющий его первоначальную траекторию. Наименьшая (критическая) относительная скорость ударника v_k , при которой соблюдается упомянутая выше взрывная аналогия, равна $v_k = \sqrt{\varepsilon}$, где ε – энергия испарения единицы массы. При скоростях $v \geq v_k$ происходит испарение, плавление, дробление и образование трещин. Для астероида состоящего, например, из скальной породы $\varepsilon = 2 \times 10^7$ Дж/кг и $v_k \approx 6.3$ км/с [Станюкович, 1960]. В космических экспериментах достигалась и значительно большая скорость столкновения – так, в эксперименте Deep Impact $v \approx 12$ км/с (см. гл. 2). В таких случаях чисто механическая компонента импульса, пропорциональная относительной скорости ударника, намного меньше взрывной компоненты, пропорциональной квадрату скорости, и ею можно пренебречь. Основным отличием высокоскоростного удара от ЯВ с энергетической точки зрения является значительно меньший масштаб явления, в результате чего реализуются меньшие температуры образовавшейся плазмы (в отсутствие тепловой волны) и меньшие потери энергии на излучение. В итоге, значения коэффициентов передачи энергии астероиду χ и энергии, затраченной на выброс ξ , при высокоскоростном ударе гораздо больше, чем при ЯВ. Так, в случае удара они, соответственно, равны $\chi_y = 0.6$ и $\xi_y = 0.5$ [Kreyenhagen, Schuster, 1977], в то время как в случае контактного ЯВ – $\chi_g = 0.056$ и $\xi_g = 0.04$ [Адушкин, Спивак, 2007].

В ходе оценки импульса, передаваемого астероиду, ограничимся вкладом наиболее высокоскоростных частиц малого размера, которые выбрасываются на ранней стадии из полусферической котловой области, образуемой под воздействием сильной УВ. Вклад низкоскоростных фрагментов крупного размера, образующихся на поздней стадии формирования кратера, отличающегося от полусферы, далее не учитывается по причине его малости (энергия выброшенного вещества, через которую выражается импульс, пропорциональна квадрату скорости и массе). Для оценок соответствующей выброшенной массы M_k за основу

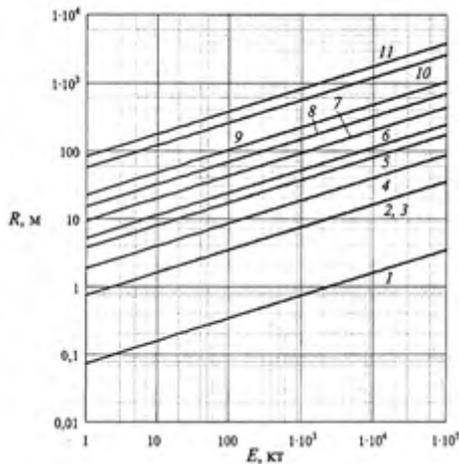


Рис. 5.14

нову были взяты расчетные и экспериментальные данные по подземным ЯВ [Бруд, 1975; Адушкин, Спивак, 2007], которые пересчитывались на случай контактного взрыва и рассматриваемого высокоскоростного удара. На рис. 5.14 для контактного взрыва приведены зависимости радиусов разрушения R от мощности ядерного заряда, которые далее используются как опорные (вследствие отмеченной аналогии).

Линии на рис. 5.14 отвечают следующим областям: 1 – тепловая волна, 2,3 – испарение [Адушкин, Спивак, 2007; Сазонов, 2013]; 4 – плавление; 5 – котловая область; 6 – смятие;

7 – дробление; 8 – зона новых трещин; 9 – зона подновленных трещин (блоковой трещиноватости); 10 – зона неупругих деформаций (единичные новые трещины); 11 – зона локальных неупругих деформаций. Интересно, что радиусы испарения, рассчитанные по инженерной методике [Сазонов, 2013] при плотности материала астероида $\rho = 3400 \text{ кг/м}^3$ и указанном значении ε , совпадают с результатами работы [Адушкин, Спивак, 2007] (линии 2,3 на рис. 5.14). Эти данные можно использовать и в задаче о высокоскоростном ударе, принимая во внимание, что энергия удара значительно ниже, чем при ЯВ, и, следовательно, тогда тепловая волна (линия 1 на рис. 5.14) отсутствует.

Используя теорию размерности, запишем уравнение баланса энергии для зоны испарения радиусом R_u :

$$\chi E = A_u \rho \varepsilon R_u^3, \quad (5.4)$$

где E – энергия взрыва или удара; ρ – плотность материала астероида; A_u – безразмерный коэффициент, подлежащий определению. Для подземного взрыва в плотной среде имеем $\chi = \chi_g = 1$, и в случае гранитной среды плотностью $\rho = 2670 \text{ кг/м}^3$ при энергии взрыва $E = 1 \text{ кт}$ радиус испарения равен $R_u = 1.83 \text{ м}$ [Брод, 1975] и тогда из соотношения (5.4) получим $A_u \approx 12.8$. Можно считать, что при воздействии контактного взрыва и высокоскоростного удара на ОКО соблюдается геометрическое подобие между радиусами однотипных разрушений. Например, отношение радиуса котловой области R_k , откуда выбрасывается вещество массой M_k , к радиусу R_u в обоих случаях равно $k_k = R_k/R_u \approx 4.8$ [Адушкин, Спивак, 2007]. Подставив R_u в соотношение (5.4), получим выражение для определения радиуса котловой области R_k при ударе:

$$\chi_y E_y = A_u \rho \varepsilon (R_k/k_k)^3 \quad (5.5)$$

в котором кинетическая энергия удара E_y зависит от массы ударника M_y и относительной скорости v удара:

$$E_y = M_y v^2/2. \quad (5.6)$$

Выброшенная из полусферической котловой области масса равна

$$M_k = (2/3)\pi\rho R_k^3. \quad (5.7)$$

Из уравнения энергии определяется средняя скорость выбросов u :

$$M_k u^2/2 = \zeta E_y. \quad (5.8)$$

При массе астероида M_a при пренебрежении потерями массы M_k , то есть считая, что $R_k \ll d$, где d – диаметр астероида, получим из (5.5)–(5.8) приращение скорости ОКО при ударе:

$$\Delta V = M_k u / M_a = b_y M_y v^2 / M_a, \quad b_y = (\pi \chi_y \zeta k^3 / A_u \varepsilon)^{1/2}. \quad (5.9)$$

При пренебрежении притяжением Земли и временем активного полета ракеты, доставляющей к ОКО массивное тело-ударник, считаем, что перехват этого астероида происходит на встречном курсе с Земли или с околоземной орбиты ИСЗ [Solem, 1993]. Скорости ракеты относительно Земли и относительно астероида в момент удара, соответственно, равны

$$v_r = gI_y \ln(m_0/M_y), \quad v = v_r + v_a, \quad (5.10)$$

где g – гравитационная постоянная Земли; I_y – удельный импульс ракеты ($I_y = 500$ с для двигателя на химическом топливе); m_0 – начальная масса ракеты, доставляющей ударник массой M_y ; v_a – скорость сближения астероида с Землей. При нормальном направлении импульса ударника к скорости астероида, используя соотношения (5.9) и (5.10), получим его отклонение L от столкновительной траектории:

$$L = t_a \Delta V v_r / (v_r + v_a) = b_y c t_a (M_y / M_a) \cdot [v_a + c \ln(m_0 / M_y)] \ln(m_0 / M_y), \quad (5.11)$$

где $c = gI_y$; $t_a = (r_a - v_a t_n) / v_a$ – время полета ОКО с момента запуска к нему ракеты, спустя время подготовки t_n (далее считается, что $t_n = 0$); r_a – начальное удаление этого астероида, которое много больше радиуса Земли. Из соотношения (5.11) понятно, что при некотором $M_y = M_y^*$ отклонение астероида от столкновительной траектории максимально $L = L^*$, что и определяет оптимальную стратегию. На рис. 5.15 приведены значения отклонения астероидов L диаметрами $d = 200$ м (а) и 100 м (б) в зависимости от массы ударника M_y при начальном удалении ОКО $r_a = 0.3$ а.е. и начальной массе ракеты-носителя $m_0 = 1, 10, 100$ и 1000 т (кривые 1–4, соответственно).

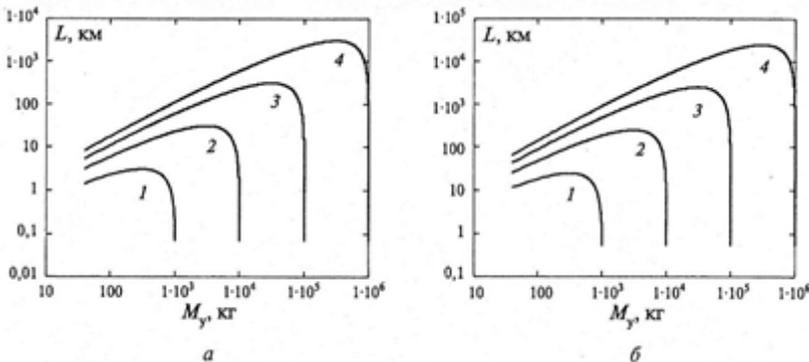


Рис. 5.15

Отношение m_0/M_y^* , соответствующее максимуму отклонения ОКО, определяется соотношением:

$$q = \ln(m_0 / M_y^*) = 1 - v_a / 2c + \sqrt{1 + v_a / 2c}, \quad (5.12)$$

причем оптимальная скорость ракеты равна $v_r^* = cq$. Подставив выражение (5.12) в соотношение (5.11), получим максимальное отклонение:

$$L^* = b_y t_a (M_y^* / M_a) (v_a + v_r^*) v_r^*, \quad M_y^* = m_0 / \exp(q). \quad (5.13)$$

Определим условия разрушения опасного астероида при взрывном и ударном воздействиях. Радиусы дробления и трещинообразования равны $R_d = k_d R_u$ и $R_T = k_T R_u$ (здесь $k_d \approx 11.1$ и $k_T \approx 31.7$ [Адушкин, Спивак, 2007]). Учитывая это с использованием формул (5.4), (5.7)–(5.11) при $L = L^*$, получим относительные величины f_d и f_T , которые характеризуют степень разрушения при ударе:

$$f_d = R_d / d = k_d F, \quad f_T = R_T / d = k_T F, \\ F = \left\{ (L^* / 12 t_a) \left[(v_a + v_r^*) / v_r^* \right] \sqrt{3\pi\chi_y / \xi_y A_u \varepsilon k_k^3} \right\}^{1/3}. \quad (5.14)$$

Вид этих соотношений такой же, как при воздействии контактного ядерного взрыва, за исключением значения коэффициентов χ_y и ξ_y , а также оптимальных значений v_r^* и L^* [Сазонов, 2015].

Условия, когда дробление или трещинообразование достигнет задней границы астероида (относительно границы воздействия), выразятся равенствами $f_d = 1$ и $f_T = 1$. Относительная граница котловой области определяется равенством $f_k = R_k / d = f_d|_{k_d=k_k} = f_T|_{k_T=k_k}$.

Охват этой областью всего тела астероида происходит при $f_k = 1$. О степени разрушения иногда судят по отношению S массы разрушенной области ко всей массе тела [Solem, 1993]. На рис. 5.16 приведены зависимости коэффициента разрушения по радиусу (f – сплошные линии) и по массе (S – пунктирные линии) от расстояния до астероида r_a (а) и запаса времени t_a (б) при $\rho = 3400$ кг/м³, $v_a = 25$ км/с и $L^* = 1000$ км (отклонение в океан). Кривые 1, 2 и 3 отвечают областям трещинообразования, дробления и котловой области. Они справедливы для тел произвольного диаметра.

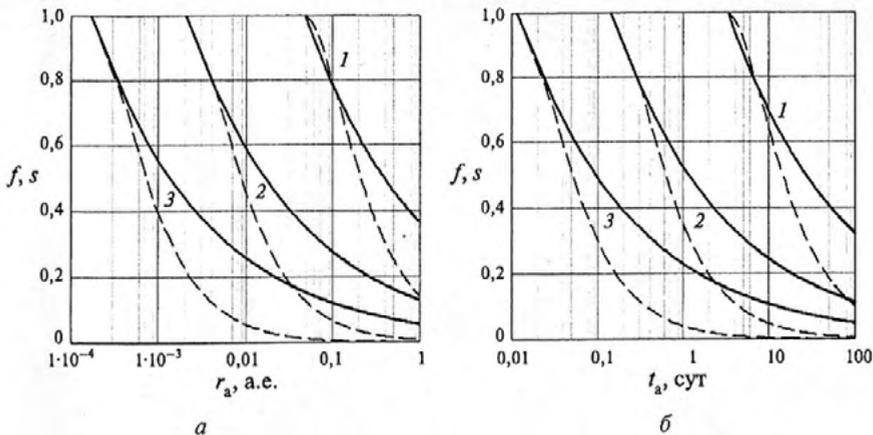


Рис. 5.16

Приведенные на рис. 5.16 графики демонстрируют, какая часть тела астероида (по радиусу и по массе) в ходе удара будет охвачена трещинами (1), будет раздроблена (2) и трансформируется в выбрасываемый котловой газ (3), если ракета с телом-ударником будет запущена в момент обнаружения этого ОКО при дальности r_a . Например, астероид будет весь охвачен трещинами, если $t_a \leq 3.2$ сут и $r_a \leq 0.05$ а.е.; и при этом будет раздроблена около десятой части массы астероида (а именно, $S_d = 0.127$). А при бóльших значениях t_a и r_a тело астероида не разрушится.

Оценим максимальные значения отклонения ОКО.

На рис. 5.17 представлены зависимости запаса времени t_a (сплошные) линии, необходимого для отклонения опасного астероида в океан – на расстояние $L = 1000$ км (а) и для отклонения с траектории столкновения с Землей – на расстояние $L = 7000$ км (б), от его диаметра d при различных массах m_0 ударника-перехватчика ($m_0 = 1, 10, 100, 1000$ т – линии 1–4, соответственно; при скорости астероида $v_a = 25$ км/с), а также аналогичные зависимости времени упреждения воздействия t_y (наклонные пунктирные линии).

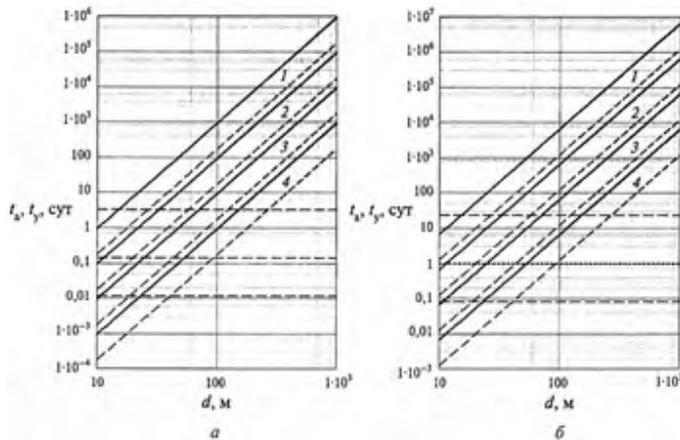


Рис. 5.17

Здесь верхние, средние и нижние горизонтальные пунктирные линии отвечают полному растрескиванию астероида, его дроблению и трансформации в газ в котловой области. Им соответствуют моменты: 3.2, 0.14 и 0.012 сут при отклонении на $L = 1000$ км; и 22.7, 1.0 и 0.08 сут при отклонении на $L = 7000$ км.

Из представленных на рис. 5.17 результатов можно сделать главный вывод о том, что чем крупнее ОКО, тем раньше (на большем удалении от Земли) его необходимо обнаружить, чтобы отклонить на соответствующее расстояние, при этом использование перехватчика-ударника меньшей массы позволит отклонить без разрушения более мелкие ОКО. Так, наименьший размер астероида, который можно отклонить без трещинообразования в малонаселенный район (желательно в океан) на $L = 1000$ км посредством запуска легкой ракеты массой 1 т, равен ~ 15 м (см. рис. 5.17а), а масса самого ударника в этом случае составляет ~ 310 т.

Для отклонения же того же метеороида размером $d_a \approx 15$ м на расстояние 7000км требуется в семь раз большее время, а именно $t_a \approx 22.7$ сут (см. рис. 5.17б). При этом расстояние до него в момент запуска ракеты будет равно $\sim 0.35a.e.$

В работах [Ведерников и др., 1995; Алексеев и др., 1997 и 2002; Дегтярь, Волков, 2013] рассматривался вопрос об оперативном перехвате относительно небольших ОКО (размером ≤ 100 м) посредством кинетических звездообразных проникающих (КЗП) с многолучевым миделевым сечением, либо только ими, либо в сочетании с цилиндрическими кумулятивными зарядами (см. рис. 5.18).

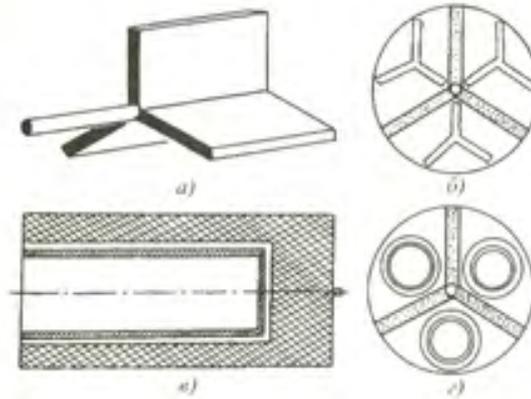


Рис. 5.18

Для эффективного воздействия на ОКО на космическом перехватчике был размещен набор из одного большого и шести малых КЗП, каждый из которых являлся звездообразной конструкцией из трех перьев прямоугольной формы в плане (см. рис. 5.18а и б) из стали, закаленной до прочности $\sigma = 160$ кг/мм [Алексеев и др., 1997]. Для малых КЗП возможно и применение алюминиевых и титановых сплавов, а также перспективны КЗП из обедненного урана с перфорацией. Малые КЗП в системе могут быть заменены на цилиндрические кумулятивные заряды (см. рис. 5.18 в и г). Характеристики КЗП без перфорации представлены в табл. 5.9.

Табл. 5.9 Массово-габаритные параметры КЗП.

Тип КЗП	ширина пера, м	длина КЗП, м	масса КЗП, кг
большой КЗП	1.5	6.0	4000
малый КЗП	0.75	3.0	1000

К моменту столкновения с ОКО набор для перехвата должен находиться в боевом порядке, при котором большой КЗП расположен в центре, а малые КЗП или цилиндрические заряды распределены равномерно вокруг большого по окружности диаметром до 70 м (их изначальное компактное расположение

приведено на рис. 5.18б и г). При этом точка прицеливания большого КЗП – это геометрический центр ОКО. Диаметр окружности боевого порядка системы перехвата равен половине диаметра ОКО, а продольные оси каждого КЗП (или кумулятивных цилиндрических зарядов) ориентированы вдоль вектора скорости сближения системы перехвата с ОКО. Высоты перехвата ОКО над поверхностью Земли и скорости ОКО на этих высотах представлены в табл. 5.10.

Табл. 5.10 Зависимость скорости движения ОКО от высоты перехвата.

Высота перехвата, км	1000	4000	10000
Скорость ОКО, км/с			
минимальная	12.5	11.2	9.9
максимальная	27.1	26.8	26.0

Для обоснования целесообразности применения таких перехватчиков для ударного воздействия на ОКО в работе [Алексеев и др., 1997] были проведены модельные экспериментальные исследования по пробиванию различных металлических преград удлиненными ударниками из разных материалов. Из полученных в опытах данных и их анализа были оценены зависимости необходимой высоты перехвата ОКО диаметром 100 м от скорости разлета его фрагментов при различной скорости сближения ОКО с Землей при использовании в системе перехвата элементов с оптимальными характеристиками, определенными в ходе опытов (см. табл. 5.11). Узловым вопросом дробления ОКО являлось придание его фрагментам достаточной скорости разлета для обеспечения заданного рассеивания их при подходе к Земле с высоты перехвата, иначе их групповое воздействие на земную поверхность может привести к большему ущербу, чем непосредственное столкновение с ней неразрушенного ОКО.

Табл.5.11 Высота перехвата ОКО, необходимая для обеспечения требуемого разлета фрагментов разрушенного ОКО.

Средняя скорость разлета фрагментов ОКО, м/с	5	10	20	50	100
Необходимое время разлета фрагментов ОКО, с	1070	535	268	107	54
Высота перехвата ОКО, км					
При скорости ОКО 7 км/с	11673	6290	3360	1456	795
При скорости ОКО 25 км/с	27842	14152	7229	2984	1565

Примечания к табл. 5.11:

1. Траектория движения ОКО – вертикальная; при наклонной траектории движения ОКО высота перехвата должна быть меньше приведенной.
2. Приведенные скорости сближения ОКО с Землей даны без учета его разгона в поле гравитации.

Было принято, что для недопущения группового воздействия на Землю фрагментов ОКО со средним размером 1 м необходимо среднее расстояние между точками их входа в атмосферу (на высоте 100 км) не менее 10 м (десять диаметров фрагментов). Для обеспечения такого сценария события необходимо рассеивание элементами перехватчика фрагментов ОКО метрового размера в виде шара радиусом 6.91 км.

На рис. 5.19 приведены результаты расчета с помощью численного метода, предложенного в работе [Ведерников и др., 1995] по внедрению осесимметричного проникателя в тело ОКО – астероида для трех моментов времени $t = 3$ мкс (а), 33 мкс (б) и 95 мкс (в).

На рис. 5.19в видно, что проникатель пробил тело астероида насквозь, но при этом пока сохранил его в виде единого тела. Наличие же у проникателя (КЗП) радиальных перьев, очевидно, привело к образованию в теле астероида системы трещин, по которым он и расколется в дальнейшем на осколки.

Выше рассматривался материал, относящийся к результатам вычислительных и лабораторных экспериментов по отклонению и разрушению ОКО или их моделей. Но в последнее время зарубежные специалисты из NASA и ESA перешли от этих исследований (см., например, [Asphaug et al., 1998; Bruck Syal et al., 2015]) к гораздо более близким к реальности и естественно более дорогостоящим натурным экспериментам по отклонению реальных потенциально опасных космических тел с их возможно столкновительных с Землей траекторий [Daly et al., 2023; Thomas et al., 2023].

Первая такая «ударная» космическая миссия состоялась еще в 2005 г., когда зонд «Deep Impact» перехватил комету Tempel-1, находившуюся примерно в 4 млн км от Земли, протаранив ее 370-килограммовым снарядом-импактором с целью исследования состава выбитых ударом частиц [Schultz et al., 2007] (см. подраздел 2.2.2). Задачи же повлиять на траекторию кометы размером в несколько километров у этой миссии не было, уж слишком неравным было соотношение масс сталкивающихся объектов. Импакт, энергия которого оценивалась всего в 2.3 кг тротилового эквивалента, оставил на поверхности кометы 150-метровый кратер, изменив ее орбиту всего лишь на 10 см, а скорость на 10^{-7} м/с.

Для специального же натурального эксперимента по отслеживанию, какой эффект произведет ударное воздействие импактора на космическое тело (его начальная стоимость оценивалась в 325 млн долл.), в качестве идеального кандидата исследователями из NASA и ESA был выбран 165-метровый спутник Диморф массой 5.5 млн т небольшого околоземного 775-метрового астероида (65803) Дидим. Эта

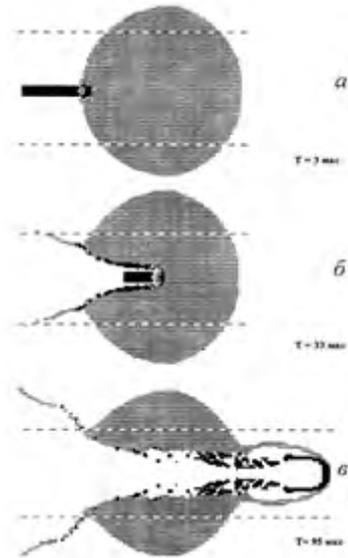


Рис. 5.19

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

двойная система совершает полный оборот вокруг Солнца за два с небольшим года, пересекая орбиту Земли и сходясь с ней на 6-7млн. км. Выбор остановился на ней, поскольку ее орбитальные параметры стабильны и были измерены с очень высокой точностью, что и позволило отследить и вымерить эффект от удара импактора по Диморфу [Фишман, 2022; Аствацатурян, 2022; Daly et al., 2023; Thomas et al., 2023; Понятов, 2023].

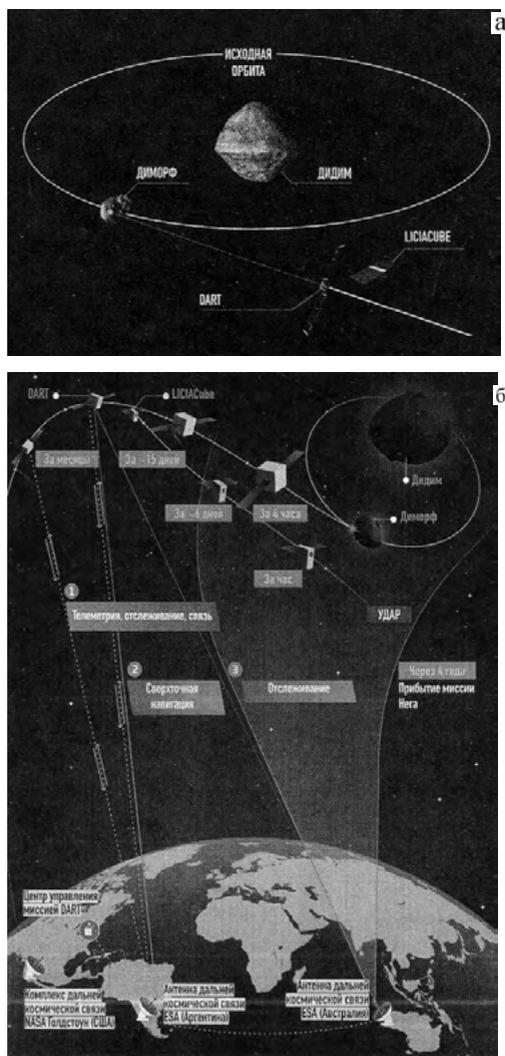


Рис. 5.20

хвост из пыли и осколков, растянувшийся на тысячи километров за Диморфом.

Полученные результаты несколько разочаровали некоторых специалистов, не ожидавших, что удар выбьет так много вещества из Диморфа – более 1000 тонн пыли. По-видимому, взаимодействие объектов не было достаточно упругим и при нем не вся кинетическая энергия импактора-КА перешла в кине-

но-передающего инструментария, которым был снабжен КА, осуществлявший миссию DART, и отделившегося от него микроспутника LICIACube, а также перемещения облегченного до 570 кг аппарата-импактора вплоть до момента соударения было приведено в подразделе 2.2.2, а также схематично представлено на рис. 5.20 (на котором видно (5.206), как полет КА контролировался одновременно несколькими центрами дальней космической связи, разнесенными для обеспечения максимально точного отслеживания траектории, сопровождения и наведения на цель, как можно дальше друг от друга по поверхности Земли).

Сближение с Диморфом было зафиксировано камерой высокого разрешения с самого КА вплоть до момента удара, нанесенного им 26 сентября 2021 г. на скорости 6.6 км/с, с энергией около 3 т в тротиловом эквиваленте. За столкновением объектов «вблизи» – с расстояния в полусотню километров – наблюдал снабженной видеокамерой микроспутник LICIACube. Одновременно «издалека» за ходом испытаний следили и десятки других «глаз», наземных и космических, включая телескопы «Хаббл» и «Джеймс Уэбб». Ими была зафиксирована вспышка при ударе, а затем яркий протяженный

тическую энергию мишени-спутника, изменив его траекторию. Получилось так, что ее значительная часть оказалась поглощенной рыхлой поверхностью Диморфа, что привело к рассеиванию в пространство множества его мелких фрагментов, растянувшихся в виде хвоста на 30000 км. Тем не менее, результат первого натурального космического эксперимента такого рода был официально признан весьма успешным – 12-часовой период обращения Диморфа вокруг Дидима сократился на целые 32 мин, в то время как до столкновения представители NASA и ESA считали бы эксперимент успешным при его сокращении хотя бы на 73 сек, а большинство астрономов считали хорошим результатом его сокращение приблизительно на 10 мин [Аствацатурян, 2022; Фишман, 2022; Daly et al., 2023; Thomas et al., 2023]. Скорость же Диморфа изменилась примерно на 2 см/с, что за 10 лет приведет к его отклонению от первоначального курса на радиус Земли (около 6400 км), этого достаточно, чтобы избежать столкновения [Понятов, 2023]. Здесь стоит отметить, что на этом данный космический эксперимент еще не окончен, поскольку более точно определить, как ударное воздействие повлияло на траекторию Диморфа, еще предстоит. Миссия недаром с самого начала была названа двойной с полным наименованием AIDA (состоящая из двух миссий DART и Hera): в 2024 г. туда отправится европейский зонд Нера (для осуществления миссии с тем же наименованием) с инструментарием для детального исследования и поверхности Диморфа, и последствий его столкновения с импактором. Зонд прибудет к Дидиму в 2026 г. и измерит движение спутника Диморфа вокруг астероида с большой точностью [Thomas et al., 2023; Понятов, 2023].

Следует отметить, что миссия DART стала действительно знаковым событием в истории человечества, положив начало реальным исследованиям по предотвращению одного из самых грозных природных бедствий, способных привести к его гибели – столкновению нашей планеты с космическими телами. Если до ее осуществления человек мог только беспомощно наблюдать, как такие объекты сталкиваются с Землей, нанося материальный ущерб природным и искусственным объектам на ее поверхности и приводя к ранению и даже гибели людей, то теперь созданные человечеством беспилотные КА способны на расстояниях за миллионы километров от Земли перехватывать эти ОКО и воздействовать на них, отклоняя от столкновительной траектории с Землей. Конечно, это только первые шаги в этом важном научно-техническом направлении деятельности нашей цивилизации, но здесь стоит вспомнить, что прошло всего немногим более 120 лет как были созданы первые не вполне надежно управляемые воздушные летательные аппараты – самолеты-аэропланы, и чуть более 60 лет с начала эры космонавтики.

В связи с этим событием в последнее время была проведена масса различных научных мероприятий, ему посвященных (например, 8 конференция IAA по планетарной защите 3–7 апреля 2023 г в г.Вена (Австрия), конференция «Астероиды, кометы, метеоры» (АСМ) 18–23 июня 2023 г. в г. Флагстафф (Аризона, США) и др.), не говоря уж о большом числе публикаций в соответствующих научных журналах.

Не остались в стороне и китайские исследователи, так вслед за NASA и ESA, как заявил заместитель директора Китайского национального космического управления (CNSA) У Яньхуа, CNSA в 2026 г. планирует посредством ракеты Чанчжен-3В запустить КА, который с помощью кинетической ударной установки изменит орбиту потенциально опасного астероида 2020 PN1. КА будет состоять из отдельного ударного двигателя и орбитального аппарата: первый врежется в астероид на полной скорости, а второй будет вести дистанционные наблюдения [Никитин, 2022].

5.2.2. Увод ОКО со столкновительной траектории с Землей посредством космического тягача методом буксировки или гравитационного воздействия

В работе [Смольников, 2017] обсуждены перспективы разработки космического буксира для транспортировки опасных для Земли астероидов. Выявлялась наиболее целесообразная схема, пригодная для конкретной технической реализации, не требующая непосредственного участия человека в проводимых технических операциях. Этот вариант основан на схеме гарпунного захвата астероида и последующей его буксировки на безопасную траекторию при использовании электрореактивного или ядерного транспортного модуля с малой тягой [Рязанцев, 2021; Афанасьев, 2022], причем в первом варианте еще дополнительно с помощью солнечного паруса [Поляхова, 1986 и 2011]. В этом варианте центральным элементом движительной системы буксира является круговая пленочная мембрана с зеркальным покрытием радиусом в несколько километров, которая служит и грандиозным солнечным парусом и батареей солнечных элементов для питания электрореактивных двигателей [Смольников, 2017]. Таким образом, в этой ситуации вся конструкция весьма громоздка, технически не очень надежна и, кроме того, подвержена повреждениям со стороны мелких метеороидов. В случае же буксира с более мощной ядерной энергодвигательной установкой, разработанной в последние годы, конструкция тягача, в отсутствие крупногабаритных солнечного паруса и батарей, становится компактной, более надежной и долговечной [Афанасьев, 2022].

В качестве главного препятствия для реализации метода буксировки выступает собственное вращение астероида вокруг своего центра масс, что и мешает его тянуть при помощи длинного троса.

Но следует помнить, что все астероиды совершают не произвольное собственное вращение, а вращение вокруг одной своей оси, сохраняющей постоянное направление как в теле астероида, так и в инерциальном пространстве. Этот режим собственного вращения обусловлен известным в кинематике фактом, что любое свободно вращающееся тело под действием внутренних сил объемного трения с течением времени переходит в режим перманентного вращения вокруг своей главной центральной оси с постоянной угловой скоростью и максимальным моментом инерции. Именно такое вращение обладает минимальным уровнем кинетической энергии при отличном от нуля моменте количества движения и поэтому оно обладает вековой устойчивостью [Смоль-

ников, 2017]. А отсюда следует, что на поверхности всегда имеют место два неподвижных полюса, то есть две точки, не вращающиеся вокруг перманентной оси. Эти точки (или их продолжение вдоль этой оси) и должны стать точками крепления буксировочного троса (причем посредством использования в них шарнира Гука) для того, чтобы тяговая сила имела постоянное направление.

Предлагаемая схема организации буксировки опасного астероида выглядит следующим образом. Тягач предназначен для перевода такого тела с его первоначальной орбиты, опасно приближающейся к гелиоцентрической орбите Земли, на другую, более удаленную орбиту с более высоким перигелием. Космический транспортно-энергетический модуль, предназначенный для буксировки, приблизившись к астероиду в автоматическом режиме, должен оптически изучить режим его собственного вращения для определения расположения полюсов на его поверхности. Далее модуль – будущий буксир приближается к более удобному для его технологического использования полюсу и стреляет в него реактивным «гарпуном» так, чтобы ось гарпуна совпадала с перманентной осью вращения астероида. В таком случае шарнир Гука на оси гарпуна позволяет свободно вращаться буксировочному тросу вокруг перманентной оси, а модуль-буксир удаляется от полюса и включает тягу, натягивая трос с силой P в нужном направлении, в попытке перевода астероида на новую безопасную для Земли орбиту (см. рис. 5.21а).

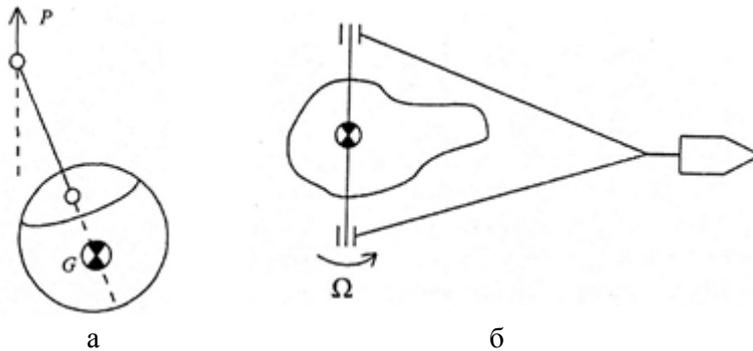


Рис. 5.21

Более подробно все тонкости реализации этого механического процесса описаны в работе [Смольников, 2017] и здесь не рассматриваются. Отметим только, что можно также прибегнуть к двухполюсной буксировке астероида. В этой ситуации используются два троса, которые шарнирно закрепляются на обоих полюсах, а далее на достаточном удалении от центра астероида сцепляются друг с другом и крепятся к корпусу модуля-буксира (см. рис. 5.21б).

По отношению к этим установочным операциям отметим, что они состоят из весьма простых действий, допускающих их полную автоматизацию без прямого участия человека (кроме супервизорного телеконтроля и управления).

Далее возникает естественный вопрос о создании необходимой силы тяги при осуществлении буксировки астероида. Она может осуществляться за счет электрореактивных двигателей модуля, источником энергообеспечения ко-

торых могут служить либо панели солнечных батарей (и тогда в виду недостаточной тяги дополнительно следует использовать еще и солнечный парус) [Поляхова, 1986 и 2011; Смольников, 2017; Рязанцев, 2021], или бортовые более энергоемкие ядерные реакторы [Афанасьев, 2022] (в этом случае можно обойтись без громоздких солнечных парусов). В том и другом случаях вся конструкция тягового модуля оказывается совершенно автономной и способной функционировать месяцы и даже годы. Ясно, что система тяги с помощью модуля-буксира пригодна для транспортировки не слишком крупных астероидов из материалов, допускающих гарпунное закрепление троса в их теле (не слишком рыхлых). Достоинством такой схемы транспортировки является возможность многократного использования этого модуля-буксира и то, что она не приводит к разрушению опасного астероида на опасные же фрагменты.

Другим методом изменения траектории потенциально опасного астероида является использование гравитационного взаимодействия КА с двигателями малой тяги [Lu, Love, 2005; Стихно, 2018; Николаева, Старинова, 2019; Холшевников и др., 2020; Соколов и др., 2021]. Этот метод позволяет осуществить контролируемое отклонение опасного тела от столкновительной траектории без использования сложных и ненадежных способов захвата вращающегося тела, тем более в случае прочного цельнометаллического железного астероида, когда гарпунный захват невозможен, и не приводит к возможному его разрушению на несколько также опасных фрагментов.

Рассмотрим процесс отклонения астероида от столкновительной с Землей траектории при использовании сил гравитационного притяжения от тяжелого космического аппарата (гравитационного тягача) с электроракетными двигателями (ЭРДУ) [Пильников, 2011; Рязанцев, 2021]. Подобные КА были разработаны ОАО «РКК «Энергия» для пилотируемых полетов на Луну и Марс. Для моделирования процесса изменения траектории потенциально опасного астероида в работе [Николаева, Старинова, 2019] была разработана модель движения трех притягивающихся тел: астероида, Земли и КА с переменной массой и тягой в гравитационном поле Солнца (см. рис. 5.22).

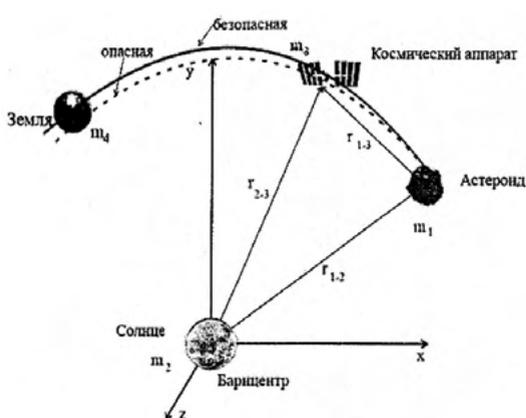


Рис. 5.22

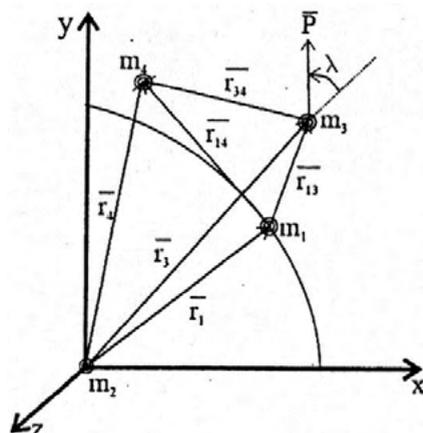


Рис. 5.23

Двигатель гравитационного тягача используется для поддержания фиксированного положения КА относительно астероида, траектория же астероида изменяется под действием гравитационного притяжения. Система уравнений движения этих трех тел относительно Солнца имеет вид (см. рис. 5.23):

для астероида

$$\frac{d^2\bar{r}_1}{dt^2} = -\frac{G \cdot m_2}{(r_1)^3} \cdot \bar{r}_1 - \frac{G \cdot m_3}{(r_3 - r_1)^3} \cdot (\bar{r}_3 - \bar{r}_1) - \frac{G \cdot m_4}{(r_1 - r_4)^3} \cdot (\bar{r}_1 - \bar{r}_4) \pm \bar{a}$$

для КА

$$\frac{d^2\bar{r}_3}{dt^2} = -\frac{G \cdot m_2}{(r_3)^3} \cdot \bar{r}_3 - \frac{G \cdot m_3}{(r_3 - r_1)^3} \cdot (\bar{r}_3 - \bar{r}_1) - \frac{G \cdot m_4}{(r_3 - r_4)^3} \cdot (\bar{r}_3 - \bar{r}_4)$$

для Земли

$$\frac{d^2\bar{r}_4}{dt^2} = -\frac{G \cdot m_2}{(r_4)^3} \cdot \bar{r}_4 - \frac{G \cdot m_1}{(r_1 - r_4)^3} \cdot (\bar{r}_1 - \bar{r}_4)$$

$$dm_1 / dt = dm_2 / dt = dm_4 / dt = 0, \quad dm_3 / dt = -\alpha_3, \quad (5.15)$$

где m_1 – масса астероида; m_2 – масса Солнца; m_3 – масса КА; m_4 – масса Земли; $\bar{r}_1 = (r_{x1}, r_{y1}, r_{z1})^T$ – радиус-вектор астероида; $\bar{r}_3 = (r_{x3}, r_{y3}, r_{z3})^T$ – радиус-вектор КА; $\bar{r}_4 = (r_{x4}, r_{y4}, r_{z4})^T$ – радиус-вектор Земли; $\bar{a} = (a_x, a_y, a_z)^T$ – ускорение тяги КА.

Управляющее ускорение от электроракетной двигательной установки (ЭРДУ) должно компенсировать возмущения, которое действует на КА со стороны астероида. Пусть КА движется в одной плоскости с астероидом и управляющее ускорение направлено под углом λ к радиус-вектору КА, тогда составляющие этого ускорения рассчитываются по формулам:

$$\begin{aligned} a_x &= \left(P / m_3 \sqrt{x_3^2 + y_3^2} \right) (x_3 \cos \lambda - y_3 \sin \lambda), \\ a_y &= \left(P / m_3 \sqrt{x_3^2 + y_3^2} \right) (y_3 \cos \lambda + x_3 \sin \lambda), \end{aligned} \quad (5.16)$$

где λ – угол направления ускорения КА относительно радиус-вектора; x_3, y_3 – координаты КА; P – тяга двигателя.

Для расчетов изменения орбиты астероида посредством КА использовались характеристики электроракетного буксира мощностью 300 кВт, разработанного ОАО «РКК «Энергия», и задавались следующие значения параметров: $m_3 = 2 \times 10^4$ кг, $\alpha_3 = 2 \times 10^{-4}$, $P = 10$ Н.

Для моделирования и визуализации системы вышеупомянутых тел был разработан программный комплекс (Delphi 7), позволяющий задавать требуемые характеристики космического гравитационного буксира, дату начала ма-

невра отведения, начальное относительное положение КА и выбор из списка конкретного астероида. Вышепредставленная система дифференциальных уравнений движения четырех тел (5.15)–(5.16) интегрировалась методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

В качестве конкретного опасного астероида для расчетов был выбран Апофис. Полагалось, что гравитационный буксир подойдет к нему 15.09.2020 г. и начнет маневр отклонения, а через пять лет 15.09.2025 г. его закончит. Орбита Апофиса с отклонением под воздействием гравитационного тягача приведена сплошной линией, а орбита Земли пунктирной линией на рис. 5.24.

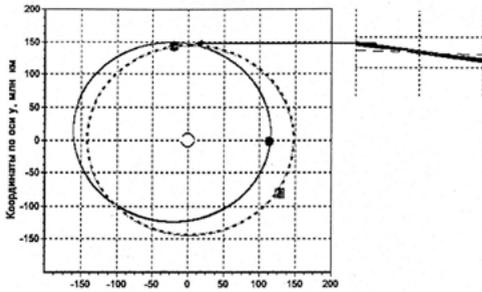


Рис. 5.24

Для поддержания стабильного положения КА относительно астероида на нем использовались двигатели малой тяги, причем величина и направление тяги выбирались так, чтобы компенсировать возмущения от гравитационного воздействия астероида. На рис. 5.25 показана требуемая величина составляющих ускорения от тяги двигателей как функции от времени перелета.

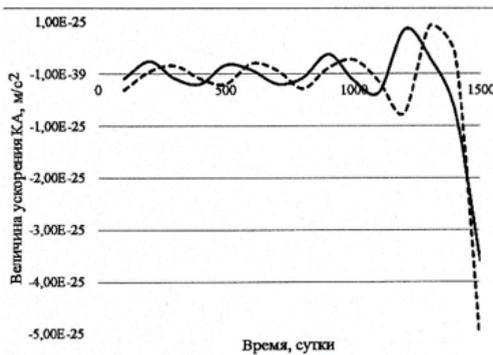


Рис. 5.25

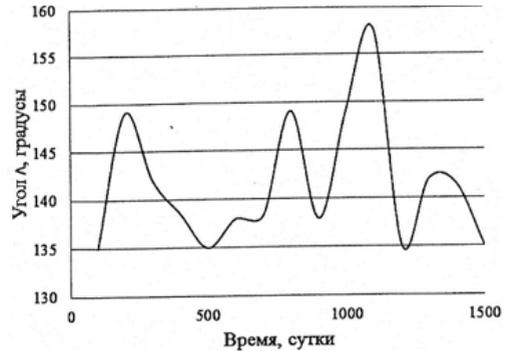


Рис. 5.26

Зависимость угла λ между векторами \vec{r}_{1-3} и \vec{P} от времени приведена на рис. 5.26.

Были исследованы также зависимости составляющих векторов перемещений и векторов скорости КА от времени для астероида Апофис (см. рис. 5.27). График на рис. 5.27а показывает изменения координат y_1 (пунктирная линия) и x_1 (сплошная линия), график на рис. 5.27б показывает изменения составляющей скорости V_{x1} (сплошная линия) и V_{y1} (пунктирная линия).

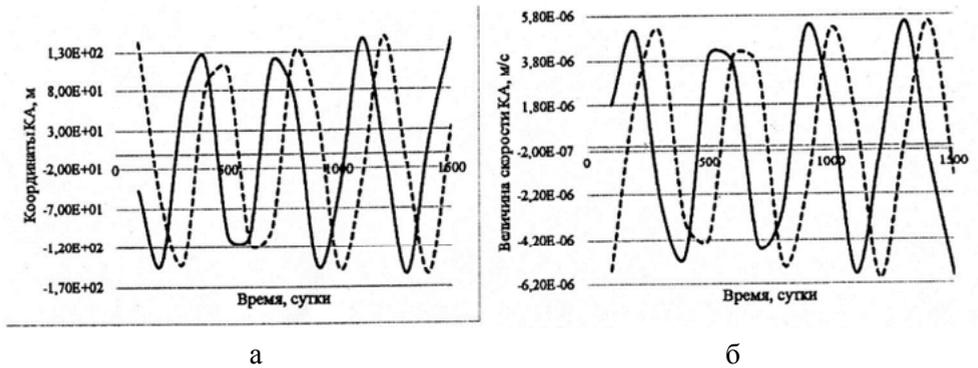


Рис. 5.27

Отметим, что для применения предложенной в работе [Николаева, Старинова, 2019] методики расчета отклонения астероида Апофис посредством гравитационного буксира, его положение должно быть выявлено не менее чем за шесть лет, поскольку КА должен долететь до Апофиса и сам маневр отклонения длится пять лет. И за это время астероид Апофис под воздействием гравитационного тягача отклонится от опасной орбиты, в момент наибольшего сближения с Землей, на 246540 км.

В работе [Холшевников и др., 2020] рассмотрена задача об уводе опасного астероида с орбиты столкновения с Землей посредством гравитационного тягача с двигателем малой тяги, но, в отличие от вышерассмотренного случая, если эта тяга направлена в определенном направлении – по касательной орбите. Задача модельная – считается, что двигатель обеспечивает постоянное касательное ускорение. Были рассмотрены сценарии для 66 конкретных астероидов. Оказалось, что тела размером до 55 м в диаметре можно увести с опасной траектории за год при тяге двигателя всего в 1Н. При его же тяге в 20Н астероиды размером 50 м в диаметре можно увести с нее за месяц, а астероиды больших размеров с диаметром до 150 м – за год. Увод более крупных космических тел по такой схеме требует больше времени и более мощных двигателей гравитационного тягача, но принципиально также возможен.

5.2.3. Об отклонении опасных тел кометной природы от столкновения с Землей сублимационным способом

В работах [Wood et al., 1994; Сазонов, Дмитриев, 1997 и 1998; Сазонов, 2000 а и б] рассмотрены способы увода кометных тел с опасных орбит путем искусственного инициирования негравитационного эффекта сублимации с целью создания реактивной тяги. Защита от столкновений с телами малого размера, во всяком случае, теоретически, в настоящее время хорошо разработана (см., например, подразделы 5.2.1 и 5.2.2), поэтому здесь нас интересуют сравнительно крупные тела радиусом $R \sim 1$ км и даже более.

Авторы вышеупомянутых работ для увода от Земли опасных комет предложили использовать негравитационные силы, вызванные сублимацией ко-

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

метных льдов под воздействием солнечной радиации. Инициирование такого воздействия реализуется искусственным сбросом тонкой пылевой оболочки ядра кометы, что предполагает небольшие энергетические затраты. Как показывают оценки, применение данного метода для увода крупных ядер следует осуществлять на дальних подступах к Земле, где движение комет происходит в поле тяготения только Солнца (ниже рассмотрен именно такой сценарий). За основу принимается симметричная постановка задачи (с единственной радиальной составляющей), а несимметричные факторы учитываются феноменологически посредством коэффициентов пропорциональности, значения которых берутся из соответствующих литературных источников по результатам наблюдательных данных.

На рис. 5.28 представлена схема практической реализации сублимационного метода осуществления искусственного инициирования (или усиления) кометной активности путем удаления с поверхности ядра кометы тонкой пылевой оболочки, экранирующей лед от воздействия солнечной радиации (кинетическое воздействие КА (а), сброс пылевой оболочки (б), возникновение сублимационного реактивного эффекта (в)).

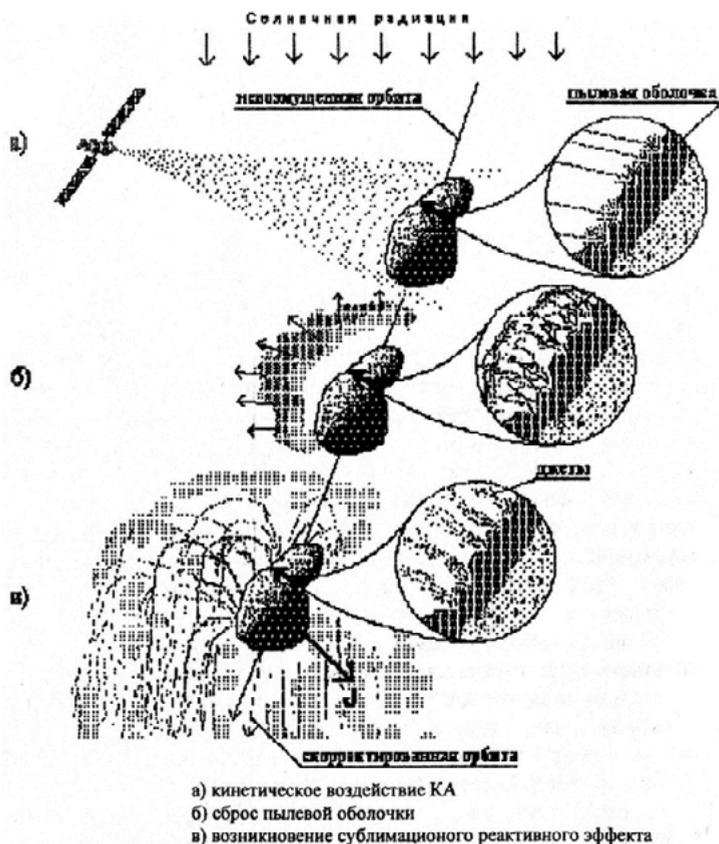


Рис. 5.28

Ясно, что инициирование вносит некоторый дополнительный кинематический импульс, суммирующийся с основным – от сублимационного воздействия, и в дальнейшем рассматривается совместное действие обоих факторов. Способы инициирования, по типу используемой энергии, следующие [Сазонов, 2000а]:

1. Эрозионное разрушение пылевой оболочки. В этом случае для воздействия применяются частицы внешнего пылевого облака – жидкие или твердые. Схема искусственного инициирования кометной активности таким методом и изменение первоначальной траектории ядра кометы представлена на рис. 5.28. Возможно также использование проникателей и «пескоструйного аппарата», предложенного в работе [Wood *et al.*, 1994]. Но полезный вес при этом значительно возрастает (до 15% от массы КА), что является существенным недостатком этого способа инициирования.

2. Кинетическое воздействие. В этом случае осуществляется соударение опасного кометного тела с искусственным массивным телом или роем тел при их пролете мимо ядра или при подлете к нему, причем по причине относительно слабого сцепления корки с ледяной основой ядра кометы такой удар может быть даже и не высокоскоростным. Тем не менее, целесообразно, чтобы соударение осуществлялось с большой скоростью (~20 – 30 км/с), при которой удар носит взрывной характер. Недостатком этого метода является низкая эффективность инициирования, так как удар приводит к локальному эффекту и площадь обнаженной поверхности, определяемая размерами образованной при соударении воронки, относительно невелика. Этот метод можно модифицировать, когда специально сконструированное тело-ударник представляет собой не единый однородный объект, а объект, имеющий пространственно неоднородное распределение массы, сосредоточенной в большом числе узлов в теле. Тогда подрыв в определенный момент зарядов, размещенных в этих узловых точках тела, создаст высокоскоростной поток тяжелых осколков тела-ударника, движущихся в некотором телесном угле в направлении кометного тела. Эффективность такого инициирования возрастает многократно, поскольку взаимодействие осколков с ядром кометы будет не локальным, а распределено по поверхности ядра.

3. Альтернативой перечисленным выше безъядерным методам служит ядерное воздействие (но оно будет рассмотрено в последующем материале).

Итак, воздействие солнечной радиации на летучие компоненты кометных ядер приводит к появлению сублимационной реактивной силы, влияющей на их движение, что, естественно, можно использовать как средство защиты Земли от столкновения с этими кометными объектами путем коррекции первоначальных опасных их орбит посредством искусственного инициирования эффекта сублимации кометного льда [Сазонов, Дмитриев, 1998]. Наблюдательные данные за возмущенным таким способом движением свидетельствуют о том, что функциональные зависимости каждой из трех компонент инициированной им реактивной силы от гелиоцентрического расстояния с точностью до постоянного множителя имеют приближенно один и тот же вид, причем

радиальная компонента примерно на порядок больше остальных двух [Marsden *et al.*, 1973]. Этот факт позволяет при рассмотрении возмущенного движения ядра выразить нормальную и азимутальную компоненту через радиальную, введя силовые безразмерные коэффициенты, определяемые из данных наблюдений, учитывающих факторы несимметричности. Такой феноменологический подход использовался, например, в работе [Сазонов, Дмитриев, 1998], в которой предполагалось, что ядро кометы обнажено от покрывающей его корки по всей его сферической поверхности. Здесь рассмотрен частный случай, отвечающий движению ядра, с одной радиальной составляющей сублимационной силы с учетом кнудсеновской поправки. Этот случай интересен с точки зрения возможности получения точного аналитического решения, которое в дальнейшем может быть использовано в качестве порождающего решения при исследовании более общей задачи, учитывающей все три компоненты силы. Здесь постановка задачи предусматривает лишь частичное снятие корки с ядра – по сегментной поверхности, обращенной к Солнцу.

Наличие единственной – радиальной составляющей сублимационной силы означает, по существу, отсутствие собственного вращения ядра кометы. В случае необходимости его учет реализуется осредненно – уменьшением падающего солнечного потока в два раза [Сазонов, Дмитриев, 1998], что связано с распределением солнечной энергии при вращении ядра не только по полусфере, а по всей сфере [Маркович, 1959]. Конденсационные варианты кометной космогонии дают возможность предсказывать химические свойства ядер комет, по одному из которых они состоят в основном из водяного льда [Шульман, 1987], что и учитывалось ниже. При расчете радиальной компоненты силы была принята равновесная модель сублимации с введением кнудсеновского слоя (модель 1) [Маров, 1994], из которой следует, что истинное давление на границе сублимации примерно в два раза меньше равновесного. Интегрирование давления по обращенной к Солнцу поверхности сферического сегмента с углом полураствора θ_0 , отсчитываемого от направления на центр Солнца, приводит к следующему соотношению для радиальной компоненты сублимационной силы:

$$F_0 = \pi R^2 \left(2b_1 / 3\sqrt{b_2} \right) y_0, y_0 = 1 - \xi_0^3 \left(1 - (\ln \xi_0) / b_2 \right)^{-1/2}, \quad (5.17)$$

где

$$\xi_0 = \cos \theta_0, \quad b_1 = \left[q(1 - A_n)k / Lr^2 \right] \left(2\pi BR_\mu / M_n \right)^{1/2}, \quad b_2 = B / T_0 M_n.$$

В соотношении (5.17) введены следующие обозначения: R – радиус ядра; $A = 13.5$, $B = 2658$ – константы кривой равновесия для водяного льда H_2O , если давление отдачи измерять в $\text{дин}/\text{см}^2$; q – солнечная постоянная; A_n – альbedo ядра кометы (в расчетах принималось $A_n = 0$); L – теплота сублимации чистого льда; $R_\mu = R_g/\mu$; R_g – универсальная газовая постоянная; μ – молекулярная масса льда; $M_n = 0.43$ – модуль перевода натуральных логарифмов в десятичные; T_0 – температура поверхности ядра в подсолнечной точке, определенная из уравнения баланса энергии; k – коэффициент, учитывающий наличие кнудсеновского слоя.

На рис. 5.29 изображен график величины $y_0(\theta_0)$, характеризующий зависимость безразмерной радиальной компоненты сублимационной силы от нормированного угла θ_0/π полураствора сегментной поверхности, на которую оказывает действие эта сила при различных значениях параметра b_2 ($b_2 = 10^{-5}$ (1); $b_2 = 10^{-4}$ (2); $b_2 = 10^{-3}$ (3); $b_2 = 10^{-2}$ (4); $b_2 = 10^{-1}$ (5); $b_2 = 1.0$ (6); $b_2 \rightarrow \infty$ (7); (точки) $b_2 = 30$ ($T_0 \approx 205K, r = 1$ а.е.)).

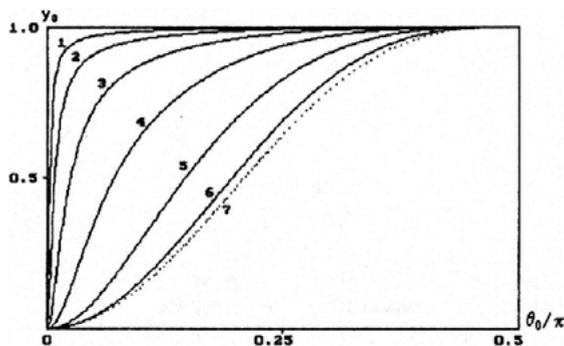


Рис. 5.29

Большинство составляющих кометного ядра веществ обычно таково, что $b_2 > 5$ (линия из точек на рис 5.29 соответствует водяному льду и $r = 1$ а.е.). В табл. 5.12 представлены результаты оценок параметра b_2 при $r = 1$ а.е. для некоторых кометных веществ.

Табл. 5.12

Вещества	В	b_2
H ₂ O	2658.0	29.84
NH ₃	1630.7	18.31
CO ₂	1367.3	15.35
CH ₄	477.46	5.36

При этих величинах b_2 выполняется неравенство $(\ln \xi_0)/b_2 \ll 1$, поэтому соотношение (5.17) упрощается:

$$F_0 = \pi R^2 \left(2b_1 / 3\sqrt{b_2} \right) (1 - \xi_0^3), \quad y_0 = 1 - \xi_0^3. \quad (5.18)$$

В случае же полностью обнаженной поверхности ядра кометы ($\theta_0 = \pi/2$, $\xi = 0$) реактивная сила тяги, действующая на полусферу, равна:

$$F_0 = 2\pi R^2 b_1 / 3\sqrt{b_2} = \left[2\pi R^2 q (1 - A_n) / Lr^2 \right] \sqrt{2\pi R_\mu T_0} \quad (5.19)$$

Следует отметить, что, кроме явной зависимости силы тяги от гелиоцентрического расстояния, имеет место также неявная зависимость – через температуру T_0 . Однако из-за того, что она носит слабый (приблизительно логарифмический) характер, при оценках можно учитывать только обратную квадратичную зависимость F от r , принимая величину T_0 в выражениях (5.17)–(5.19) равной некоторой средней величине на характерном временном промежутке. При более точной постановке зависимость $T_0(r(t))$ может быть вычислена в квазистационарном приближении; в диапазоне $-0.1 \text{ а.е.} \leq r \leq 5 \text{ а.е.}$ расчетные значения температуры для водяного льда H_2O в принятых предположениях ($A_n \approx 0$ и т.д.) с достаточной точностью аппроксимируются зависимостью $T_0 = 205.5 - 39.5 \lg r$ [Лукьященко и др., 1996].

Простейшие уравнения плоского движения сферического ядра кометы радиуса R и плотности ρ при учете возмущающей сублимационной силы (точнее, ее единственной радиальной компоненты), действующей с некоторого момента инициирования t_0 (этой точке присвоим индекс «A»), в полярных координатах r, φ имеют вид:

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = -\mu(1 - \alpha) / r^2, \quad (5.20)$$

$$r^2 \dot{\varphi} = c, \quad (5.21)$$

где $\alpha = k_r / \mu$ – отношение радиальных сил (сублимационной и гравитационной), характеризующее наличие фактора возмущения; $\mu = \gamma M_s$; c – постоянная площадей; $k_r = q(1 - A_n) k r_0^2 \sqrt{2\pi R_\mu T_0} / 2LR\rho$ – сублимационная сила, отнесенная к массе ядра, полученная из соотношения (5.19).

Если судить по правой части уравнения (5.19), то действие радиальной сублимационной силы на кометное ядро сводится к некоторому ослаблению гравитационного притяжения Солнца. Теоретически возможны различные типы движения после инициирования кометной активности, в том числе и гиперболические (при этом $\alpha > 1$). В этом последнем случае тела могли бы покинуть Солнечную систему, при условии, что радиус кометного ядра по оценкам согласно (5.19) должен быть меньше критического $R^* = 3.5 \text{ см}$ (при плотности ядра $\rho = 0.5 \text{ г/см}^3$), определяемого условием $\alpha = 1$ (параболическая орбита). Однако при подобном подходе не учитывается, во-первых, потеря массы при сублимации, которая для малоразмерных ядер (мини-комет) будет относительно велика. Во-вторых, лучистый прогрев подобных тел носит объемный и нестационарный характер, что приведет к более быстрому «выгоранию» летучих составляющих ядра и возможному переходу тела в разряд астероидов, которые движутся уже по обычным законам небесной динамики.

Естественно, нас интересует только случай, когда кометные ядра имеют большие размеры ($\alpha \ll 1, R \gg R^*$). Из соотношений (5.20)–(5.21) точное решение возмущенной задачи имеет обычный вид:

$$r = p / (1 - e \cos \varphi), \quad (5.22)$$

Параметр p находится из условия равенства скоростей и координат, а, следовательно, и констант c , для (5.21) и аналогичного уравнения для возмущенного движения, записанного в точке A ,

$$r_A^2 \dot{\varphi}_A = \sqrt{\mu(1-\alpha)p} = \sqrt{\mu p_1}, \text{ откуда}$$

$$p = p_1 / (1-\alpha). \quad (5.23)$$

Из интегралов энергии на основании равенства скоростей в точке A :

$$v_A^2 = \mu(2/r_A - 1/a_1) = \mu(1-\alpha)(2/r_A - 1/a)$$

получается следующее выражение для большой полуоси возмущенной орбиты:

$$a = (1-\alpha)a_1 / (1-\delta\alpha), \quad (5.24)$$

где $\delta = 2a_1/r_A$. Для эллиптических опасных орбит, пересекающих орбиту Земли, $1 \leq \delta \leq 2$. Левый предел здесь отвечает параболе, правый – окружности. Из соотношений (5.23) и (5.24) найдем эксцентриситет e , величину малой полуоси b и период T' для возмущенной орбиты:

$$e = \sqrt{1 - p/a} = \sqrt{e_1^2(1-\delta\alpha) + \delta\alpha - 2\alpha + \alpha^2} / (1-\alpha), \quad (5.25)$$

$$b = a\sqrt{1-e^2} = b_1 / \sqrt{1-\delta\alpha}, \quad (5.26)$$

$$T' = 2\pi(a^3 / (\mu - k_r))^{1/2} = T_1'(1-\alpha) / (1-\delta\alpha)^{3/2}, \quad (5.27)$$

где $T_1' = 2\pi(a_1^3/\mu)^{1/2}$ – период невозмущенной орбиты. Истинная аномалия φ_A точки инициирования кометной активности, отсчитываемая от перигелия возмущенной орбиты, определяется из равенства

$$\cos \varphi_A = (\cos \varphi_{1A} + \beta) / \sqrt{(\cos \varphi_{1A} + \beta)^2 + \sin^2 \varphi_{1A}}, \quad (5.28)$$

где $\beta = \alpha/e_1$, φ_{1A} – истинная аномалия точки A на первоначальной орбите. Для интересующих нас крупных комет, движущихся по эллиптическим орбитам, обычно выполняется неравенство $\beta < 1$ (и даже $\beta \ll 1$). Если при этом эффект сублимации инициируется в точках перигелия, то из соотношения (5.28) следует, что $\varphi_A = \varphi_{1A}$, то есть истинные аномалии обеих орбит совпадают.

Самый простой вид вышеприведенные соотношения имеют в случае круговой модельной орбиты, когда $a_1 = r_0$, $e_1 = 0$, $\delta = 2$ (наиболее опасный случай). Тогда имеем:

$$p = r_0 / (1-\alpha), e = \alpha / (1-\alpha), a = a_1(1-\alpha) / (1-2\alpha),$$

$$b = r_0 / \sqrt{1 - 2\alpha}, T' = T_1' (1 - \alpha) / (1 - 2\alpha)^{3/2}, \quad (5.29)$$

при этом отклонение возмущенной орбиты от круговой (земной) для различных углов φ равно:

$$\Delta r = r - r_0 = 2\alpha r_0 \sin^2(\varphi/2) / [1 - 2\alpha \sin^2(\varphi/2)]. \quad (5.30)$$

Следовательно, максимум величины $\Delta r(\varphi)$ достигается в точке перигелия возмущенной орбиты (этой точке присвоим индекс « B », инициирование сублимации начинается в точке A):

$$\Delta r_B = \Delta r|_{\varphi=\pi} = 2\alpha r_0 / [1 - 2\alpha] \cong 2\alpha r_0. \quad (5.31)$$

В общем случае для первоначальных орбит комет, отличающихся от круговой, малое отклонение траектории согласно соотношению (5.24) в этой же точке равно:

$$\Delta r_B = 2a - 2a_1 = 2\alpha a_1 (\delta - 1) / (1 - \delta\alpha) \cong 2a_1 \alpha r_0 / (2a_1 - r_0). \quad (5.32)$$

Найдем полное расстояние Δl между телами, возникающее в точке B ожидаемого столкновения. Для увода крупных кометных ядер инициирование сублимации, обычно, следует начинать не позднее, чем за половину периода до столкновения, тогда оправдано рассмотрение инициирования за время $j_{AB} T'/2$ до столкновения (здесь j_{AB} – целое нечетное число, начиная с 1). Накапливаемое за этот временной промежуток относительно малое расстояние увода Δl_{AB} определяется радиальным Δr_B (см. (5.32)) и азимутальным ($\Delta s_{AB} = r_B \varphi_{AB}$) смещениями:

$$\Delta l_{AB} = \sqrt{\Delta r_B^2 + \Delta s_{AB}^2}. \quad (5.33)$$

Первая буква в двойном индексе здесь обозначает начальную точку воздействия (инициирования), вторая – опасную точку в пересечении орбит кометного ядра и Земли. Малое угловое расстояние между этими объектами определяется по разности площадей возмущенного и невозмущенного полуэллипсов (при учете множителя j_{AB}):

$$\Delta \varphi_{AB} = j_{AB} \pi (ab - a_1 b_1) / r_B^2. \quad (5.34)$$

Принимая во внимание соотношения (5.24), (5.32) и (5.34), получим из (5.33)

$$\Delta l_{AB} = [2\alpha \pi \bar{a}_1 / (2\bar{a}_1 - 1)] \cdot \sqrt{1 + (j_{AB} \pi / 2)^2 (\bar{a}_1 + 1)^2 (2\bar{a}_1 - 1)}, \quad (5.35)$$

где $\bar{a}_1 = a_1 / r_0$.

В случае же, когда воздействие на кометное ядро начинается за целое число J_{BB} периодов (в точке B), получим

$$\Delta r_B = 0, \Delta \varphi_{BB} = 2j_{BB} \pi (ab - a_1 b_1) / r_B^2$$

и расстояние между объектами, аналогичное расстоянию в соотношении (5.35), равно:

$$\Delta l_{BB} = \Delta s_{BB} = 2j_{BB} \pi \alpha r_0 \bar{a}_1 (\bar{a}_1 + 1) / \sqrt{(2\bar{a}_1 - 1)}. \quad (5.36)$$

Расчет по вышевыведенным формулам приводит к следующим рекомендациям: при долгосрочных прогнозах кометной опасности от крупных тел с радиусом $R = 1$ км для надежного предотвращения столкновения (увода тел на расстояние не менее 1 млн км) сублимационное воздействие на него следует начать приблизительно за два-три десятка полуоборотов или оборотов (в зависимости от точки начала воздействия A или B) до предполагаемого столкновения. Естественно, более мелкие космические объекты будут отклонены намного легче и за сравнительно малое время. С уменьшением радиуса R опасного объекта (при прочих равных условиях) эффективность воздействия возрастает обратно пропорционально величине R . Так, для $R = 10$ м и $a_1 < 1$ а.е. самая эффективная защита может быть обеспечена даже на одном полуобороте кометного ядра до столкновения, только за счет фактора Δr_B . Азимутальное же смещение разводит объекты еще больше.

5.2.4. Методы отклонения ОКО от столкновения с Землей, использующие их отражательные свойства и поток солнечного излучения с помощью эффекта Ярковского

Альbedo – это свойство поверхности тела из любого материала, которое определяет относительное количество падающего света, отражаемого диффузионно; оно может рассматриваться как более специфическое представление отражающей способности. Например, потенциально опасный астероид Апофис имеет геометрическое альbedo, равное 0.33 [Delbo et al., 2007]. Это качество поверхности космического тела косвенно влияет на негравитационную силу отдачи, которая воздействует на это тело, и называется силой или эффектом Ярковского [Сурдин, 2004; Хайланд и др., 2010; Шор и др., 2012; Панасенко, Чернеченко, 2014]. Этот эффект определяется анизотропностью нагрева космического объекта. Количество тепла, им поглощенного, связано с его альbedo; из-за неравномерного нагрева более теплые участки поверхности объекта излучают большую тепловую энергию, и в результате на него начинает действовать соответствующая сила. Так, сторона астероида, обращенная к Солнцу, нагревается. Когда освещенная сторона астероида поворачивается от Солнца, более нагретая «сумеречная» его сторона излучает большее количество энергии, чем более холодная «рассветная» сторона. Результирующая сила действует на объект в направлении, определяемом осью его вращения, скоро-

стью вращения и орбитальным периодом. Как видно из рис. 5.30 (на котором показана зависимость направления силы Ярковского от состояния вращения астероида: а – прямое направление, б – обратное), астероид, вращающийся в прямом направлении, излучает фотоны более высокой энергии вдоль вектора скорости, а астероид, вращающийся в обратном направлении, в противоположном [Vokrouhlicky et al., 2000].

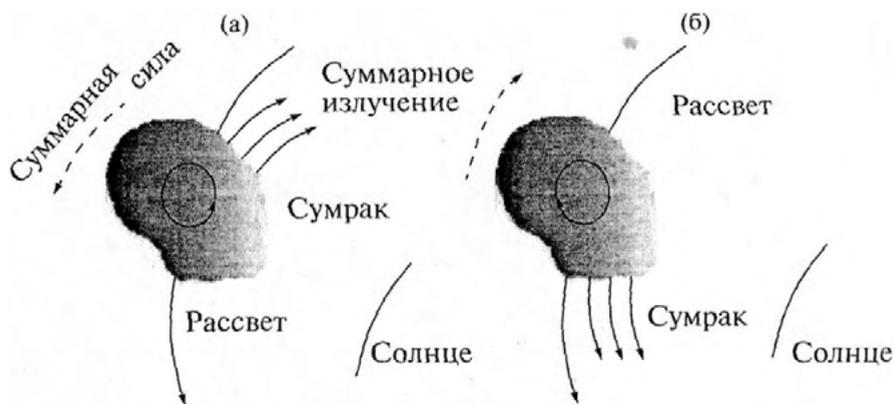


Рис. 5.30

Следует отметить, что эффект Ярковского относится к слабым силовым воздействиям, но, тем не менее, постепенно изменяет траекторию космического объекта с течением времени. Основными факторами, его определяющими, являются ориентация оси вращения и скорость вращения около нее (дневная вариация), а также орбитальный период движения объекта, обращающегося вокруг Солнца (сезонная вариация) [Vokrouhlicky et al., 2000].

Были разработаны общие математические модели для малых небесных тел, на которые воздействует сила Ярковского, но при этом такое тело моделировалось идеальной сферой (см., например, [Capek, Vokrouhlicky, 2005]). Преимуществом подобных моделей является их простота, однако тепловая модель как для Апофиса, так и для других опасных космических объектов требует значительно более точного анализа. Математические модели в таком случае усложняются общими факторами типа сильной несферичности и неправильной формы астероида, большого эксцентриситета орбиты и необычного вращения около оси.

Хотя астероид Апофис, как считается на настоящее время, представляет небольшую угрозу для Земли, его предполагается сделать тестовым космическим объектом для натурных экспериментов по разработке методов уменьшения исходящей от него опасности с целью применения их в будущем против более опасных космических тел. В статье [Хайланд и др., 2010] рассматривается метод уменьшения опасности посредством увода астероида Апофис со столкновительной траектории в ходе реализации проекта АЕМР (Apothis Exploratory and Mitigation Platform) путем изменения его альbedo (АСМ). Это будет слу-

жить гарантией уменьшения угрозы с его стороны сначала на короткий, а затем и на длительный срок в результате изменения таким способом его орбиты.

Система изменения альbedo Апофиса представляет собой устройство обработки поверхности, доставляемое к нему КА, с задачей использования с целью уменьшения опасности на длительный срок. Это устройство, с одной стороны, должно представлять собой механизм, минимизирующий массу КА при его доставке к объекту-астероиду (для уменьшения стоимости миссии), а с другой стороны, содержать достаточное количество реагента для необходимого изменения альbedo. Так, согласно мнению авторов работы [Giorgini *et al.*, 2008], достаточной считается базовая величина изменения альbedo $\pm 0.5\%$.

В качестве устройства обработки поверхности был выбран распылитель, наносящий мелкий порошок на поверхность Апофиса из канистры, установленной на КА. Апофис как хондритное тело обладает очень высоким электрическим сопротивлением и аккумулирует статический заряд. Солнечный ветер и УФ-индуцированное излучение заряжают положительно часть поверхности астероида, освещенную Солнцем (область 2), а над этой частью поверхности поднимается слой отрицательно заряженных частиц (область 1) (см. рис. 5.31) [Lee, 1996].

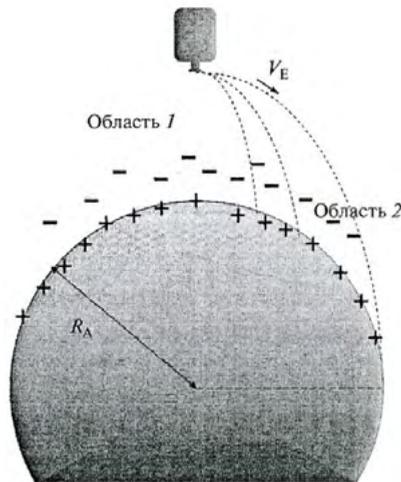


Рис. 5.31

В области 1 электростатическое отталкивание незначительно по сравнению с электрическим полем положительно заряженной поверхности. Из-за этого электростатическое притяжение оказывается эффективным методом покрытия поверхности порошком. Частицы для изменения альbedo (АСР) здесь заряжаются методом трибозарядки через фрикционный контакт, преимуществом которого являются простота, высокая надежность и пониженные требования к электропитанию. Для такого заряжения применяется специальная трибопушка, заряжающая частицы порошка с помощью электростатического трения с оружейным баррелем (подробности см. в [Хайланд и др., 2010]).

На стадии уменьшения опасности на длительный срок КА посредством маневров принимает фиксированное положение в инерциальном пространстве в 100м от поверхности Апофиса. И когда последний поворачивается нужными частями поверхности под КА, АСР наносятся на них, пока не будет достигнуто достаточное изменение альbedo; причем за этим процессом следит оптическая навигационная камера. Скорость, с которой частицы эжектируются из КА, налагает дополнительные ограничения. Во-первых, частицы не должны выходить на орбиту или убегать. Чтобы это требование выполнялось и была гарантия, что нанесение частиц АСР могло контролироваться с КА, необходимо, чтобы частицы не уходили дальше точки В (см. рис. 5.32, на котором показаны предельные траектории, приводящие к ограничениям скорости распыления).

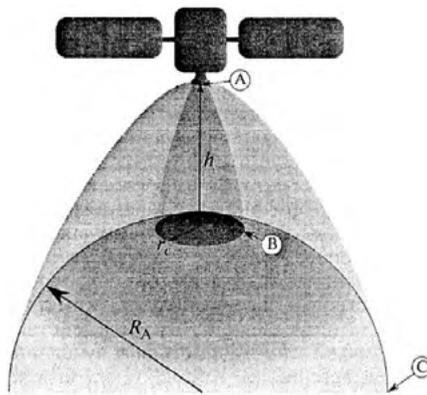


Рис. 5.32

Следовательно, есть возможность определить верхний предел скорости нанесения V_E как функцию высоты нанесения H над поверхностью в виде неравенства:

$$V_E < \sqrt{\mu_A R_A} / (R_A + H),$$

где R_A – радиус Апофиса (моделируемого шаром), μ_A – его гравитационная постоянная.

Минимально желаемая площадь охвата радиуса r_c представляет нижнюю границу для скорости нанесения. Площадь охвата определяется так, чтобы обеспечивалось ровное распределение покрытия без пробелов и перекрытий. И здесь, принимая предельный случай, когда частицы АСР эжектируются под углом 90° от надира, как показано на рис. 5.32, частицы должны осесть между точками В и С. Этот случай дает нижнюю границу для скорости нанесения V_E :

$$V_E > \sqrt{\mu_A \frac{R_A (1 - \cos(r_c / R_A))}{(R_A + H)(R_A (1 - \cos(r_c / R_A)) + H)}}.$$

Используя значения параметров, назначенных «номинальным случаем» в работе [Binzel et al., 2009], то есть $R_A = 135$ м и $M_A = 2 \times 10^{10}$ кг, и принимая желаемую площадь охвата равной площади круга радиуса 40 м, получим скорость нанесения, ограниченную пределами границ, показанных на рис. 5.33. (На рис. 5.33 приведены верхняя и нижняя границы скорости распыления V_E).

Это приводит к ограничениям на скорость нанесения частиц между 2 см/с и 6 см/с для КА, находящегося на высоте около 100 м над поверхностью астероида.

Грубую оценку количества и массы материала, необходимого для изменения альbedo Апофиса, легко получить, зная свойства АСР [Kaplan et al., 1993]. Масса частиц АСР вычисляется по формуле:

$$M_T = \frac{\pi R_A^2 w \rho_T |\Delta x|_{(2036)}}{\Gamma |\alpha_T / \alpha_0 - 1| R_\infty}. \quad (5.37)$$

Толщина w здесь та же, что и наибольший диаметр АСР, в то время как ρ_T рассчитывается на основе средней объемной плотности нескольких порошков Дюпона. Безопасной величиной для 2036 г. считается расстояние пролета Апофиса в три земных радиуса от нашей планеты вдоль ее орбиты. Γ – безразмерная величина, зависящая от состояния вращения, среднего альbedo и массы астероида [Giorgini et al., 2008]. Для численных расчетов имеют место два крайних случая для различных значений Γ и альbedo α_0 , как это определено в работе [Giorgini et al., 2008], из-за незнания в настоящее время точного состава материала Апофиса. Все величины для M_T приведены в табл. 5.13.

Табл. 5.13

Параметры	Величина	Описание
R_A	105–175 м	Радиус астероида
w	100 мкм	Толщина покрытого слоя
ρ_T	400 кг/м ³	Объемная плотность частицы АСР
$ \Delta x _{(2036)}$	$3R_\oplus$	Расстояние пролета в 2036 г.
α_T	0.05 – 1	Альbedo обрабатываемой поверхности
Γ	200 – 1450	Коэффициент чувствительности орбиты
α_0	0.1383 – 0.1613	Альbedo

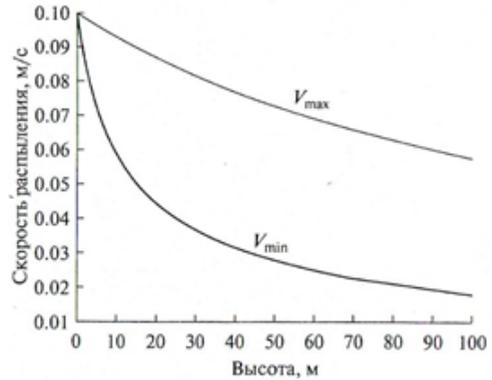


Рис. 5.33

Для минимально чувствительного сценария (максимальная масса, минимальное альbedo $\alpha_T = 0.05$), $M_T \approx 90$ кг; для максимально чувствительного сценария (минимальная масса, максимальное альbedo $\alpha_T = 1$, $M_T \approx 0.55$ кг. Так что масса механизма изменения альbedo для Апофиса еще должна быть определена. Для номинальных же значений параметров ($R_A = 135$ м, $\alpha_T = 0.1521$) требуемая масса равна $M_T \approx 51$ кг.

Оптимальная стратегия предложенной методики будет определена по результатам исследования. Уточнение траектории и состояния вращения даст возможность определить желательное направление изменения большой полуоси. Картографирование поверхности астероида позволит получить максимальную эффективность путем нанесения частиц с высоким альbedo на его области с низким альbedo и наоборот.

Важным аспектом миссии АЕМР является оценка эффективности применяемого метода уменьшения этого вида космической опасности. А исследование астероида Апофис до и после миссии даст научные и технологические выгоды для будущих случаев сближения с другими ОКО; и в случае конкретной опасности столкновения время проектирования и стоимость миссии уменьшения этой опасности будут резко снижены.

5.2.5. Наведение малых астероидов на ОКО с целью изменения их столкновительных с Землей траекторий – метод космического бильярда

В работах [Зайцев, 1996 и 2020; Эйсмонт и др., 2013; Ледков и др., 2015а и б] рассматривался метод изменения траекторий ОКО, орбиты которых были известны за несколько лет до возможного столкновения с Землей, метод космического бильярда. Его суть заключается в использовании малых астероидов (астероидов-«битков»), направленных на такие ОКО за счет придания этому битку скоростного импульса, достаточного для отклонения ОКО с траектории столкновения с Землей, причем способы придания скоростного импульса могут быть различны. В качестве же битка-импактора можно использовать какое-либо малое небесное тело с орбитой, близкой к траектории отклоняемого ОКО (которых весьма много в ближнем космосе [Дудоров, Еретнова, 2020]), или специально заранее захваченный на орбиту спутника Земли с этой целью малый астероид [Ледков и др., 2015а и б].

В работе [Эйсмонт и др., 2013] рассмотрена концепция, радикально отличающаяся от представленных выше (см. подразделы 5.2.1–5.2.4), – изменение орбиты опасного для Земли астероида посредством столкновения с ним другого, во много раз меньшего по размеру астероида, идея так называемого «космического бильярда». Причем удар по ОКО реализуется управляемым небольшим астероидом-битком, для управления которым используется ракетный двигатель малой мощности. Для осуществления предлагаемого способа следует применить гравитационный маневр около Земли для того, чтобы направить небольшой астероид (10–15 м) на ОКО. Управление же им состоит в предва-

рительном придании битку-импактору малого приращения скорости 3–15 м/с. Получив импульс, малый астероид пролетает около Земли, совершая гравитационный маневр, равносильный сообщению ему дополнительного импульса скорости до 7 км/с (см. рис. 5.34).



Рис. 5.34

В итоге астероид-биток переводится на столкновительную траекторию с ОКО, например, с потенциально опасным астероидом Апофис. Теперь следует выяснить, найдутся ли такие небольшие астероиды, которые можно направить на Апофис малым импульсом, причем созданным современными средствами ракетно-космической техники.

Геометрия упомянутого выше гравитационного маневра в целом представлена на рис. 5.35, на котором V_p и V_a – векторы скорости планеты облета и скорости астероида в системе отсчета, связанной с Солнцем (другими словами, векторы «абсолютной» скорости перед пролетом $V_a = V_{a0}$ и после пролета $V_a = V_{af}$) и вектор V – скорость астероида относительно планеты на бесконечности (перед пролетом $V = V_0$, после пролета $V = V_f$).

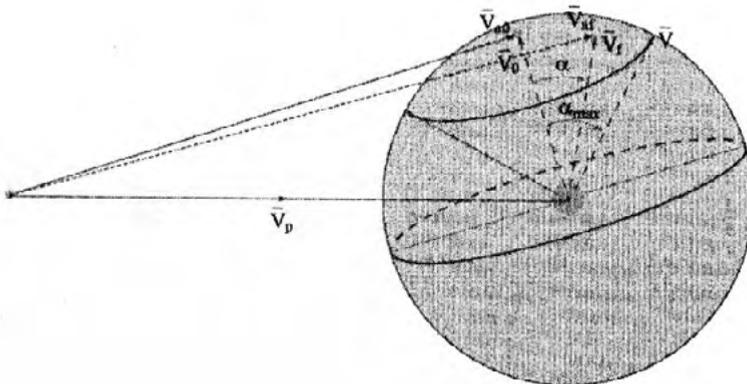


Рис. 5.35

После пролета вектор V поворачивается на угол α , определяемый формулой [Spacecraft altitude..., 1985]:

$$\sin(\alpha/2) = (1 + rV^2/\mu)^{-1}, \quad (5.38)$$

где r – радиус перицентра, V – относительная скорость астероида на бесконечности, μ – гравитационная постоянная Земли. Естественно, изменяется и вектор «абсолютной» скорости астероида, он равен $V_a = V_{af}$.

Из формулы (5.38) видно, что с уменьшением радиуса перицентра угол поворота вектора относительной скорости растет и достигает при значении r , близком к нулевому, почти 180° . Тогда все семейство возможных векторов скорости образует сферу радиуса V . Скорость астероида в системе отсчета, связанной с Солнцем, является суммой векторов скорости Земли V_p и вектора скорости астероида относительно нее V . Таким образом, вектор скорости астероида в системе отсчета, связанной с Солнцем, после пролета Земли может быть любым вектором с началом в начале вектора скорости планеты (то же начало для «абсолютного» вектора скорости астероида) и концом на упомянутой сфере. Но это – при условии, что планета имеет почти нулевой диаметр. При учете ограничения планеты по радиусу область достижимых векторов после пролета занимает лишь часть сферы, ограниченную конусом. α_{\max} – полуугол этого конуса, определяемый по формуле (5.38) для радиуса перицентра, который равен минимально допустимому. Ось этого конуса проходит вдоль вектора $V = V_0$ относительной скорости астероида перед облетом Земли. При увеличении допустимого радиуса перицентра траектории пролета от нуля до бесконечности область возможных векторов относительной скорости после пролета уменьшается от сферы до точки положения конца вектора прилета. Соответственно, уменьшается и область возможных значений вектора «абсолютной» скорости облетающего планету тела (астероида-битка).

Сценарий миссии отклонения ОКО от столкновения с Землей состоит из пяти этапов (см. рис. 5.34):

I – старт КА с Земли и его перелет к астероиду, который предполагается использовать в качестве управляемого объекта для его наведения на ОКО;

II – посадка КА на выбранный астероид, его закрепление на поверхности за счет погашения относительной скорости КА и выполнения процесса «стыковки» с астероидом;

III – передача астероиду сравнительно небольшого импульса скорости за счет ракетных двигателей пристыкованного к нему КА, переводящего астероид на траекторию полета к Земле для выполнения гравитационного маневра у нее;

IV – выполнение гравитационного маневра у Земли, переводящего управляемый астероид на траекторию столкновения с выбранным ОКО, в данном случае с Апофисом;

V – перелет к Апофису с последующим столкновением с ним.

Очевидно, что в течение выполнения всей миссии следует постоянно производить коррекции параметров траектории (подробности см. в [Эйсмонт и др., 2013]). И задача проектирования миссии в целом состоит в выборе всех име-

ющихся при этом свободных параметров, которые при заданной максимально допустимой массе КА, выводимого на низкую околоземную орбиту, позволяет получить максимальное изменение вектора скорости ОКО – цели.

Эта задача многопараметрическая, и поэтому ее решение разбивается на несколько этапов – получения траекторий перелетов; начиная от старта КА с низкой круговой околоземной орбиты и кончая столкновением управляемого астероид-битка с выбранным ОКО-целью. Задача Ламберта состоит из решений именно таких задач построения траектории перелетов, когда задаются начальные положения аппарата, конечное положение аппарата и время перелета [Lancaster, Blanchard, 1969]. Эта задача является, по существу, краевой задачей, когда задаются координаты движущейся точки в начальный и конечный моменты времени и надо определить полный набор параметров движения, например, в начальный момент движения [Gooding, 1990]. Особенности данной задачи заключаются в том, что поле сил принимается центральным, с гравитирующим центром в центральной точке Солнца. Ключевой идеей проектирования гравитационного маневра является следующее: даты старта управляемого астероида и его прибытия выбираются так, чтобы в решении задачи Ламберта по выбору траектории отлета к целевому ОКО (выбирается дата прилета к нему) модули относительной скорости полета к Земле и отлета от нее были равны. При этом угол поворота вектора относительной скорости обязан удовлетворять условию по минимально допустимому радиусу перицентра пролетной траектории. Здесь условие равенства модулей скорости достигается в процессе минимизации суммы изменения скорости управляемого астероида (момент выдачи этого импульса принимается за момент старта перелета к Земле) и импульса изменения гиперболической скорости управляемого астероида для его перевода на столкновительную траекторию с ОКО-целью. Этот метод, естественно, не дает точного решения, но является достаточно точным для определения оценок необходимых импульсов маневров и времени перелетов между телами в Солнечной системе. Следующим этапом для построения точной траектории является использование методов численного интегрирования при учете реального поля сил. При этом в качестве начального приближения для решения возникающих краевых задач и берутся результаты, полученные при решении задачи Ламберта.

В ходе программного осуществления описанного выше метода авторам работы [Эйсмонт и др., 2013] удалось выявить такие астероиды, имеющие достаточно малые размеры, которые можно направить к Апофису посредством малого импульса, технически реализуемым имеющимися на настоящее время средствами ракетно-космической техники. В табл. 5.14 приведены пятеро из таких астероидов.

Табл. 5.14 Выбранные астероиды в качестве битка-ударника.

Астероид	2006 XV4	2006 SU49	1997 XF11	2011 UK10	1994 GV
величина ΔV , м/с	2.38	7.89	10.05	15.94	17.72
Радиус перигея, км	16473.19	15873.40	42851.84	31912.94	7427.54

Астероид	2006 XV4	2006 SU49	1997 XF11	2011 UK10	1994 GV
Скорость в перигее по отношению к Земле, км/с	9.61	5.03	14.08	8.98	113.37
Угол поворота относительной скорости, град	23.98	59.78	5.14	21.14	50.85
Дата выполнения маневра	17.03.2029	11.06.2027	27.04.2027	13.09.2025	12.09.2028
Дата достижения перигея	11.12.2031	23.01.2029	26.10.2028	10.10.2026	13.04.2031
Дата встречи астероида-битка с Апофисом	08.04.2034	06.10.2029	06.08.2030	06.08.2027	24.12.2032
Скорость удара с Апофисом, км/с	15.3	4.9	11.0	2.3	14.1
Звездная величина	24.87	19.54	16.9	24.91	27.46
Размер астероида-битка	25–60 м	330–750 м	1–2 км	25–60 м	8–19 м
V^2 на бесконечности после запуска КА с околоземной орбиты, км ² /с ²	63.1283 3.7*	0.36*	6.447*	47.18 1.448*	30.128 2.427*
ΔV торможения для посадки КА на астероид, км/с	0.89 9.7*	4.67*	7.89*	0.543 5.571*	0.591 6.860*
ΔV_p , км/с	6.69	–	–	5.744	5.924

Критерием оптимизации для выбора траектории КА является сохранение максимального количества рабочего тела на аппарате после его посадки на астероид-биток. Здесь для исследования достаточно минимизировать суммарный импульс скорости ΔV_p , состоящий из импульса скорости отлета с низкой околоземной орбиты – ΔV_s и ΔV_a – импульса уравнивания скорости КА со скоростью астероида-битка. Для вычисления ΔV_a делается предположение, что КА переходит на орбиту перелета с низкой околоземной орбиты высотой 200 км. Для того, чтобы минимизировать объем необходимой для данной задачи модификации доступного программного обеспечения, здесь использовался несколько другой подход к решению проблемы.

Минимизировалась функция F :

$$F = W_1 C_3 + W_2 \Delta V_a, \tag{5.39}$$

где C_3 – квадрат относительной асимптотической скорости по отношению к Земле на отлетной траектории к астероиду-битку; ΔV_a – скорость КА относительно астероида в момент подлета к нему; W_1 и W_2 – весовые коэффициенты, выбираемые для минимизируемой функции F . В табл. 5.14 приведены полученные решения, включающие в себя даты отлета с Земли и прибытия к астероиду, квадрат скорости на бесконечности после запуска КА с околоземной орбиты, импульс, который следует придать астероиду для перевода его на тра-

екторию гравитационного маневра у Земли, и другие параметры. Параметры со звездочкой в табл. 5.14 приведены для варианта, в котором минимизируется только характеризующая скорость старта КА с низкой околоземной орбиты на орбиту для перелета к астероиду-битку. Суммарная характеристическая скорость для операций старта с околоземной орбиты и посадки ΔV_i приводится лишь для вариантов минимизации этой величины. В табл. 5.15 представлены ключевые параметры для этапа перелета КА к астероиду-битку, рассчитанные методом оптимизации для различных весовых коэффициентов.

Табл. 5.15

W_2	Оптимальное время отлета с Земли	Оптимальное время подлета к 2011 UK10	C_3 , км ² /с ²	Скорость торможения у астероида ΔV_a , км/с	Продолжительность перелета, дни	Импульс старта с круговой орбиты у Земли ΔV_s , км/с	Суммарный импульс для старта и посадки ΔV_i , км/с
1	2021/12/10	2022/08/25	1.4879	5.5709	257.9243	3.302	8.873
2	2021/12/08	2022/08/21	2.023	5.2113	255.1062	3.326	8.537
6	2022/08/20	2023/08/02	6.99	3.4856	346.7858	3.537	7.033
12	2022/08/28	2023/08/08	8.1783	3.3644	345.7742	3.599	6.963
14	2022/09/21	2023/08/18	18.563	2.5698	330.8983	4.047	6.617
14	2022/10/13	2023/12/10	46.976	0.55489	422.8127	5.193	5.747
20	2022/10/13	2023/12/09	47.182	0.54275	422.5234	5.201	5.744
W_2	Оптимальное время отлета с Земли	Оптимальное время подлета к 1994 GV	C_3 , км ² /с ²	ΔV_a , км/с	Продолжительность перелета, дни	ΔV_s , км/с	ΔV_i , км/с
1	2027/04/17	2028/06/07	1.9758	7.3286	416.8176	3.324	10.653
2	2027/03/17	2028/04/22	2.4656	6.86	401.9748	3.346	10.206
6	2027/05/04	2028/05/17	8.3888	5.2059	378.4848	3.609	8.815
7.8	2027/05/04	2028/05/16	8.3904	5.2057	378.4952	3.609	8.815
10	2026/03/17	2028/03/21	30.128	2.4271	734.6328	4.526	6.954
20	2025/12/03	2028/01/02	50.631	0.5913	1056.6681	5.333	5.924
W_2	Оптимальное время отлета с Земли	Оптимальное время подлета к 2006 XV4	C_3 , км ² /с ²	ΔV_a , км/с	Продолжительность перелета, дни	ΔV_s , км/с	V_i , км/с
1	01/02/2027	10/03/2027	3.7398	9.7307	273.6634	3.40	13.13
10	12/14/2025	10/03/2027	34.559	3.5816	658.0781	4.705	8.286
20	11/21/2023	03/28/2027	63.128	0.89119	1222.5468	5.8	6.69

Поиск оптимальных траекторий для КА был сделан в интервале дат, где старт КА происходил не ранее, чем 1 января 2020 г. и прибытие к астероиду-битку не позже, чем 1 января 2030 г.

Важной стороной исследований является оценивание требуемых корректирующих импульсов, которые компенсируют ошибки из-за неточности измерений, неточной модели действующих естественных сил и управляющих воздействий при предыдущих маневрах. Это становится особенно существенным для стадий миссии, когда следует управлять астероидом-битком. Эти исследования базируются на опытах успешного наведения аппаратов-импакторов на ядро кометы Темпеля-1 в рамках выполнения проекта Deep Impact и на спутник астероида Дидим – Диморф при осуществлении миссии DART. Здесь сценарий отличается тем обстоятельством, что управляемое тело (астероид-биток) имеет массу более тысячи тонн, в отличие от значительно меньших масс управляемых тел-ударников в упомянутых проектах.

На рис. 5.36 приведена рассчитанная схема экспедиции для астероида 2011 UK10, выбранного в числе прочих в качестве управляемого астероида-битка для отклонения Апофиса со столкновительной орбиты с Землей. На ней показана траектория перелета КА к астероиду-битку с последующей его посадкой, траектория последующего движения 2011 UK10 с аппаратом, закрепленным на его поверхности, до момента времени придания импульса скорости астероиду-битку посредством двигателей КА и дальнейшее его движение с облетом Земли (гравитационный маневр) и с выходом на траекторию соударения с Апофисом.

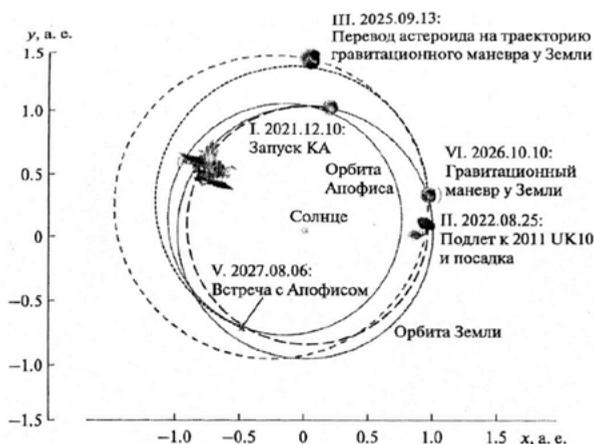


Рис. 5.36

Длительность всей экспедиции составит 5 лет и 8 месяцев.

В развитие предложенной концепции отклонения ОКО с траектории столкновения с Землей может предлагаться метод размещения астероидов-битков на орбитах, резонансных с орбитой нашей планеты (например, имеющих орбитальный период как у Земли). В связи с этим в работе [Эйсмонт и др., 2013] был проведен поиск околоземных малых астероидов, которые гравитационным маневром у Земли, можно перевести на орбиты периодом в один год, и они были найдены. Таким образом, возникла возможность создания системы относительно небольших астероидов, которая позволит использовать составляющие ее элементы как битки для возможного их запуска практически ежемесячно при возникновении необходимости перехвата ОКО, что делает метод космического бильярда весьма перспективным.

5.2.6. Отклонение ОКО со столкновительных орбит с Землей или их разрушение ядерным взрывным устройством

В этом подразделе приводятся только некоторые оценочные результаты расчетов, связанных с этими процессами, в основном из работы [Дегтярь, Волков, 2013], но в заключение даны десятки ссылок на работы отечественных специалистов, занимающихся этой тематикой. Такое изложение материала связано с тем обстоятельством, что в следующем разделе 5.3 нами очень

подробно рассмотрена физико-математическая модель разрушения ОКО посредством неконтактного ядерного взрыва, разработанная в Институте автоматизации проектирования РАН (ИАП РАН) [Андрущенко и др., 2020], в которой проанализированы все основные физические процессы, присущие этому очень сложному явлению, и оценен вклад каждого фактора в него. Причем, несомненно, эта модель гораздо более физически обоснованной модели, предложенной зарубежными учеными несколько позже [Horan et al., 2021].

Преимуществом метода воздействия ядерного заряда (ЯЗ) на ОКО по сравнению с другими методами является высокая концентрация энергии в таком заряде, позволяющая применять относительно небольшой по массе и габаритам доставляющей его КА-перехватчик. Впервые использование ядерного взрыва (ЯВ) для защиты от АКО было предложено, по-видимому, в работе [Hyde, 1984].

Использование на настоящее время именно метода воздействия ЯВ на ОКО наиболее целесообразно, поскольку он относится к одной из немногих технологий человечества, наиболее развитой во всех технически передовых странах в связи с активными работами по созданию национальных систем ПВО и ПРО на случай ядерной войны. Поэтому его дальнейшее совершенствование в качестве противодействия этому виду космической угрозы обойдется гораздо дешевле других методов, которые требуются начинать с нуля, тем более, что сейчас ускоренно развиваются ракетно-космические средства обороны от гиперзвуковых ракет доставки ЯЗ, по своим скоростным характеристикам наиболее близких к ОКО.

Воздействие на ОКО ЯВ определяют:

1. импульс скорости, приобретаемый опасным телом от УВ продуктов взрыва и обломков конструкции космического перехватчика;
2. реактивные силы, возникающие при испарении тонкого поверхностного слоя объекта под действием проникающего излучения;
3. реактивные силы, возникающие при выбросе вещества из образующейся при взрыве воронке-кратере в теле объекта;
4. УВ, инициированные взрывом в теле объекта.

Воздействие на ОКО ЯВ подразделяется на три типа: надповерхностное (неконтактное), поверхностное (контактное) и внутреннее (заглубленное). На рис. 5.37 приведены зависимости приращения скорости, приобретаемой ОКО с плотностью $\rho = 3500 \text{ кг/м}^3$ при взрыве

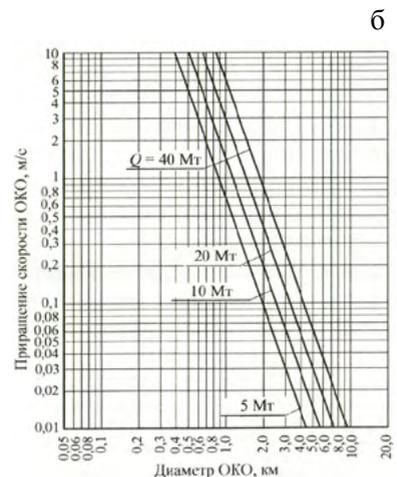
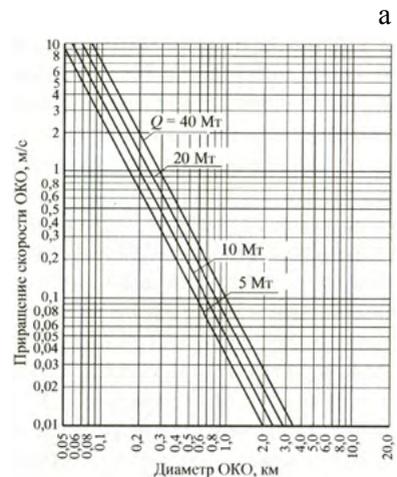


Рис. 5.37

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

ЯЗ (мощностью $Q = 5, 10, 20$ и 40 Мт) от его диаметра D в случаях неконтактного (а) и контактного (б) подрыва [Дегтярь, Волков, 2013].

Результаты расчетов показали, что при контактном подрыве ЯЗ мощностью $Q = 10 \dots 20$ Мт астероиду диаметром $D = 1.3 \dots 2.0$ км может быть сообщено приращение скорости до 1 м/с.

Эффективность использования ЯЗ значительно повышается при осуществлении взрывов, заглубленных в тело ОКО. По оценкам, приведенным в работе [Астероидно-кометная опасность..., 2010], в случае контактного взрыва на поверхности атакуемого астероида лишь $10 \dots 13\%$ выделившейся энергии проникает в глубину тела, а остальная энергия рассеивается в окружающем пространстве. В случае же заглубления ядерного устройства в тело такого астероида на некоторую глубину на его дробление и выброс вещества может пойти от $70 \dots 80\%$ и даже до 100% энергии взрыва. По этой причине в случае заглубленного подрыва возможно увеличение скорости отклонения астероида-ОКО приблизительно в семь раз по сравнению с контактным подрывом такого же ЯЗ.

На рис. 5.38 приведены максимальные диаметры D каменных астероидов-ОКО с плотностью $\rho = 3500$ кг/м³, которые будут отклонены от Земли на безопасное расстояние (около 7000 км) без их разрушения, в зависимости от мощности ЯЗ ($Q = 5, 10$ и 20 Мт), типа использования (неконтактный, контактный, заглубленный) и времени упреждения воздействия ΔO (время, остающееся после воздействия ЯВ на эти астероиды до их возможного столкновения с Землей).

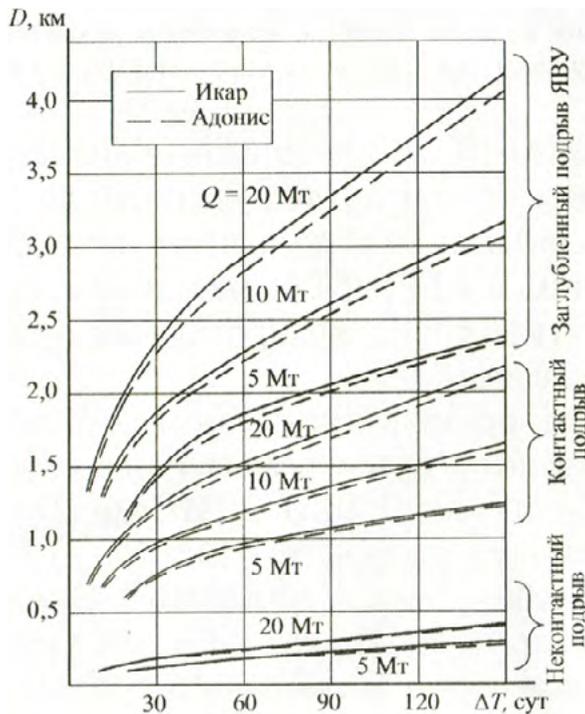


Рис. 5.38

Эти графики показывают, что увод астероидов с опасной траектории наиболее вероятного размера – $D = 0.5 \dots 1.0$ км может быть реализован при контактном подрыве ЯЗ мощностью $Q = 5 \dots 20$ Мт. Время же упреждения ΔT в таких случаях изменяется в интервале от 6...10 до 80 сут в зависимости от мощности контактного заряда Q . Для более мощных ЯЗ требуется меньшее время упреждения. Увод с опасной траектории более крупных астероидов ($D = 3 \dots 4.5$ км) потребует уже заглубленных подрывов мощных ЯВ с временем упреждения до 120 сут (см. табл. 5.16).

Табл. 5.16 Пространственно-временные характеристики оперативного перехвата опасных астероидов диаметром $D = 0.5 \dots 1.0$ км при различной мощности Q ЯВУ.

Характеристика перехвата	Мощность ЯВУ, Мт		
	5	10	20
Время упреждения перехвата, сут	15...80	10...40	6...20
Минимальная требуемая скорость КП, км/с: астероид типа Икар:			
наклонение 23°	11.6...13.6	11.4...12.3	11.2...11.6
наклонение 0°	11.3...12.1	11.2...11.8	11.1...11.3
астероид типа Адонис (наклонение 25°)	11.6...15.5	11.4...13.4	11.2...11.6
Время, необходимое для перехвата, сут: астероид типа Икар:			
наклонение 23°	200...760	140...420	80...200
наклонение 0°	200...630	140...420	80...200
астероид типа Адонис (наклонение 25°)	200...1000	140...660	80...200

Перехват более крупных опасных астероидов ближней и дальней перспективы (диаметром до 3 и до 4.5 км, соответственно) энергетически целесообразнее реализовывать в режиме стратегического перехвата, осуществляемого в точке пересечения траекторий астероида и Земли за один и более оборотов астероида вокруг Солнца до его вероятного столкновения с Землей.

В табл. 5.17 приведены необходимые для реализации перехвата опасного астероида время и начальная скорость КА-перехватчика при применении ЯВ мощностью $Q = 5, 10$ и 20 Мт. Ясно, что необходимая мощность Q ЯВ может быть существенно уменьшена при увеличении временного упреждения.

Основные аспекты проблемы астероидно-кометной опасности

Табл. 5.17 Пространственно-временные характеристики стратегического перехвата опасных астероидов диаметром $D = 3.0 \dots 4.5$ км при различной мощности Q ЯВУ.

Диаметр астероида, км	Мощность ЯВУ, Мт	Время перехвата, годы	Число оборотов ОКО до столкновения	Начальная скорость КП, км/с
3.0	5	5/4	3/1	11.2/11.2
	10	2/4	1/1	11.2/11.2
	20	2/4	1/1	11.2/11.2
4.5	5	9/7	7/2	11.1/11.5
	10	6/4	4/1	11.4/11.2
	20	3/4	2/1	11.5/11.2

Примечание к табл. 5.17: в числителях дробей представлены данные при перехвате астероида типа Икар, в знаменателях – типа Адонис.

При ограничении перехвата за один оборот опасного астероида до столкновения с Землей, то ОКО можно перехватывать только увеличивая мощность Q ЯВ (см. табл. 5.18).

Табл. 5.18 Пространственно-временные характеристики и максимальный диаметр опасного астероида D при стратегическом перехвате за один оборот до столкновения для различной мощности Q ЯВУ.

Мощность ЯВУ, Мт	Время перехвата, годы	Начальная скорость КП, км/с	Диаметр астероида, км
5	2/4	11.1/11.2	2.4/4.4
10			3.0/5.6
20			3.8/7.1

Примечание к табл. 5.18: в числителях дробей представлены данные при перехвате астероида типа Икар, в знаменателях – типа Адонис.

В работе [Десярь, Волков, 2013] показана также возможность разрушения опасного астероида посредством контактного ЯВ на его поверхности (см. табл. 5.19 и 5.20).

Табл. 5.19 Результаты оценок необходимых мощности контактного ЯЗ Q и его массы для разрушения каменного астероида диаметром D с плотностью $\rho = 3000$ кг/м³

Размер астероида, м	30	300	700	1000	1500	10000
Мощность заряда, Мт	0.004	3.38	2.0	100.0	421	125000
Масса заряда, кг	50	1127	6000	20000	140330	42000000

Табл. 5.20 Зависимость эффективности f от высоты подрыва H над поверхностью астероида R_a контактного и неконтактного ЯВ.

H / R_a	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.7	1.0
f	1.00	0.60	0.45	0.36	0.30	0.25	0.19	0.13

Из табл. 5.20 видно, что, например, для неконтактного ЯВ при $H/R_a = 0.1$ требуется для разрушения астероида примерное увеличение мощности заряда Q вдвое по сравнению с контактным.

При взрыве же ЯЗ на поверхности астероида происходит интенсивный выброс грунта из его тела. По проведенным оценкам контактный ЯВ мощностью $Q = 1$ Мт вызывает выброс массы $m = 1$ Мт грунта со средней скоростью $v = 100$ м/с. Таким образом, посредством ЯВ также можно изменять траектории движения опасного астероида. Например, контактный взрыв заряда мощностью $Q = 10$ Мт на поверхности астероида размером $D = 500$ м при его перехвате где-то в окрестности орбиты Марса приведет к такому изменению его траектории, что он к моменту встречи с Землей отклонится на 10000 км.

Естественно, по сравнению с ракетносителями (РН), имеющимися в наличии в 1997 г. (см. табл. 5.8), в 2013 г. появились более современные конструкции (см. табл. 5.21 [Дегтярь, Волков, 2013]).

Табл. 5.21 Характеристики некоторых российских РН.

Ракета-носитель	Стартовая масса, т	Масса полезной нагрузки, т		Длительность предстартовой подготовки, сут	Стоимость коммерческого пуска, млн. дол.
		Выводимой на орбиту высотой 200км	Разгоняемой до скорости 11.5км/с		
«Протон»	670	21	5.0*	21	85...90
«Зенит»	458	до 14	2.65*	17	45...50
«Молния»	304	около 7	1.2	18	35...40
«Ангара»	-	25	-	-	-

*С дополнительным разгонным блоком

Дальнейшее развитие РН, которые, естественно, будут применяться и в качестве доставки ЯЗ к ОКО, предполагается в следующей последовательности: 2020 г. – полезная нагрузка 14-16 т; 2025 г. – 75 т; 2030 г. – 83–110 т; 2040 г. – 167 т (см. рис. 5.39 [Кошкин, 2014]).



Рис. 5.39

В заключение подраздела приведем ссылки на работы отечественных авторов за 1994-2022гг., в которых изложены практически все аспекты, связанные с воздействием ядерных взрывных устройств на ОКО: [Верещага и др., 1994/1995; Астероидно-кометная опасность..., 1996; Заграфов, Шаненко, 1996; Кондауров и др., 1996; Верещага и др., 1997; Нечай и др., 1997; Григал и др., 1997; Угроза с неба..., 1999; Румынский, Сазонов, 2000; Сазонов, 2001 и 2003; Катастрофические воздействия..., 2005; Сазонов, Яковлев, 2006; Арсеньев и др., 2006; Иванов, 2009; Заграфов и др., 2009; Астероидно-кометная опасность..., 2010; Шаненко, Поповидченко, 2010; Шаненко, 2011 и 2014; Сазонов, 2015; Мещеряков, Липницкий, 2015; Астероидно-кометная опасность..., 2015; Галушина и др., 2016; Шаненко и др., 2016 и 2018; Горбатенко и др., 2018; Соловьев, Шведов, 2018; Александрова и др., 2019; Семенов, Якубовский, 2019; Байгашов и др., 2022].

5.2.7. О возможности использования мощного лазерного излучения и ионного пучка в решении проблемы АКО

Использование лазерного излучения (ЛИ) в решении проблемы астероидной опасности рассматривается главным образом в двух аспектах:

- разогрев поверхности астероида сфокусированным лазерным излучением и создание реактивного эффекта в результате образующейся плазмы [Ивашкин, 2004];
- лабораторные моделирования теплхимических свойств материала астероида с целью последующего их использования для расчета воздействия на астероид.

Для воздействия на астероид предполагается, что лазер находится на космической станции – базе вблизи Земли, например, на Луне (или вблизи орбиты Земли) и на ней есть также астрономическая и энергетическая станции. Последняя преобразует солнечную энергию в электрическую, она используется для работы астрономической и лазерной станций. Телескопы обсерватории осуществляют поиск небесных объектов, сближающихся с Землей, и которые могут быть потенциально опасны. Полагается, что в таком случае лазер воздействует на этот объект, чтобы отклонить его от Земли или разрушить. Идея такой станции была выдвинута и поддержана на Международном симпозиуме «On Deep Space Exploration Technology and Application», Qingdao, Китай, 2002 г.

Выполненный для астероидов радиусом (0.1÷0.5) км анализ варианта системы лазерного воздействия с сообщением импульса скорости 0.2 м/с показал, что необходимая энергия отклонения тела оценивается величиной $\sim (0.1\div 12.3)\times 10^{15}$ Дж $\approx (0.02\div 3)$ Мт ТНТ. При этом средняя мощность лазерного излучения и электрическая мощность энергетической станции составляют $\sim (13\div 180)$ ГВт, время воздействия $\sim (8\div 70)\times 10^3$ с, наибольшая дальность воздействия $\sim (0.6\div 2)\times 10^6$ км. Начальный диаметр пучка оценен в 10–100 м, а конечный – в 60–300 м. Площадь солнечных батарей составляет 90–1300 км².

Приведенные оценки показывают, что реализация такой системы по ряду основных параметров является практически невыполнимой научно-технической проблемой.

Проведенный выше краткий анализ состояния вопроса по проблеме АКО показал, что единственным реальным средством защиты Земли от потенциально опасных космических тел в настоящее время может служить только ЯВ. Но сам процесс воздействия ЯВ на астероид требует всестороннего рассмотрения, включая исследования в лабораторных условиях структурных и физических свойств астероида и их реакцию на воздействие поражающих факторов ЯВ.

Как показано в работах последних лет [Белов и др., 2020; Аристова и др., 2018 и 2019; Бурдонский и др., 2019], наиболее подходящим средством лабораторного физического моделирования является ЛИ. Возможности концентрации энергии ЛИ как на единицу поверхности мишени, так и на единицу ее массы, а также эффективность трансформации энергии в энергию УВ схожи для случаев использования интенсивного ЛИ и ЯВ. В работе [Белов и др., 2020] были выполнены предварительные исследования разрушения образцов искусственного хондрита ЛИ энергией $\sim 500\text{--}1000$ Дж. В работе [Аристова и др., 2018] лазерные эксперименты сопровождалось двумерным численным моделированием как стадии взаимодействия ЛИ с мишенью, так и последующей стадии газодинамического течения материала мишени. Для обеспечения лазерных экспериментов была разработана технология искусственного вещества каменных астероидов с заданными свойствами: по химическому составу, физическим характеристикам и с соблюдением структурного подобия. Эксперименты проводились на нескольких установках. Во всех случаях получено примерное равенство полной энергии, требуемой для заведомого разрушения мини-макетов вне зависимости от количества и энергетике единичных выстрелов лазера, то есть с точки зрения интегрального критерия разрушения несколько более слабых импульсов не дают заметного преимущества по сравнению с однократным импульсом суммарной мощности. Сделанные расчетным путем оценки точности газодинамического подобия при разнице в массе между реальным астероидом и его лабораторным аналогом в 14–15 порядков показали, что удельная энергия, необходимая для полного разрушения астероида, почти в два раза меньше, чем удельная энергия, необходимая для подобного разрушения мини-макета. Таким образом, полученные в работе результаты имеют важное значение для построения модели фрагментации астероида при действии ЯВ. С учетом масштабного фактора и результатов лабораторных экспериментов показана возможность заведомого разрушения ЯВ с энергией свыше 3 Мт астероида хондритного типа диаметром 200 м. Однако существенное значение имеет вопрос и о размерах фрагментов [Андрущенко и др., 2019б], требующий дополнительного рассмотрения.

В работе [Бурдонский и др., 2019] выполнены измерения удельного импульса хондритовой мишени после воздействия на нее ЛИ с энергией ~ 50 Дж. Однако использование полученных результатов для оценки приращения скорости астероида при действии ЯВ не удовлетворяет приемлемой точности. В работе [Аристова и др., 2019], которая является определенным продолжением

исследований, выполненных в [Бурдонский и др., 2019], рассматривались мишени из различных веществ и различной формы. Из результатов этой работы можно сделать некоторые выводы об оптимальном воздействии ЯВ на астероиды различной формы.

Рассмотрим теперь вопрос об отклонении ОКО с орбиты столкновения с Землей при помощи ионных пучков [Грек, 2018; Сизова, Шустов, 2019; Файг, 2023]. Обычно в литературных источниках дается описание пучкового метода в чисто кинетическом варианте, то есть, когда пучок передает ОКО свой импульс и таким образом меняет орбиту опасного тела [Bombardelli et al., 2013].

Общая схема передачи импульса пучка, излучаемого КА, на объект увода с орбиты представлена на рис. 5.40 (КА – слева, ОКО – справа): ионный двигатель КА направлен на объект увода; для стабилизации положения КА следует компенсировать импульс, передаваемый пучком самому КА, так что необходимо включать двигатель для создания тяги в противоположном направлении [Сизова, Шустов, 2019].

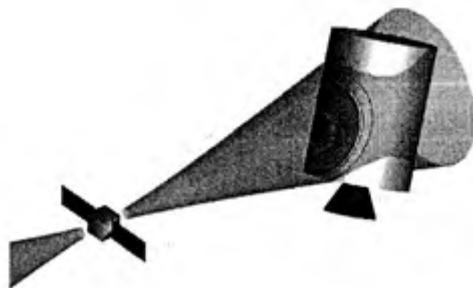


Рис. 5.40

Максимальный запас импульса, который КА способен передать ОКО, оценивается как $0.5 M_{PT} V_{II}$ (M_{PT} – масса рабочего тела, V_{II} – скорость частиц пучка). Естественно, эффективность чисто кинетического подхода ограничена запасом импульса ударника. Физиками из ИЯФ СО РАН был предложен вариант увеличения эффективности этого метода. Было предложено использовать зависимость потери энергии частицы от глубины проникания в вещество ОКО-мишени. Выделение энергии пучка частиц происходит на некоторой глубине, зависящей от материала мишени и типа ионов. При попадании в вещество тяжелые заряженные части взаимодействуют в основном с электронами атомных оболочек, приводя к ионизации атомов. При подобном столкновении тяжелая частица теряет энергию, а тормозная способность вещества может быть охарактеризована величиной удельной потери энергии в слое вещества, которая возрастает с уменьшением энергии и особенно резко перед полным торможением частицы в веществе. Этот эффект был назван пиком Брэгга (см. рис. 5.41, на котором поясняется суть эффекта пика Брэгга (а) и приводится общая схема взаимодействия пучка частиц с веществом ОКО-мишени (б) [Сизова, Шустов, 2019]).



Рис. 5.41

Выделение энергии в глубине тела-мишени может привести к разрушению и выбросу вышележащих слоев вещества. Это означает, что мишень получит импульс, равный примерно $M_B v_B$ (M_B и v_B – масса и скорость выброса) в направлении нормальном к облучаемой поверхности. Таким образом, можно ожидать, что такой энергетический подход окажется значительно более эффективным, чем чисто кинетический. В рамках работы [Сизова, Шустов, 2019] невозможно было провести более полный анализ такого оригинального пучкового метода, использующего эффект пика Брэгга.

Далее, естественно, следовало бы обсудить и проанализировать ряд фундаментальных физических аспектов (например, как создать очень узкий ионный пучок для обеспечения высокой концентрации энергии на ОКО-мишени, необходимой для разрушения ее внешних слоев, и др.).

В заключение отметим, чем пучок частиц эффективнее лазерного излучения [Грек, 2018]. Во-первых, у лазера низкий КПД, и чем лазер мощнее, тем КПД ниже. Во-вторых, при попадании лазером испаренное вещество будет экранировать поверхность метеороида-мишени от дальнейшего получения тепла. А пучку эти испарения ни почем. Направляем пучковое оружие на метеороид и создаем на его поверхности своеобразный ракетный двигатель, испаряя материал мощным пучком ионов, как это было описано выше.

5.3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА (ЯВ) НА АСТЕРОИД, РАЗРАБОТАННАЯ В ИАП РАН

Проведенный в разделе 5.2 анализ, как кажется на первый взгляд, многих методов активного воздействия на ОКО, тем не менее, показал, что на настоящее время несомненным фактом является то, что единственным реальным, причем частично технологически уже разработанным средством защиты Земли (если не считать ударного воздействия кинетических импакторов на ОКО, которое эффективно лишь применительно к объектам небольших размеров даже в классе малых космических тел) от этого вида космической угрозы может слу-

жить только ЯВ, поэтому значительный интерес представляет качественный физико-математический подход к анализу процессов воздействия ЯВ на опасные астероиды (самые многочисленные тела из класса ОКО), необходимый при формулировке концептуального облика системы защиты нашей планеты особенно от крупных астероидов на больших расстояниях от нее [Андрущенко и др., 2019 и 2020].

5.3.1. Физика воздействия различных факторов ЯВ на астероид, их математическое описание и результаты расчетов

Очевидно, что возможны два физических механизма активного противодействия космической угрозе с помощью ЯВ:

– уничтожение угрожающего объекта в результате его дробления на фрагменты размером не более нескольких метров, так как в этом случае возможно с большой степенью вероятности их дальнейшее полное разрушение в атмосфере планеты;

– увод тела с опасной орбиты в результате передачи ему импульса от плазменного потока взрыва, проникающих излучений, а также и в результате реактивного действия массы, испаряющейся с поверхности тела.

Характер и результаты воздействия ЯВ на астероид зависят, прежде всего, от положения центра взрыва по отношению к поверхности астероида. В зависимости от этого взрывы подразделяют на:

– надповерхностный (взрыв происходит на определенном расстоянии от космического тела);

– контактный (на поверхности астероида);

– заглубленный (при проникновении ядерного заряда (ЯЗ) на несколько метров в тело астероида).

В зависимости от физических свойств, структуры вещества астероида и от расположения относительно его поверхности центра взрыва следует, по-видимому, учитывать при анализе как возможность фрагментации и образования осколков, так и образование испаряющегося вещества и частично-ионизированной плазмы [Физика ядерного взрыва, 2009]. В настоящее время существуют лишь гипотетические данные о характеристиках вещества астероида [Chopelas, 1990; Ghiorso et al., 2009].

Как показывает анализ ряда работ, проведенный в [Дегтярь, Волков, 2013], для разрушения астероида размером более 500 м при одноразовом воздействии требуется взрыв мощностью не менее нескольких десятков Мт, что представляет значительные трудности в ракетно-ядерном обеспечении доставки и наведения ЯЗ на объект, а также в отсутствии контроля и страховочной гарантии решения проблемы. Поэтому предлагается решить поставленную проблему в два этапа с использованием ракеты с двумя несущими ядерными модулями. На первом модуле размещается ЯЗ мощностью $\sim 1\div 5$ Мт, который и производит первое воздействие на астероид, сопровождающееся разрушением его на крупные фрагменты (10–100 м), и вместе с тем создает плазменно-пылевое облако. На втором

многоцелевом модуле размещаются заряды малой мощности (1–10 кт) и радиолокационная система их наведения на крупные фрагменты-осколки астероида, образованных от первого мощного взрыва, применимая в условиях плазменно-пылевых помех, с целью разрушения образовавшихся осколков.

Как следует из вышеописанной концепции, для ее анализа необходимо хотя бы приближенное рассмотрение следующих физических аспектов проблемы [Андрущенко и др., 2019 и 2020]:

- оценка массы испаренного газоплазменного облака, образовавшегося после первого мощного ЯВ, для оценки его влияния на эффективность наведения ЯЗ малой мощности на осколочные фрагменты астероида;

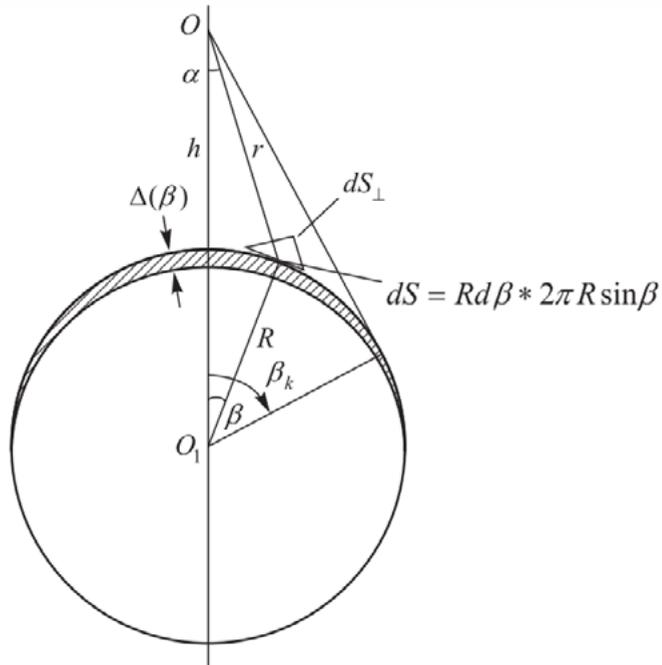
- приближенная оценка количества и размеров образовавшихся фрагментов.

Расчет испаренной массы необходим также для определения полученного астероидом импульса, который определяет скорость смещения с начальных орбит астероида и его осколков в случае фрагментации.

Следует отметить, что для решения задачи о смещении или дроблении астероида каждый из трех видов мощных взрывов (надповерхностный, контактный или заглубленный) обладает как своими преимуществами, так и недостатками.

Рассмотрим вопрос о воздействии мощного надповерхностного ЯВ на астероид на значительном расстоянии от Земли. На астероид действуют: рентгеновское излучение (РИ), γ -излучение, потоки нейтронов и плазмы продуктов взрыва (ППВ). В результате воздействия этих факторов с возмущенного слоя поверхности астероида, обращенной к взрыву, уносится определенная масса разогретого вещества, и внутрь астероида распространяются УВ. В результате астероид получает импульс, смещающий его с траектории, и одновременно возможна его фрагментация.

Основными параметрами взрыва, определяющими импульс астероида, являются его энергия E , масса продуктов взрыва M_p и высота взрыва h над поверхностью астероида. На рис. 5.42 (здесь h – высота взрыва ЯЗ; R – радиус астероида; r – расстояние от точки взрыва до элемента поверхности; dS – элемент площади поверхности астероида; $\Delta(\beta)$ – толщина слоя, в котором выделяется энергия, α, β – углы между осью симметрии OO_1 и элементом площади на поверхности астероида, α_k, β_k – соответственно, их предельные углы) показана пространственная схема воздействия поражающих факторов ЯВ на астероид и угловая характеристика. Легко получить известную приближенную оценку оптимальной высоты взрыва h , при которой получаемый астероидом импульс максимален.



$$\gamma = \frac{\pi}{2} - (\alpha + \beta); \quad dS_{\perp} = dS \sin \gamma = dS \cos(\alpha + \beta); \quad \frac{\Delta}{\lambda} = \sin \gamma = \cos(\alpha + \beta)$$

Рис. 5.42

Пусть α_k и β_k максимальные углы, а Ω_{α} и Ω_{β} , соответственно, их телесные углы. Тогда в предположении независимости от угла толщины слоя Δ , в котором выделяется энергия, получим для массы слоя и выделенной в нем энергии выражения

$$M_c = \rho \Delta \Omega_{\beta} = 2\pi R^2 \rho \Delta (1 - \cos \beta_k),$$

$$E_c = \frac{E}{4\pi} \Omega_{\alpha} = \frac{1}{2} E (1 - \cos \alpha_k),$$

где ρ – плотность вещества астероида; M_c , E_c – масса и энергия, полученные слоем астероида толщиной Δ .

Тогда из общей связи интегральных величин массы M_c , импульса P_c и энергии E_c – $P_c^2 / 2M = E_c$ – получим

$$P_c = \sqrt{2\pi R^2 \rho \Delta E} \cdot \sqrt{(1 - \cos \beta_k)(1 - \cos \alpha_k)}.$$

Так как $\cos \alpha_k = \frac{r}{R+h} = \frac{\sqrt{(R+h)^2 - R^2}}{R+h}$; $\cos \beta_k = \frac{R}{R+h}$, то

$$P_c = \sqrt{2\pi R^2 \rho \Delta E} \cdot \sqrt{\frac{x}{1+x} \left(1 - \frac{\sqrt{(1+x)^2 - 1}}{1+x} \right)}, \quad (5.40)$$

где $x = h/R$. Дифференцируя по x и приравнивая производную нулю, получим

$$x_m = (\sqrt{2} - 1) \text{ или } h_m = (\sqrt{2} - 1)R. \quad (5.41)$$

Эта зависимость получена в предположении $\Delta = \text{const}$ и имеет чисто геометрическую природу.

Так как физическое содержание процессов, определяющих воздействие указанных выше поражающих факторов ЯВ, различно, то представляет интерес более подробно рассмотреть процесс формирования импульса астероида с учетом зависимости $\Delta(\beta)$. Это важно еще и потому, что возникающие при этом УВ имеют сферическую геометрию, а это может повлиять на процесс фрагментации.

Для конкретизации были приняты следующие параметры ЯВ: $E = 4.2 \times 10^{22}$ эрг, $M_p = 10^6$ г, молекулярный вес плазмы продуктов взрыва $A = 27(\text{Al})$, соответственно, количество ионов ППВ $N_p = 2.2 \times 10^{28}$.

Для мгновенного излучения высокоэнергетических нейтронов и γ -квантов было принято среднее значение 4 мэВ, а их количество – $N_n = 1.5 \times 10^{26}$ 1/Мт, $N_\gamma = 6 \times 10^{25}$ 1/Мт [Физика ядерного взрыва, 2009]. Для принятого значения удельной энергии $E/M_p = 4.2 \times 10^{12}$ Дж/кг средняя начальная температура ППВ $T \approx 3.6$ кэВ [Физика ядерного взрыва, 2009]. Были приняты следующие доли энергии для указанных факторов:

- в нейтроны $\delta_n = 0.023$;
- в γ -кванты $\delta_\gamma = 0.09$;
- в рентгеновское излучение $\delta_v = 0.87$;
- в плазму продуктов взрыва $\delta_p = 0.1$.

Для принятых значений энергии скорость нейтронов $v_n = 2.7 \times 10^9$ см/с, скорость фронта ППВ $v_{\text{фр}} = 1.2 \times 10^8$ см/с и, соответственно, средняя скорость $\bar{v}_p = \sqrt{3/5} v_{\text{фр}} = 0.93 \times 10^8$ см/с.

За время высвета нейтронов, γ - и рентгеновского излучения можно принять 100 нс [Физика ядерного взрыва, 2009]. Действие плазмы взрыва затянута во времени в соответствии с расстоянием от центра взрыва.

Если считать рентгеновское излучение планковским, то максимум его спектра будет приходиться на энергию квантов $h\nu_{\text{max}} = 2.82T \cong 10$ кэВ (1.24 Å).

В соответствии с работой [Солнечная система, 2017] большинство астероидов каменные (~ 92%). Если иметь в виду, что плотность кирпича $\rho = 1.8$ г/см³, кремния $\rho = 2.3$ г/см³, гранита $\rho = 2.6$ г/см³, а достаточно обоснованные данные по физико-химическим свойствам и структуре материала астероидов не известны, то для расчета были приняты следующие значения: $\rho = 2$ г/см³; $A = 25$ г/моль. Радиус астероида полагался равным 100 м.

Исходя из перечисленных выше параметров ЯВ и материала астероида, проанализируем характер их взаимодействия.

Быстрые нейтроны испытывают упругое и дифракционное рассеяние на ядрах атомов [Мухин, 1993].

Суммарное сечение рассеяния равно $\sigma_n = 2\pi R_n^2$, где $R_n = 1.5 \times 10^{-13} A^{1/3}$. Тогда пробег быстрого нейтрона будет

Для камня получаем при $A = 25 \text{ г/моль}$, $\rho = 2 \text{ г/см}^3$ – $\lambda_n = 17.3 \text{ см}$ (для железа при $A = 56 \text{ г/моль}$, $\rho = 7.9 \text{ г/см}^3$ – $\lambda_n = 5.7 \text{ см}$).

Пробег γ -излучения $\lambda_\gamma \approx 16 \text{ см}$, пробег β – электронов $\lambda_\beta \approx 0.2 \text{ см}$. Так как максимум рентгеновского излучения приходится на кванты с энергией $\approx 10 \text{ кэВ}$, то поглощение таких квантов определяется, главным образом, ионизацией электронов с внутренних К-оболочек атомов. Используя водородоподобное приближение [Зельдович, Райзер, 2008]:

$$\sigma_v = \frac{7.9 \times 10^{-18}}{z^2} \left(\frac{h\nu_r}{h\nu} \right)^3.$$

Для $z = 13$; $h\nu_r = 2300 \text{ эВ}$ получаем $\sigma_v \approx 5 \times 10^{-22} \text{ см}^2$ и, соответственно, пробег $\lambda_v = 4.2 \times 10^{-2} \text{ см}$.

Как показано в работе [Смирнов, Стулицкий, 2010], на основе детальных расчетов в приближении молекулярной динамики ионы ППВ проникают в вещество на глубину $\cong 1 \text{ мкм}$, т. е. это существенно поверхностное воздействие.

Оценим характерное время процессов энерговыделения и их временную последовательность применительно к условиям взрыва на высоте, близкой к оптимальной ($h \approx 40 \text{ м}$), и для эпицентральной области на поверхности астероида ($r \approx h$). Первыми, за время $\approx 10^{-7} \text{ с}$, приходят импульсы рентгеновского и γ -излучения. Рентгеновское излучение за счет фотоэффекта с К-оболочки образует электроны с энергией $\sim 100\text{--}1000 \text{ эВ}$, γ -кванты в результате комптон-эффекта образуют МэВ-ные электроны. В дальнейшем происходит ионизация вещества этими быстрыми электронами и одновременно передача энергии от электронов к ионам, т. е. осуществляется разогрев вещества. Так как рентгеновское излучение уносит основную долю энергии взрыва, а толщина слоя его поглощения мала, то в этом слое достигаются высокие температуры ($\approx 100 \text{ эВ}$). Так как слой достаточно тонкий, то излучение выходит из него, поэтому приведенные расчеты действия рентгеновского излучения без учета выхода теплового излучения являются оценками сверху. Однако, как будет видно из дальнейших результатов, рентген не является главным фактором в создании импульса астероида.

При энергии электронов $\varepsilon_e \approx 100 \div 150 \text{ эВ}$ сечение электронной ионизации максимально и составляет $\sigma_i \approx 10^{-16} \text{ см}^2$. Тогда тепловая скорость электронов $\bar{v}_e \approx 7 \times 10^8 \text{ см/с}$ и характерное время ионизации $\tau_i \approx 1 / n\bar{v}_e \approx 4 \times 10^{-10} \text{ с}$, т. е. очень мало. Характерное время передачи энергии ионам равно:

$$\tau_{ei} = \frac{3.15 \times 10^8 AT_{эл}^{3/2}}{n_z z^2 \Lambda}$$

Полагая $n_z = n$, $\Lambda = 10$, получим $\tau_{ei} = \frac{1.6 \times 10^{-11}}{z^2} \text{ с}$ при $z = 1 \div 10$

$\tau_{ei} = 1.6 \times 10^{-11} \div 1.6 \times 10^{-13} \text{ с}$.

Характерное время газодинамического расширения разогретого слоя Δ_v по порядку величины $\tau_g \approx \Delta_v / v \approx 10^{-8} \text{ с}$ (при $\Delta_v = 0.04 \text{ см}$ и $v = 1.56 \times 10^6 \sqrt{T_{эл}} / A = 3.1 \times 10^6 \text{ см/с}$).

Таким образом, в рентгеновском слое поглощения $\tau_g \gg \tau_i, \tau_{ei}$ и можно полагать, что трансформация энергии рентгеновского излучения в ионизацию и тепло произойдет задолго до того, как слой успеет заметно расшириться. Время распространения рентгеновского импульса $r/c \approx 1.3 \times 10^{-7}$ с, затем, по истечению времени порядка 10^{-8} с начинается расширение разогретого РИ слоя вещества и формирование импульса отдачи астероиду.

Через время $\sim r/v_n \approx 1.5 \times 10^{-6}$ с приходит импульс нейтронов. Рассеяние энергии нейтронов происходит на атомах, т. е. сразу переходит в тепло. Общая энергия нейтронного потока значительно меньше энергии РИ, а глубина слоя их рассеяния энергии $\Delta_n \gg \Delta_v$, поэтому, как показывают аналогичные оценки и приведенные ниже результаты расчетов, температура в слое Δ_n значительно ниже, чем в слое Δ_v и, тем более, можно предполагать, что за время выделения энергии нейтронами вещество в слое Δ_n не успеет заметно расшириться: $\tau_g = \Delta_n/v \gg \tau_n = \Delta_n/v_n$, так как $\bar{v} \sim 10^6$ см/с, $v_n = 2.7 \times 10^9$ см/с. Таким образом, второй импульс обусловлен импульсом, который дают сами нейтроны, и импульсом отдачи слоя Δ_n .

Поверхностная плотность потока импульса высокоэнергетичных нейтронов в направлении оси OO_1 равна

$$\sigma_{n\parallel} = \frac{dP_{n\parallel}}{dS} = \frac{P_n}{4\pi r^2} \cos(\alpha + \beta) \cos \alpha. \quad (5.42)$$

Здесь $dS = 2\pi R^2 \sin \beta d\beta$; $r = [h + R(1 - \cos \beta)] / \cos \alpha$;

$$\cos \alpha = \frac{1 + h/R - \cos \beta}{\sqrt{1 + \left(1 + \frac{h}{R}\right)^2 - 2\left(1 + \frac{h}{R}\right) \cos \beta}}.$$

Полный импульс нейтронов $P_n = \sqrt{2m_n N_n E \delta_n}$ и его величина направленная по OO_1 , такова:

$$P_{n\parallel} = \frac{1}{2} P_n \int_0^{\beta_k} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \sin \beta \cos(\alpha + \beta) \cos \alpha d\beta. \quad (5.43)$$

Аналогичными выражениями определяются плотность потока $\sigma_{p\parallel}$ и суммарный импульс $P_{p\parallel}$, создаваемый плазмой продуктов взрыва, для которой полный импульс $P_p = \sqrt{2m_p N_p E \delta_p}$ (см. рис. 5.43, на котором приведены проекции плотности потока импульса плазмы $\sigma_{p\parallel}$ и нейтронов $\sigma_{n\parallel}$, созданные продуктами ЯВ, на поверхность астероида в зависимости от угла β). Так как средняя длина пробега нейтронов и γ -излучения примерно одинакова $\lambda_n \approx \lambda_\gamma$, то толщина слоев, в которых происходит энерговыделение, зависит от угла β :

$$\Delta_{n\gamma} = \lambda_{n\gamma} \cos(\alpha + \beta); \Delta_v = \lambda_v \cos(\alpha + \beta). \quad (5.44)$$

Плотность выделившейся энергии в этих слоях определяется выражениями

$$\rho_{E_{n\gamma}} = \frac{E(\delta_n + \delta_\gamma)}{4\pi r^2 \rho \lambda_{n\gamma}}, \quad \rho_{E_\nu} = \frac{E\delta_\nu}{4\pi r^2 \rho \lambda_\nu}. \quad (5.45)$$

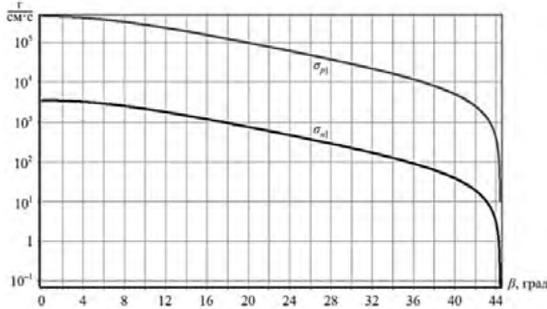


Рис. 5.43

На рис. 5.44 приведены плотность выделившейся энергии в слое гамма-нейтронного поглощения $\rho_{E_{n\gamma}}$ и рентгеновского излучения ρ_{E_ν} в зависимости от угла β .

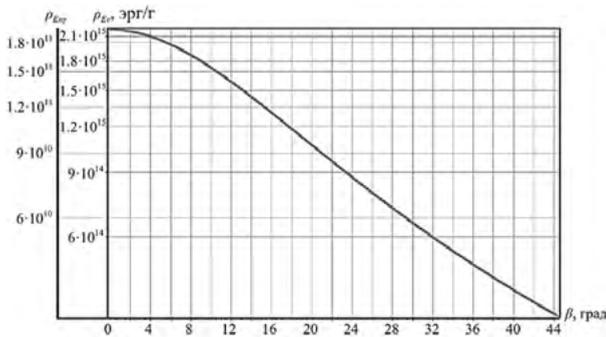


Рис. 5.44

В рентгеновском слое она значительно выше, чем в гамма-нейтронном. Полная масса и энергия в этих слоях определялись из выражений

$$M_{0n\gamma} = 2\pi R^2 \rho \lambda_n \int_0^{\beta_k} \sin \beta \cos(\alpha + \beta) d\beta, \quad (5.46)$$

$$E_{n\gamma} = \frac{1}{2}(\delta_n + \delta_\gamma) \int_0^{\beta_k} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \sin \beta \cos(\alpha + \beta) d\beta.$$

Аналогичные выражения имеют место для $M_{0\nu}$, E_ν , E_p .

Следует отметить, что плазма продуктов взрыва приходит через время, равное 4×10^{-5} с, когда нейтронный слой отлетел уже на расстояние порядка метра и на еще большее расстояние отлетел рентгеновский слой. Плазменный поток

растянут во времени $\sim 1/t^3$ и, передавая импульс астероиду, его воздействие на поверхность, по-видимому, носит эрозионный характер.

Через плотность энергии определяется повышение температуры в обоих слоях и, соответственно, их скорости теплового расширения и импульса отдачи:

$$\Delta T_v = (\rho_{Ev} - Q - Q_i) \frac{1}{C}, \quad (5.47)$$

где Q – удельная энергия разрушения структуры материала астероида. Теплота плавления алюминия – 3.8×10^9 эрг/г, железа – 2.7×10^9 эрг/г. В аморфных телах, которыми, по-видимому, в основном и являются астероиды, нет четкого значения энергии связи частиц в положении равновесия, но по приближенным представлениям ее среднее значение имеет порядок 1эВ [Смирнов, Ступицкий, 2010]. Тогда удельная энергия разрушения для вещества с $A = 25$ г/моль составляет примерно 3×10^{10} эрг/г. Теплота испарения близка к значению 9×10^{10} эрг/г.

Для Q_i – удельной энергии ионизация вещества астероида – было получено аппроксимационное выражение в зависимости от степени ионизации $\alpha = n_e/n$ вещества на основе расчетов в работе [Замышляев и др., 1984] для его удельной теплоемкости – $C = 5 \times 10^6(1 + \alpha)$ эрг/г · град.

Средняя скорость определяется выражением

$$v_v = 3.2 \times 10^3 \sqrt{T_0 + \Delta T_v}, \quad \text{см/с} \quad (5.48)$$

Аналогичные выражения используются для расчета $\Delta T_{ny}, v_{ny}$. На рис. 5.45 представлены распределения температур T и скоростей v в слоях поглощения нейтронного (а) и рентгеновского (б) излучения в зависимости от угла β

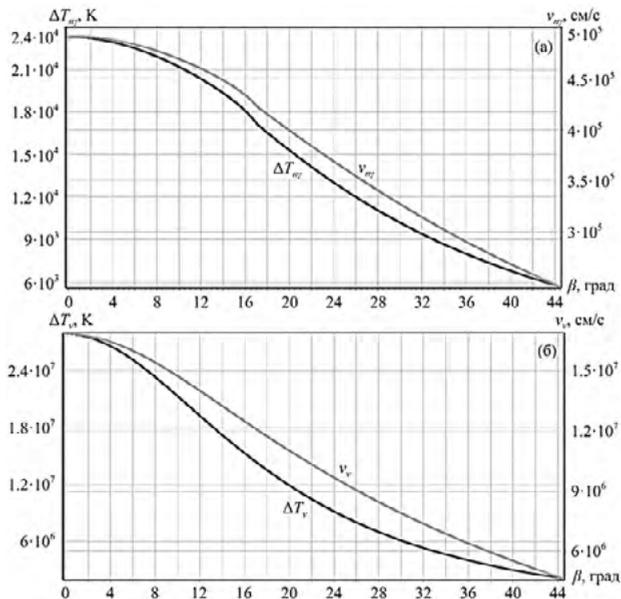


Рис. 5.45

Эти значения используются для расчета проекции импульса отдачи от нейтронов и рентгена по направлению OO_1 :

$$P_{0v\parallel} = 2\pi R^2 \rho \lambda_v \int_0^{\beta_0} v_v(\beta) \sin \beta \cos(\alpha + \beta) \cos \beta d\beta,$$

$$P_{0n\parallel} = 2\pi R^2 \rho \lambda_n \int_0^{\beta_0} v_{n\gamma}(\beta) \sin \beta \cos(\alpha + \beta) \cos \beta d\beta. \quad (5.49)$$

Таким образом, рассчитывается суммарный импульс, который получает от взрыва астероид:

$$P_{0\Sigma} = P_{n\parallel} + P_{p\parallel} + P_{0n\parallel} + P_{0v\parallel}. \quad (5.50)$$

Приобретаемая от этого импульса скорость астероида такова:

$$u = P_{0\Sigma} / M. \quad (5.51)$$

В табл. 5.22 приведены основные интегральные величины, полученные в расчетах.

Табл. 5.22. Интегральные по углу величины массы, импульса и энергии

$P_{n\parallel}$ [г·см/с]	$P_{p\parallel}$ [г·см/с]	M_{0n} [г]	M_{0v} [г]	$P_{0n\parallel}$ [г·см/с]	$P_{0v\parallel}$ [г·см/с]
8.873×10^{10}	1.156×10^{13}	2.053×10^9	4.928×10^6	7.462×10^{14}	5.036×10^{13}
$E_{n\gamma}$ [эрг]	E_v [эрг]	E_p [эрг]	$P_{0\Sigma\parallel}$ [г·см/с]	u_0 [см/с]	E_Σ [эрг]
2.03×10^{20}	5.484×10^{21}	6.164×10^{20}	8.082×10^{14}	96	6.303×10^{21}

Проведены также расчеты для различных высот взрыва. Результаты расчета показывают, что корректный учет геометрии откольных слоев астероида приведет к существенному смещению оптимальной высоты взрыва (см. рис. 5.46, на котором показан суммарный импульс, определяемый по формуле (5.50), который получает астероид в зависимости от высоты взрыва ЯЗ на расстоянии h).

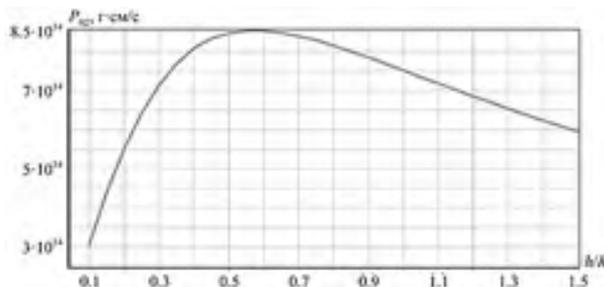


Рис. 5.46

5.3.2. Исследование процесса фрагментации астероида. Теоретический анализ

На настоящее время отсутствуют насколько-нибудь обоснованные представления о структуре материала каменных астероидов [Chopelas, 1990; Ghiorso et al., 2009]. По-видимому, можно предположить, что в результате длительного воздействия солнечного излучения их каменные структуры содержат большое количество трещин различного размера. Поэтому волны сжатия и разрежения, формируемые внутри астероида нейтронными, рентгеновскими и плазменными потоками, могут приводить к его дроблению [Solem, 1993].

Несмотря на то, что существуют силовой и энергетический подходы к развитию трещин в материале [Партон, 1990; Николаева, 2010], сам процесс его разрушения обычно описывается сугубо эмпирически. Известный критерий Гриффитса [Николаева, 2010] основан на балансе энергии, однако трудность состоит в количественном определении соотношения между энергией и динамической фрагментацией, приводящей к определенному массовому спектру осколков дробления при заданных конкретных условиях эксперимента.

В работе [Орленко и др., 2012] выполнены расчеты энергии ядерного заряда, необходимого для разрушения опасных астероидов диаметром более 100 м при взрывах на различных глубинах от поверхности до центра астероида. Под разрушением авторы, по-видимому, понимают дробление астероида на фрагменты размером не больше нескольких метров, которые определенно сгорят в атмосфере планеты. Однако, как показано в ряде работ [Григал и др., 1997], заглупление ЯЗ более чем на несколько метров практически невозможно, оценок размеров фрагментов нет даже для малозаглупленных взрывов. В работе [Пилюгин и др., 2001] моделируется разрушение космических тел при высокоскоростном ударе в лабораторных условиях с использованием оргстекла в качестве мишени. Показано, что распределение фрагментов ударного кратера по массам подчиняется степенному закону, и это согласуется с данными других авторов для других материалов, что свидетельствует о возможности оценки фрагментации на основе достаточно общих энергетических соображений.

В работе [Grady, 1982] энергетический подход основан на равновесном балансе поверхностной энергии фрагмента и локальной кинетической энергии. Используется модель расширения жидкой капли, что может быть неприменимо для каменного материала. Следует отметить, что задача об оптимизации воздействия взрыва на астероид связана с задачей о последствиях высокоскоростного соударения Земли с облаками, образующимися при взрыве осколков, т. е. с задачей о фрагментации, решение которой применительно к астероиду в достаточно удовлетворительном виде пока не существует [Кондауров и др., 1996; Фортвов, 2005].

По данной проблеме ряд работ был выполнен учеными РФЯЦ-ВНИИЭФ. В работе [Заграфов и др., 1996] для контактного взрыва, на основе подхода, изложенного в [Grady, 1982], оценена энергия, необходимая для получения фрагментов различного радиуса: в частности для $R = 10$ м, $E_0 = 0.02$ кт

и для $R = 100$ м, $E_0 = 3$ Мт. По оценкам работы [Заграфов и др., 2009] для контактного взрыва сделан вывод о незначительности доли, по мнению авторов, энергии, идущей на фрагментацию, поэтому достаточное отклонение траектории астероида как целого объекта невозможно без его разрушения.

Значительное количество образовавшихся осколков размером в несколько десятков метров, которые не смогут сгореть в атмосфере, ставит дополнительную задачу о способах их ликвидации.

На основе численного моделирования, проведенного в работах [Шаненко и др., 2016 и 2017], исследуется процесс формирования волн сжатия и разрежения в астероиде при поглощении нейтронов и рентгеновского излучения ЯВ, которые могут привести к фрагментации, по крайней мере, поверхностных слоев астероида.

Для оценки среднего размера осколка при фрагментации будем предполагать, что разрушение происходит при достаточной предельной упругой деформации внутри астероида, соответствующей предельному напряжению σ_m . Полагая $\sigma_m = \frac{E\Delta l_m}{R}$, $U = \frac{1}{2}F_m\Delta l_m$, $\sigma_m = \frac{F_m}{S}$, получаем $U = \frac{1}{2}\frac{\sigma_m^2 SR}{E}$, где E – модуль Юнга; $S = 4\pi r^2$ – площадь поверхности осколка (полагая ее сферической), через которую происходит упругое взаимодействие с другими фрагментами вплоть до их отделения.

$$\text{Тогда} \quad E_g = UN \quad (5.52)$$

где E_g – энергия, выделившаяся на астероиде, которая переходит в предельную энергию упругой деформации.

В результате получаем для среднего размера фрагмента соотношение:

$$r = \frac{2\pi R^4 \sigma_m^2}{EE_g}. \quad (5.53)$$

Поскольку материал астероида не известен достаточно определенно, чтобы использовать адекватное значение σ_m и E , а также можно говорить лишь о приближенном значении E_g , то структура полученного соотношения (5.53) была проверена на простом эксперименте, в определенной степени соответствующего логике его получения. С определенной высоты h , составляющей несколько метров, на абсолютно твердую поверхность падало тело (кирпич) и раскалывалось на фрагменты различного размера. Так как в справочных изданиях имеется значительный разброс в значениях σ_m и E , в соответствии с имеющимися данными в настоящей работе использовались их средние значения: $\bar{\sigma}_m = 1.87 \times 10^7$ Па и $\bar{E} = 2.75 \times 10^{10}$ Па. Полагая, что вся потенциальная энергия mgh переходит в E_g , получим, что при принятых в эксперименте значениях $m = 3.3$ кг и $h = 3$ м из (5.53) следует, что $r = 2.65$ см, значение достаточно хорошо соответствует среднему значению r , полученному в эксперименте. Этот факт, по-видимому, свидетельствует о том, что соотношение (5.53), хотя и очень приближенно, но в целом правильно описывает зависимость среднего значения размера осколков от параметров задачи. Распределение по количеству

осколков данного размера также примерно соответствует степенной зависимости, что характерно для процесса фрагментации [Астероидно-кометная..., 1996; Пиллюгин и др., 2001].

Изложенные выше результаты расчетов показывают, что при принятых исходных параметрах суммарная энергия, переданная поглощенному слою астероида, составляет $\approx 15\%$ от E_0 , т. е. $\approx 6.3 \times 10^{21}$ эрг. В результате передачи импульса скорость астероида в направлении OO_1 (рис. 5.42) будет $u \cong 100$ см/с и, соответственно, кинетическая энергия его движения $Mu^2/2 \cong 4.2 \times 10^{16}$ эрг. Исходя из общефизических соображений (теорема вериала) можно предположить, что примерно такая же энергия уйдет на упругую деформацию, которая и приведет к фрагментации. Определяющий вклад в передачу энергии астероиду дают УВ, формируемые импульсами рентгеновского и нейтронного излучения, а также продуктами ЯВ.

Однако из геометрии задачи ясно, что эти достаточно мощные возмущения выделяют свою энергию по сходящемуся направлению, примерно в конусе с телесным углом $2\pi(1 - \cos \beta_k)$. В случае оптимальной высоты взрыва $h = (\sqrt{2} - 1)R$ получаем $\beta_k = 45^\circ$ и этот телесный угол равен $\pi(2 - \sqrt{2})/2$ и составляет от общего объема астероида часть $(2 - \sqrt{2})/8$.

Оценим эквивалентный сферический радиус этого секторного объема: $r_s = R \sqrt[3]{(2 - \sqrt{2})/8} = 0.42R = 42$ м. Если оценить r из (5.53), полагая в качестве размера тела его эффективный радиус $r_s = 42$ м, а энергию, которая в нем выделяется 4.2×10^{16} эрг = 4.2×10^9 Дж, и те же значения $\bar{\sigma}_m$ и \bar{E} , что для кирпича, то получим $r = 58$ м, то есть по порядку величины этот радиус соответствует r_s .

Таким образом, анализ геометрических и физических представлений показывает, что полученное выражение (5.53), по-видимому, дает физически правильное представление о размере фрагмента астероида. Так как мощность взрыва 1 Мт относительно размера астероида $D = 200$ м относительно невелика, то можно ожидать развала астероида на достаточно крупные осколки, число которых порядка $N \cong (R/r)^3 \approx 8$. И тогда для их ликвидации можно использовать второй эшелон ЯВ сравнительно малой мощности (~ 1 кт).

5.3.3. О радиофизической обстановке в области взрыва и возможности использования средств ракетно-космической обороны в решении проблемы АКО

Определенная трудность существует в процессе наведения ЯЗ на осколки астероида, поскольку радиофизическая обстановка после первого мощного ЯВ осложняется образовавшимся ионизированным облаком (ИО). Степень ионизации ИО определяется расширяющимися продуктами ЯВ, к которым добавляется отлетевшее вещество астероида. Основная масса облака связана с добавлением нейтралов $M_{0n} = 2 \times 10^9$ г, однако его степень ионизации невелика. Существенно ионизован расширяющийся тонкий слой, образованный рентгеновским излучением. Его масса $M_{0v} = 5 \times 10^6$ г сравнима с массой ППВ $M_p = 10^6$ г. Как показывают расчеты [Ступицкий, Холодов, 2019], в результате быстрого

расширения происходит закалка зарядового состава. При удельной энергии $\sim 4.2 \times 10^{12}$ Дж/кг средняя степень ионизации расширяющейся плазмы $\alpha \sim 1$.

Однако плазменное облако взрыва расширяется со скоростью $\sim 10^8$ см/с и соответственно электронная концентрация падает в среднем как

$$n_e = \frac{N}{\frac{4}{5}\pi(vt)^3}. \quad (5.54)$$

После того как электронная концентрация удовлетворит неравенству $n_e < n_e^*$ (где n_e^* – критическая электронная концентрация, которая пропорциональна квадрату частоты электромагнитной волны $\sim f$), электромагнитные волны могут с определенным поглощением проходить через ИО. На рис. 5.47 приведена зависимость времени задержки t от возможности прохождения радиосигнала частоты f через ИО, когда концентрация электронов в ней равна критической n_e^* для данной f , а удаление фрагмента астероида от его начального положения (при $t = 0$, момент взрыва) равно S .

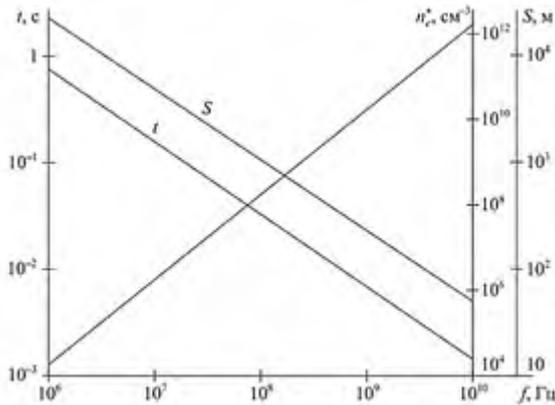


Рис. 5.47

Но за это время все фрагменты астероида успеют сместиться на расстояние S от места воздействия на него первого мощного взрыва. Для $f = 1$ ГГц это смещение составляет примерно 200 м при первоначальной скорости его движения ~ 30 км/с. Таким образом, возникает кинематическая задача о возможности наведения маломощных ЯЗ на крупные осколки астероида. В данной главе обсуждаются лишь некоторые физические вопросы проблемы устранения астероидной опасности, так как в поставленную цель не входило обсуждение кинематических вопросов пространственно-временной ориентации рассматриваемых объектов в процессе их динамики. Ясно, что даже при достаточно надежных и подробных расчетных данных о пространственно-временном поведении ионизационных параметров плазменной области взрыва, произведенного на внемагнитосферных расстояниях, разработка кинематического алгоритма работы ракетно-космической техники представляет собой серьезную самостоятельную проблему.

В работах [Семенов, Трекин, 2004; Семенов, Якубовский 2019; Арсеньев и др., 2006] анализируется возможность использования системы ракетно-космической обороны в качестве эшелона краткосрочного реагирования в общей системе планетарной защиты в условиях дефицита времени [Зайцев, 2000]. При этом естественно было бы учесть опыт создания и возможности систем ракетно-космической обороны (РКО), решающих близкие по характеру задачи: системы предупреждения о ракетном нападении, системы контроля космического пространства и системы противоракетной обороны (ПРО). Так, в интересах защиты Земли от ОКО неоднократно рассматривалась возможность использования наземных средств [Бондаренко, Гусев, 1995; Морозов, 1998] и средств космического базирования [Лыжин и др., 1996], а также средств систем контроля космического пространства и системы ПРО [Курикса, 1998; Завалий и др., 2005]. В работе [Арсеньев и др., 2006] авторы обсуждают в общих чертах схему такого противодействия с использованием указанных выше средств, подчеркивая, что для выполнения этой задачи необходимо иметь достаточно простые и вместе с тем надежные методики для моделирования помех в условиях космического ЯВ. Такие аналитические методики, построенные на основе численного решения трехмерных МГД-задач о развитии КЯВ [Ступицкий, 2004; Ступицкий и др., 2006; Ступицкий, Холодов, 2019], должны обеспечить вычисление параметров среды и их частных производных по пространственным координатам и времени, требуемых для интегрирования уравнения эйконала (в нулевом приближении) [Семенов, 1974]:

$$(\Delta\Psi)^2 = 1 - \alpha \quad (5.55)$$

где $\alpha = \omega_0^2 / \omega^2$; $\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 / m}$ – плазменная частота.

Общее решение уравнения можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 &= A_1 \mathbf{n} + A_2 \mathbf{b}, \\ \mathbf{H}_0 &= \sqrt{1 - \alpha} (A_1 \mathbf{b} - A_2 \mathbf{n}), \end{aligned}$$

где \mathbf{n} , \mathbf{b} – единичные векторы главной нормали и бинормали к лучу с единичным касательным вектором $\mathbf{I}_0 = \nabla\Psi / (1 - \alpha)$.

Уравнения для амплитуды электрического поля $E_0 = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ и угла поворота плоскости поляризации $\theta = \text{arctg}(A_1/A_2)$ находятся из условий совместности системы первого приближения

$$\text{div}(E_0^2 \nabla\Psi) = -k\alpha s E_0^2, \quad (5.56)$$

$$(\nabla\theta \nabla\Psi) = \frac{\sqrt{1 - \alpha}}{T} + \frac{k\alpha\sqrt{\mu}}{2\sqrt{1 - \alpha}} (\nabla\Psi \mathbf{h}_0), \quad (5.57)$$

где $k = \omega/c$; $\mathbf{h}_0 = \mathbf{H}_3/H_3$ – единичный вектор в направлении магнитного поля Земли.

Входящее в (5.57) «кручение» луча определяется выражением [Рытов, 1938]:

$$\frac{1}{T} = \frac{\sqrt{1-\alpha}}{(\nabla\Psi\nabla\sqrt{1-\alpha})^2} \left[\frac{d\nabla\sqrt{1-\alpha}}{d\sigma} (\nabla\Psi\nabla\sqrt{1-\alpha}) \right],$$

где $d\sigma$ – дифференциал длины луча.

В работе [Семенов, Якубовский, 2019] авторы построили и оттестировали на имеющихся экспериментальных данных аналитическую модель расчета ионизационных характеристик для нижнего диапазона высот подрыва (100–250 км), основанную на указанных выше МГД-расчетах [Ступицкий, 2004; Ступицкий и др., 2006; Ступицкий, Холодов, 2019]. Методика основана на аппроксимации численных результатов и может служить основой для расчета электромагнитного поля (5.55)–(5.57) при анализе работы радиолокационных систем в ближней зоне перехвата астероидов.

Таким образом, выполненное выше исследование трансформации энергии надповерхностного ЯВ при его воздействии на астероид показало, что основной вклад в импульс дает разогретая разлетающаяся масса, образуемая потоком нейтронов 7.4×10^{14} дин·с. Приобретаемая от этого импульса скорость астероида составила $\sim 10^2$ см/с. Расчеты, на основе полученного приближенного соотношения для среднего размера фрагмента, показывают, что при принятой мощности взрыва ~ 1 Мт, по-видимому, возможно образование только нескольких крупных фрагментов.

Основные теоретические вопросы распространения радиоволн и их применение к практическим задачам, связанным с ЯВ, изложены в работе [Ступицкий и др., 2010].

ПОСЛЕСЛОВИЕ

Авторами представленной монографии были собраны и изложены результаты исследований многих специалистов по основным аспектам проблемы астероидно-кометной опасности за период с середины XX века по 20-е годы XXI века. Естественно, некоторые интересные вопросы, относящиеся к этой проблеме, остались за пределами монографии по причине ограниченности ее объема. Но из ее содержания можно сделать однозначный вывод о том, что исследование падения небесных тел, а также работа по созданию эффективных методов предотвращения такого вида космических угроз, безусловно, должны быть продолжены, поскольку от этого зависит не только безопасность, но и само существование нашей цивилизации.

Ясно, что актуальность проблемы АКО в дальнейшем будет только нарастать, а, следовательно, эта фундаментальная проблема должна рассматриваться в будущем как на национальном уровне, так и в рамках тесного международного сотрудничества.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

- АКО – Астероидно-кометная опасность
АМС – Автоматическая межпланетная станция
АСЗ – Астероид, сближающийся с Землей
БЗ – Барьерная зона
БЛА – Беспилотный летательный аппарат
ВА – Виртуальный астероид
ВВ – Взрывчатое вещество
ВВС – Военно-воздушные силы
ВСВ – Высокоскоростные выбросы
ВУ – Взрывное устройство
ЕС – Европейский союз
ИАС – Информационно-аналитическая система
ИО – Ионизованное облако, ионизованная область
ИПА РАН – Институт прикладной астрономии РАН
ИАП РАН – Институт автоматизации проектирования РАН
ИС – Информационная система
ИСЗ – Искусственный спутник Земли
ИФ – Инфракрасный (диапазон)
КА – Космический аппарат
КАП – Космический аппарат перехватчик
КЯВ – Космический ядерный взрыв
ЛИ – Лазерное излучение
МАС – Международный астрономический союз
МГД – Магнитогидродинамические (расчеты)
МЗО – Межзвездные объекты
МИД – Министерство иностранных дел
МКА – Малый космический аппарат
МКТ – Малые космические тела
МО – Министерство обороны
МЧС – Министерство чрезвычайных ситуаций
НИР – Научно-исследовательская работа
НПО – Научно-производственная организация
ОБ – Оптический барьер
ОКЗ – Околоземные небесные тела
ОКО – Опасный космический объект
ОНТ – Опасные небесные тела
ООН – Организация объединенных наций
ПВ – Продукты взрыва
ПВО – Противовоздушная оборона
ПЗС – Прибор с зарядовой связью
ПКРС – Полностью консервативные разностные схемы
ПОО – Потенциально опасный объект
ППВ – Плазма продуктов взрыва

ПРО – Противоракетная оборона
РАН – Российская академия наук
РИ – Рентгеновское излучение
РКО – Ракетно-космическая оборона
РКТ – Ракетно-космическая техника
РН – Ракетоносители
РФ – Российская Федерация
РФЯЦ-ВНИИЭФ – Российский федеральный ядерный центр-Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
СМИ – Средства массовой информации
СНГ – Союз независимых государств
СОДА – Система обнаружения дневных астероидов
СПЗ – Система планетарной защиты
СССР – Союз советских социалистических республик
США – Соединенные штаты Америки
ТНТ – Тринитротолуол
УРС – Уравнения состояния
УФ – Ультрафиолетовый (диапазон)
ФИАН – Физический институт Академии наук
ФКП – Федеральная комплексная программа
ЦМП – Центр малых планет
ЦНИИ МАШ – Центральный научно-исследовательский институт машиностроения
ЧС – Чрезвычайная ситуация
ЭМИ – Электромагнитный импульс
ЮНЕСКО – Организация Объединенных Наций по вопросам образования, науки и культуры
ЯВ – Ядерный взрыв
ЯВУ – Ядерное взрывное устройство
ЯЗ – Ядерный заряд
EARN – Европейский исследовательский центр по изучению астероидов
ESA – Европейское космическое агентство
JPL (NASA) – Лаборатория реактивного движения
MOID – Межорбитальные расстояния
MPC – Центр малых планет
MSX – Промежуточный космический эксперимент
NASA – Национальное управление по аэронавтике и исследованию космического пространства
NEA – Сближающийся с Землей астероид
NEO – Объект, сближающийся с Землей
NEO Program – Программа объектов, сближающихся с Землей
NEODYS – Сайт объектов, сближающихся с Землей
SSA – Программа осведомленности о космической ситуации
UBV – Широкополосная фотометрическая система

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абезгауз Г.Г., Тронь А.П., Копенкин Ю.Н., Коровина И.А. (1970) Справочник по вероятностным расчетам. М.: Воениздат, 1970. 536с.
- Абрамов А.В., Елсуков В.П., Минаев И.В., Симоненко В.А., Углов А.С., Филатов С.Ю. (2011) Математическое моделирование падения астероида в океан и последующего наката волны на берег / Молодежь в науке. Сб. докл. 9 научно-техн. конф. 26-28окт., 2010г., Саров. Саров, 2011. С.135-144.
- Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С., Замалин В.М., Кобзев Г.А., Лагарьков А.Н., Мнацаканян А.Х., Норман Г.Э. (1970) Оптические свойства горячего воздуха. М.: Изд-во «Наука», 1970. 320с.
- Адушкин В.В., Спивак А.А. (2007) Подземный взрыв. М.: Наука, 2007. 578с.
- Акимов В.А., Лесных В.В., Радаев Н.Н. (2004) Риски в природе, техносфере, обществе и экономике. М.: Деловой экспресс, 2004. 352с.
- Аксим Д.А., Безруков И.А., Бондаренко Ю.С., Водолагина А.Г., Железнов Н.Б., Кочетова О.М., Кузнецов В.Б. (2018) Каталог нумерованных малых планет на сайте ИПА РАН // Тр. Ин-та прикладной астрономии РАН. Вып. 51. СПб: ИПА РАН, 2019. С. 3-11.
- Александрова А.Г., Галушина Т.Ю., Прищепенко А.Б., Холшевников К.В., Чечеткин В.М. (2016) О превентивном разрушении опасного астероида // Астрон. журн. Т.93. №6. С.595-602.
- Александрова А.Г., Галушкина Т.Ю., Прищепенко А.Б., Холшевников А.В., Чечеткин В.М. (2019) О возможности безопасного разрушения угрожающего Земле астероида // Астрон. журн. Т. 96. № 9. С. 785-792.
- Алексеев А.С., Величко И.И., Волков Ю.А., Ведерников Ю.А. (1997) Ракетная концепция космической защиты Земли / Космическая защита Земли. Изв. Челябинского науч. центра. Спец. выпуск. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ. С. 55-72.
- Алексеев А.С., Ведерников Ю.А., Лаврентьев М.М. (2002) Обзор проектов систем противодействия столкновениям астероидов с Землей // Большая Медведица. № 1. С. 38-43.
- Алексеев А.С., Ведерников Ю.А., Лаврентьев М.М., Черных Н.С. (2003) Астероидная угроза, ядерный щит и гравитационный экран // Большая Медведица. № 1. С. 5-11.
- Алексеев А.С., Петренко В.Е. (2003) Оценки частоты космических ударов о планеты земной группы // Большая Медведица. 2003. №1. С.39-43.
- Алимов Р.В., Дмитриев Е.В. (1998) Типовые сценарии защиты Земли от астероидно-кометной опасности / Доклады и выступления. Междунар. конф. «Глобальные проблемы как источник чрезвычайных ситуаций». 22-23 апреля 1998г., Москва. М.: УРСС, 1998. С.301-304.
- Андрущенко В.А., Кестенбойм Х.С., Чудов Л.А. (1981) Движение газа, вызванное точечным взрывом в неоднородной атмосфере // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. №6. С.144-151.

Андрущенко В.А., Мещеряков М.В., Чудов Л.А. (1989) Отражение сферической ударной волны от плоскости при наличии на ней слоя нагретого газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. №4. С.141-147.

Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Султанов И.А., Шевелев Ю.Д. (2007а) Кометно-астероидная опасность и возможность ее предотвращения. Состояние вопроса. (Обзор) / Проблемы вычисл. и прикл. мех. Автоматизация моделирования. Вып. 1. М.: Компания Спутник+, 2007. С.51-81.

Андрущенко В.А., Галенко А.Н., Головешкин В.А., Холин Н.Н. (2007б) О влиянии вращения на напряженно-деформированное состояние космического тела при движении в атмосфере // Кинематика и физика небесных тел. 2007. Т.23. №4. С.250-256.

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г., Шевелев Ю.Д. (2007в) Оценка тепловых потоков к поверхности затупленных тел при движении с гиперзвуковой скоростью в атмосфере // ПММ. 2007. Т.71. Вып.5. С. 827-836.

Андрущенко В.А., Мурашкин И.В., Шевелев Ю.Д. (2011) Численное решение задачи теории точечного взрыва в переменных Лагранжа. Некоторые новые результаты // Матем. моделир. 2011. Т.23. №9. С.135-147.

Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Холин Н.Н. (2012) Оценка температурных напряжений, возникающих в метеороиде при гиперзвуковом движении в атмосфере Земли / Проблемы вычисл. и прикл. мех. Автоматизация моделирования. Вып.2. М.: МАКС Пресс, 2012. С.80-85.

Андрущенко В.А., Шевелев Ю.Д. (2013) Обстрел Земли из космоса – хроника столетия // Компьютерные исследования и моделирование. 2013. Т.5. №6. С.907-916.

Андрущенко В.А., Мурашкин И.В., Шевелев Ю.Д. (2013а) Численное решение задачи о взрыве в атмосферах планет в переменных Лагранжа // Изв. РАН. МЖГ. № 3. С. 148-156.

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г., Шевелев Ю.Д. (2013б) Моделирование падения Челябинского метеорита // Компьютерные исследования и моделирование. 2013. Т.5. №6. С.927-940.

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г. (2014) О разрушении Челябинского метеорита // Естественные и технические науки. 2014. №7. С.15-19.

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г., Шевелев Ю.Д., Головешкин В.А. (2016а) О механизмах разрушения метеоритных тел и теплопередаче к их поверхности // Матем. моделир. 2016. Т.28. №2. С.31-39.

Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Сызранова Н.Г. (2016б) О механизмах разрушения метеорных тел / Матер. XI Междунар. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ'2016), 25-31 мая 2016г., Алушта. – М.: Изд-во МАИ, 2016. С.269-271.

Андрущенко В.А., Мурашкин И.В., Шевелев Ю.Д. (2016в) Численное исследование взаимодействий множественных сферических ударных волн друг с другом и подстилающей поверхностью // ЖВММФ. 2016в. Т.56. №6. С.1115-1121.

Андрущенко В.А., Мурашкин И.В. (2016г) Численное исследование задачи о шести точечных взрывах / Матер. XX Междунар. конф. по неравновесным

процессам в соплах и струях. (NPNJ' 2016), 24-31 мая 2016г., Алушта. М.: Изд-во МАИ, 2016. С.169-171.

Андрущенко В.А., Мурашкин И.В., Шевелев Ю.Д. (2017) Интенсивные атмосферные вихри: Проблемы оценки и управления рисками. Методы предотвращения. М.: ЛЕНАНД, 2017. 304с.

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г. (2017а) О полете и разрушении Сихотэ-Алинского метеорита // Естественные и технические науки. №11. С. 210-212.

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г. (2017б) Сравнительный анализ процессов разрушения двух болидов в атмосфере Земли // Естественные и технические науки. №12. С. 186-188.

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г. (2018) Математическое моделирование падения и фрагментации Сихотэ-Алинского болида // Матем. моделир. Т.30. №11. С.5-12.

Андрущенко В.А., Лукашенко В.Т., Максимов Ф.А., Мурашкин И.В., Сызранова Н.Г., Шевелев Ю.Д. (2018а) Комплексное математическое исследование падения болидов в атмосфере с завершающим множественным взрывом // ЖВММФ. Т.58. №8. С.97-112.

Андрущенко В.А., Максимов Ф.А., Сызранова Н.Г. (2018б) Моделирование полета и разрушения болида Бенешов // Компьютерные исследования и моделирование. Т.10. №5. С.605-618.

Андрущенко В.А., Моисеева Д.С., Моторин А.А., Ступицкий Е.Л. (2019) Моделирование физических процессов воздействия мощного ядерного взрыва на астероид // Компьютерные исследования и моделирование. Т.11. №5. С.861-877.

Андрущенко В.А., Ступицкий Е.Л. (2020) Численные исследования структуры возмущенных областей, образованных мощными взрывами на различных высотах. Обзор // Компьютерные исследования и моделирование. Т.12. №1. С.97-140.

Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Сызранова Н.Г. (2020а) Об одном из механизмов, формирующих поверхностный рельеф выпадающих метеорных тел // ТВТ. Т.58. №1. С.135-140.

Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Сызранова Н.Г. (2020б) Моделирование механизмов разрушения поверхностного слоя метеороида под воздействием термического фактора // Матем. моделир. 2020б. Т.32. №12. С.103-113.

Андрущенко В.А., Ступицкий Е.Л., Моисеева Д.А., Моторин А.А., Мурашкин И.В. (2020в) Исследование и математическое моделирование явлений, связанных с развитием и воздействием взрывов. М.: Изд-во академии наук, 2020. 192с.

Андрущенко В.А., Ступицкий Е.Л., Сызранова Н.Г. (2022) Катастрофы в голоцене, вызванные падением комет и астероидов в океан // Природа. 2022. №2. С.33-43.

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г. (2023) О влиянии баллистических параметров метеороидов на их разрушение в атмосфере Земли // Матем. моделир. 2023. Т.35. №6. С.81-95.

Анисимов В.Ю., Анисимова И.В. (2011) Кометы и моделирование их столкновения с Землей / Вестн. Поволжской гос. соц.-гуман. академии. Фак-т матем., физики и информ. Самара: ПГСГА, 2011. С.95-112.

Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортов В.Е. (1984) Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях // УФН. 1984. Т. 142. Вып. 3. С. 395-434.

Антипин В.С., Язев С.А., Кузьмин М.И., Перепелов А.Б., Ефремов С.В., Митичкин М.А., Иванов А.В. (2004) Природные явления и вещество абляционного следа Витимского метеороида (25 сентября 2002г.) // Докл. РАН. 2004. Т. 398. № 4. С. 482-486.

Анфилогов В.Н. (2018) Формирование Земли и планет Солнечной системы. Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2018. 116с.

Апофелес С. (2014) Полет к комете // Химия и жизнь. 2014. №12. С.2-5.

Апштейн Э.З., Варганян Н.В., Сахаров В.И. (1986) О распределении лучистых тепловых потоков по поверхности пространственных и осесимметричных тел при сверхзвуковом обтекании их идеальным газом // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. №1. С.92-97.

Аристова Е.Ю., Аушев А.А., Баранов В.К. и др. (37 соавторов) (2018) Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерных взрывов на опасные астероиды // ЖЭТФ. 2018. Т.153. Вып. 1. С.157-172.

Аристова Е.Ю., Белов И.А., Гаранин Р.В., Денисова В.А., Деркач В.Н., Золотовский А.В., Краюхин А.А., Мальцева Н.С., Мисько В.В., Рогачев В.Г., Скорочкин Ю.В., Стадник А.Л., Стародубцев П.В., Телегина В.Ю., Хатункин В.Ю. (2019) Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерного взрыва на каменные, ледяные и железно-никелевые астероиды / Забабахинские науч. чтения: Сб. матер. 14 Междунар. конф. Снежинск. 18-22 марта 2019. Снежинск: 2019. 12с.

Арсеньев Г.Н., Семенов Б.И., Торговкин С.Н., Трекин В.В. (2006) Двойное использование систем ракетно-космической обороны в интересах решения проблемы астероидно-кометной опасности // Информационно-измерительные и управляющие системы. Т.4. №5. С.5-12.

Артемяева Н.А., Шувалов В.В., Светцов В.В. (2017) Разрушительные эффекты на поверхности при падении космических тел: ударные волны и землетрясения / Матер. V конф. молодых ученых с междунар. участием «Метеориты. Астероиды. Кометы». Екатеринбург: Форт Диалог-Исеть, 2017. С.12-16.

Арцимович Л.А. (1961) Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961. 468с.

Асатуров М.Л. (1984) Закономерности эволюции аэрозоля после крупных выбросов в стратосферу // Метеорология и гидрология. 1984. №11. С.59-66.

Асатуров М.Л., Будыко М.И., Винников К.Я., Гройсман П.Я., Кабанов А.С., Кароль И.Л., Коломеев М.П., Пивоварова З.И., Розанов Е.В., Хмельцов С.С. (1986) Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256с.

Асатуров М.Л. (1988) Влияние изменений радиационного режима на температуру воздуха у поверхности суши и океана // Метеорология и гидрология. 1988. №3. С.17-28.

Асатуров М.Л. (1992) Стратосферный аэрозольный слой: закономерности формирования, эволюции и воздействия на климат / Автореф. дисс. на соискание учен. степени д-ра геогр. наук. М., МГУ, 1992. 35с.

Асатуров М.Л. (1993) Климатические последствия крупных вулканических извержений // Метеорология и гидрология. 1993. №8. С.48-54.

Асатуров М.Л. (1999) Последствия выбросов аэрозоля в стратосферу при падении крупных метеоритов // Метеорология и гидрология. 1999. №4. С.38-46.

Асланов В.С. (2004) Пространственное движение тела при спуске в атмосфере. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 160с.

Астанин А.В., Дашкевич А.Д., Петров И.Б., Петров М.Н., Утюжников С.В., Хохлов Н.И. (2016) Моделирование влияния головной ударной волны Челябинского метеорита на поверхность Земли // Матем. модел. Т.28. №8. С.33-45.

Астапович И.С. (1936) Метеоритные кратеры на поверхности Земли // Мирозведение. 1936. Т.25. №2. С.92-104.

Астапович И.С. (1958) Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Физматгиз, 1958. 640с.

Аствацатурян М. (2022) Есть отклонение // Поиск. 2022. № 43. С.15.

Аствацатурян М. (2023) Молекулы жизни // Поиск. 2023. №15. С.15.

Астероидно-кометная опасность (1996) / под ред. А.Г.Сокольского. СПб.: ИТА РАН, МИПАО, 1996. 244с.

Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра (2010) / под ред. Б.М.Шустова и Л.В.Рыхловой. М.: Наука, 2010. 384с.

Астероидно-кометная опасность: стратегия противодействия (2015) / Под общ. ред. В.А.Пучкова. М.: ФГБУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ), 2015. 272с.

Афанасьев И. (2022) Буксир ложится на курс // Российский космос. 2022. Вып. 4(38). С.10-15.

Афанасьева С.А., Трушков В.Г. (1997) Численное моделирование метеоритного удара по горной породе и воде // Изв. РАН. МТТ. 1997. №4. С.77-86.

Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Козорезов К.И., Старенченко С.В., Хабибуллин М.В., Югов Н.Т. (1999а) Анализ высокоскоростного проникания сильнопористого ударника в мишень конечной толщины // Изв. РАН. МТТ. 1999а. №2. С.91-100.

Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Крамшонков Е.Н., Морозов В.Е., Трушков В.Г., Хабибуллин М.В., Югов Н.Т. (1999б) Моделирование метеоритного удара / Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Сб. науч. статей. Вып. 3. Томск: Изд-во Томского ун-та, 1999б. С.83-84.

Ахметшин Р.З., Ивашкин В.В., Смирнов В.В. (1994) Анализ возможности уменьшения астероидной опасности для Земли ударным воздействием космического аппарата // Астрон. вестн. Т. 28. № 1. С. 13-20.

Багров А.В. (2014) Потоки тел декаметровых размеров через околоземное пространство / Матер. Всерос. науч. конф. «Метеорит Челябинск – год на Земле». Челябинск, 2014. С. 82-89.

Бадюков Д. (2023) Что упало, не пропало. Метеоритные кратеры на Земле // Наука и жизнь. 2023. №6. С.2-10.

Базилевский А.Т., Иванов Б.А., Флоренский К.П., Яковлев О.И., Фельдман В.И., Грановский Л.В. (1983) Ударные кратеры на Луне и планетах. М.: Наука, 1983. 200с.

Байгашов А.С., Никитин М.А., Тепляков А.С. (2022) Ядерная защита от километровых астероидов // Космич. исслед. 2022. Т.60. №4. С.325-330.

Бакланов О., Зайцев А., Клаповский А., Махутов Н. (2017) От астероидно-кометной опасности Землю защитит «Цитадель» // Военно-космическая сфера. №1. С.90-95.

Баранов Ю.В. (1997) Оптико-электронный комплекс обнаружения опасных космических объектов / Космическая защита Земли. Известия Челябинского научного центра. Специальный выпуск. 1997. РФЯЦ-ВНИИТФ. Снежинск. С. 20-26.

Барелко В.В., Кузнецов М.В., Быков Л.А. (2014) Механизм «парового взрыва» в техногенных и природных катастрофах // Безопасность объектов топливно-энергетического комплекса (ТЭК). № 2 (6). С. 128-133.

Барелко В.В., Кузнецов М.В., Быков Л.А. (2015) К вопросу о роли механизма «парового взрыва» в природных катастрофах. Взрывы метеоритов и извержения вулканов // Технологии гражданской безопасности. 2015. Т.12. №2(44). С.60-63.

Барри Н.Г., Стулов В.П. (2003) Особенности дробления болида Бенешов // Астрон. вестн. Т.37. №4. С.332-335.

Барри Н.Г. (2006) Испарение и разрушение метеорного тела в атмосфере / Дисс. канд. физ. - мат. наук. МГУ им. М.В. Ломоносова. 2006. 75с.

Бархударов Э.М., Березовский В.Р., Мдивнишвили М.О., Тактакишвили М.И., Цинцадзе Н.Л., Челидзе Т.Я. (1984) Диссипация слабой ударной волны в лазерной искре в воздухе // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10. Вып.19. С.1178-1181.

Батмунх Н., Оськина К.И., Санникова Т.Н., Титов В.Б., Холшевников К.В. (2019) Увод астероида с помощью двигателя малой тяги, направленной по трансверсали // Астрон. журн. Т 96. № 11. С. 961-968.

Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П., Кулеш Дж., Стрелов Р. (1986) Взрывные явления. Оценка и последствия. Кн. 1 и 2. М.: Мир, 1986. 319с. и 384с.

Белов И.А., Бельков С.А., Воронин А.Ю., и др. (20 соавторов) (2020) Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерного взрыва на ледяные и железные астероиды // ЖЭТФ. 2020. Т. 157. Вып. 5. С. 928-935.

Белов П.Г. (2013) Теоретико-методологические основы национальной безопасности. СПб.: Стратегия будущего, 2013. 448с.

Белов П.Г. (2014) О международной системе оповещения и защиты от астероидно-кометных угроз // МОНИТОРИНГ. Наука и безопасность. №3(15). С.36-44.

Белоцерковский О.М., Андрущенко В.А., Шевелев Ю.Д. (2013) Динамика вихревых течений в атмосфере, обусловленных природными факторами. М.: Издательский центр «Полет Джонатана», 2013. 432с.

Беляев Н.М. (1976) Соппротивление материалов. М.: Наука. Физматлит. 607с.

Бехтерев В.М. (1994) Внушение и толпа / Гипноз, внушение, телепатия. М., 1994. С.156-171.

Бобровский С.В., Гоголев В.М., Замышляев Б.В., Ложкина В.П., Рассказов В.В. (1976а) Интерполяционное уравнение состояния для сланца и его приложение к исследованию скорости откола при сильных ударных волнах // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 1976а. №2. С.58-61.

Бобровский С.В., Гоголев В.М., Замышляев Б.В., Ложкина В.П., Рассказов В.В. (1976б) Исследование влияния процессов термического разложения на скорость откола при сильных ударных волнах в твердых средах // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 1976б. №3. С.49-57.

Бобровский С.В., Гоголев В.М., Менжулин М.Г., Шилова Р.В. (1978) Интерполяционная термодинамическая модель для воды в области однородных и двухфазных состояний // ПМТФ. 1978. №5. С.130-139.

Бодин Б.В., Емельянов В.А., Левицкий Ю.Е., Лукьященко В.И., Черяпкин И.Я., Уткин В.Ф. (1997) Космическая система обнаружения и заблаговременного предупреждения о ранее неизвестных опасных астероидов размером более 50м / Изв. Челябинского научн. центра. Спец. выпуск. Космическая защита Земли. Тр. междунар. научн. конф. Ч.1. 23-27 сент. 1996г. г. Снежинск. Снежинск: Изд-во РФЯЦ. С.8-17.

Бомштейн К.Г., Гранич В.Ю. (2018а) Минитюризация космических летательных аппаратов: разработка и применение // Полет. 2018. №7. С.24-35.

Бомштейн К.Г., Гранич В.Ю. (2018б) Разработка и применение малых беспилотных летательных аппаратов // Полет. 2018. №12. С.45-53.

Бондаренко А.П., Гусев В.Б. (1995) Концепция создания комплексной глобальной системы минимизации астероидной опасности / Тез. докл. Всерос. Конф. «Астероидная опасность - 95». Т.2. СПб.: ИТА РАН, 1995. С.23-24.

Бондаренко Ю.С., Медведев Ю.Д. (2010) Изменение негравитационного ускорения кометы Темпель-1 вследствие столкновения с ударником космической миссии Deep Impact / Тр. ИПА РАН. 2010. Вып.21. С.153-161.

Бондаренко Ю.С., Медведев Ю.Д. (2014) Движение астероидов и комет в атмосфере Земли / Тр. Ин-та прикл. астрономии РАН. 2014. Вып. 31. С. 25-38.

Борисов Г.В., Шустов Б.М. (2021) Открытие первой межзвездной кометы и пространственная плотность межзвездных объектов в солнечной окрестности // Астрон. вестн. 2021. Т.55. №2. С.144-152.

Боровик Ф.Н., Романов Г.С., Сметанников А.С. (1999) Моделирование динамики удара больших метеорных тел по поверхности планеты // ИФЖ. 1999. Т. 72. №4. С.686-696.

- Бронштэн В.А. (1981)** Физика метеорных явлений. М.: Наука. 416с.
- Бронштэн В.А. (1985)** Ядра комет // Метеоритика. 1985. Вып.44. С.21-29.
- Бронштэн В.А. (1987)** Метеоры, метеориты, метеороиды. М.: Наука. 176с.
- Бронштэн В.А. (1995)** Дробление и разрушение крупных метеорных тел в атмосфере // Астрон. вестн. 1995. Т.29. №5. С.450-458.
- Бронштэн В.А. (1999)** Гигантские метеориты XXв. // Природа. 1999. №3. С.62-68.
- Броуд Г.Л. (1975)** Расчет взрывов на ЭВМ. Подземные взрывы. М.: Мир, 1975. 163с.
- Брумберг В.А. (1972)** Релятивистская небесная механика. М.: Наука, 1972. 382с.
- Брыкина И.Г., Стулов В.П. (2012)** О взаимной роли конвективного и лучистого теплообмена в метеорном диапазоне параметров // Докл. РАН. 2012. Т.443. №5. С.576-577.
- Брыкина И.Г. (2018)** О модели фрагментации крупного метеороида: моделирование взаимодействия Челябинского метеороида с атмосферой // Астрон. вестн. 2018. Т.52. №5. С.437-446.
- Брыкина И. Г., Брагин М. Д., Егорова Л. А. (2019)** О моделях фрагментации метеороидов в атмосфере // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2019. Т.20, вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2019-20-2/articles/822/>
- Брыкина И.Г., Егорова Л.А. (2022)** О степенном законе для описания распределения фрагментов разрушенного космического тела по массам // Астрон. вестн. 2022. Т.56. №5. С.356-368.
- Бугров Н.В., Захаров Н.С. (1994)** Численное моделирование ударных явлений при падении метеоритов // Астрон. вестн. 1994. Т. 28. №1. С.55-60.
- Будыко М.И., Голицын Г.С., Израэль Ю.А. (1986)** Глобальные климатические катастрофы. М.: Гидрометеиздат, 1986. 160с.
- Букреев В.И., Гусев А.В. (1995)** Волны, вызванные падением тела на свободную поверхность мелкой воды. Эксперимент // Докл. РАН. 1995. Т.341. №6.
- Букреев В.И., Гусев А.В. (1996)** Гравитационные волны при падении тела на мелкую воду // ПМТФ. 1996ю Т.37 №2. С.90-98.
- Бурдонский И.Н., Леонов А.Г., Макаров К.Н., Юфа В.Н. (2019)** Измерения удельного импульса отдачи для моделирования воздействия ядерного лазерного излучения на потенциально опасные астероиды / Забабахинские науч. чтения: Сб. матер. 14 Междунар. конф. Снежинск. 18-22 марта 2019. Снежинск: 2019. 8с.
- Быков А.А., Порфирьев Б.Н. (2006)** Об анализе риска, концепциях и классификации рисков // Проблемы анализа риска. Т.3. №4. С.319-337.
- Быков А.А. (2007)** О методологии экономической оценки жизни среднестатистического человека // Проблемы анализа риска. Т.4. №2. С.178-191.
- В Роскосмосе нет денег на защиту россиян от космических угроз (2013) // «Интерфакс», 15.02.2013г.: <http://www.interfax.ru/russia/news.asp?id=290724>.
- Ваганов В.И., Иванкин П.Ф., Кропоткин П.Н., Трухалев А.И., Семененко Н.П., Цимбал С.Н., Татаринцев В.И., Глуховский М.З., Булгаков Е.А. (1985)** Взрывные кольцевые структуры щитов и платформ. М.: Недра, 1985. 200с.

- Валентинов Н. (2014)** Цунами – «ангел Апокалипсиса» // Тайны XX века. 2014. №39. С.22-23.
- Вальтер А.А., Брянский В.П., Лазаренко Е.Е. (1984)** Особенности генеза астроблем Украинского щита // Докл. 27МГК. 1984. Т.19. С.89-96.
- Вальтер А.А., Гуров Е.П. (1979)** Установленная и предполагаемая распространенность взрывных метеоритных кратеров на Земле и их сохранность на Украинском щите / Метеоритные структуры на поверхности планет. М.: Наука, 1979. С.126-148.
- Вальтер А.А., Финкель Л.С. (1996)** Проблема периодичности метеоритной бомбардировки Земли // Астрон. вестн. 1996. Т.30. №1. С.37-42.
- Васильев Н.В. (2004)** Тунгусский «метеорит». Космический феномен 1908. М.: Русская панорама, 2004. 372с.
- Вдовыкин Г.П. (1971)** Метеорит Каньон-Дьябло. М.: Наука, 1971. 115с.
- Вдовыкин Г.П. (1974)** Метеориты. М.: Наука, 1974. 183с.
- Веденеева Н. (2022)** Тунгусский метеорит найден? // Московский комсомолец, №28861, 5 сентября 2022. С.1, 6.
- Ведерников Ю.А., Дедов В.В., Товаров А.К., Фрумин В.Л. (1995)** Расчетно-экспериментальное исследование множественного кумулятивного воздействия на преграды различной прочности / IV Междунар. конф. Лаврентьевские чтения, 3-7 июля 1995. Тез. докл. Новосибирск: Ин-т гидромеханики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 1995. С. 142.
- Ведерников Ю.А., Крюков Б.П. (2004)** Математическое моделирование космогенных цунами // Большая Медведица. 2004. № 1. С. 51-57.
- Ведешин Л.И. (2017)** Фундаментальные основы создания системы мониторинга астероидно-кометной опасности Земли / Тр. ИПА РАН. Вып. 42. С.64-71.
- Величко Ф.П. (1991)** Определение и анализ параметров вращения астероидов. Дисс. канд. физ.-мат. наук. 20.09.91. Киев, 1991. 196 с.
- Величко Ф.П., Лупишко Д.Ф. (1991)** Вращение астероидов // Астрон. вестн. 1991. Т.25. №3. С.259-276.
- Верещага А.Н., Заграфов В.Г., Шаненко А.К. (1994)** Оценка мощности ядерного взрыва, необходимого для изменения траектории астероида // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. 1994/1995. Вып. 3/1. С.3-8.
- Верещага А.Н., Заграфов В.Г., Шаненко А.К. (1997)** О возможности дробления астероидов ядерными взрывами // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. Вып. 2-3. С. 16-19.
- Взрыв на комете увидели с Земли (2005)** // Земля и Вселенная. 2005. №6. С.101-102.
- Взята проба грунта с астероида! (2006)** // Земля и Вселенная. 2006. №1. С.76.
- Витковский И.И. (1971)** К вопросу о происхождении планет // Астрон. вестн. 1971. Т.V. №2. С.82-88.
- Вишневский С.А. (2007)** Астроблемы. Новосибирск: ООО «Нонпарель», 2007. 288с.

Владимиров В.А., Рыхлова Л.В. (2014) Угроза с неба (астероидно-кометная опасность) // Стратегия гражданской защиты: проблемы и исследования. Т.4. Вып.2. С.591-602.

Власенко В.Ф., Буренков М.С., Пичугин В.Ю. (2005) Проблемы медицинской защиты населения в чрезвычайных ситуациях, инициированных падением космических объектов природного происхождения / Всерос. конф. «Астероидно-кометная опасность – 2005» (АКО-2005). Матер. конф. СПб.: ИПА РАН, 2005. С. 92-95.

Вознесенский А.В. (1925) Падение метеорита 30 июня 1908г. в верховьях р.Хатанги // Миропведение. 1925. Т.14. №1. С.25-38.

Войцеховский Б.В. (1980) К проблеме Тунгусского метеорита // ФГВ. №5. С.5-8.

Волков А.В., Острейковский В.А. (2019) Обзор современных подходов к защите Земли от космических угроз // Вестн. кибернетики. 2019. №4(36). С.17-25.

Волков А.Н., Лукьянов Г.А. (2008) Тепловое состояние и газопроизводительность вращающихся кометных ядер // Астрон. вестн. 2008. Т. 42. № 3. С. 222-239.

Волков К.Н., Дерюгин Ю.Н., Емельянов В.Н., Карпенко А.Г., Козелков А.С., Тетерина И.В. (2013) Методы ускорения газодинамических расчетов на неструктурированных сетках. М.: Физматлит, 2013. 535с.

Волков К.Н., Дерюгин Ю.Н., Емельянов В.Н., Козелков А.С., Тетерина И.В. (2014) Разностные схемы в задачах газовой динамики на неструктурированных сетках. М.: Физматлит, 2014. 416 с.

Ворожцов В.Е., Яненко Н.Н. (1985) Методы локализации особенностей при численном решении задач газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1985. 221с.

Востоков В.Ю. (2016) Оценка и прогноз риска чрезвычайных ситуаций в оперативном порядке. М.: Научное изд-во ТВП / Редакция ОП и ПМ, 2016. 312 с.

Всевидающее око (2017) // Аргументы и факты. №4(1889). С.38.

В Роскосмосе нет денег на защиту россиян от космических угроз (2013) // «Интерфакс», 15.02.2013. <http://www.intefax.ru/russia/news.asp?id=290724>

Всехсвятский С.К. (1958) Физические характеристики комет. М.: Гос. изд-во физ.-мат. литер., 1958. 575с.

Всехсвятский С.К. (1967) Природа и происхождение комет и метеорного вещества. М.: «Просвещение», 1967. 184 с.

Высокоскоростные ударные явления (1973) М.: Мир, 1973. 530с.

Галушина Т.Ю., Скрипниченко П.В. (2015) Обзор популяции астероидов, сближающихся с Землей // Матер. 44-й междунар. студ. науч. конф. «Физика космоса». Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2015. С. 25-36.

Галушина Т.Ю., Александрова А.Г., Холшевников К.В. (2016) Сравнение эффективности применения различных способов превентивного разрушения опасного астероида // Изв. ВУЗ'ов. Физика. Т. 59. №10/2. С. 70-74.

Гафнатюк Н. М., Горькавый Н.Н. (2013) Астероиды со спутниками: анализ наблюдательных данных // Астрон. вестн. 2013. Т.47. №3. С.231-219.

- Гвардейцев М.И., Кузнецов П.Г., Розенберг В.Я. (1996)** Математическое обеспечение управления. Меры развития общества. М.: Радио и связь, 1996. 246с.
- Герасютин С.А. (2004)** Старт АМС «Розетта» // Земля и Вселенная. 2004. №4. С.47-50.
- Герельс Т., Ксанфомалити Л. (2000)** Поиск сближающихся с Землей комет и астероидов // Астрон. вестн. 2000ю Т.34. №1. С.41-54.
- Глазачев Д.О., Попова О.П., Шувалов В.В., Светцов В.В., Трубецкая И.А. (2015)** Оценка поражающих факторов при падении опасного космического объекта / «Околоземная астрономия – 2015». Тр. междунар. конф. 31 авг.- 5 сент. 2015г. п.Терскол. М.: Янус-К. С.216-221.
- Глазачев Д.О., Попова О.П., Подобная Е.Д., Шувалов В.В., Артемьева Н.А., Светцов В.В. (2021)** Местоположение центра «метеорного взрыва» / Динамические процессы в геосферах. Вып. 13: Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: Графитекс, 2021. С.98-107.
- Глуховский М.З., Кузьмин М.И. (2013)** Котуйканская кольцевая структура: возможное свидетельство масштабного импактного события на севере сибирского кратона // Геология и геофизика. 2013. Т.54. №1. С.3-26.
- Гнедин Ю.Н. (1999)** Астрономические наблюдения кометы века: новые неожиданные результаты // Соровский образовательный журнал. 1999. №6. С.82-89.
- Годунов С.К. (1959)** Разностный метод численного расчета разрывных уравнений гидродинамики // Матем. сб. 1959. Т. 47(89). №3. С.271-306.
- Головизнин В.М., Рязанов М.А., Самарский А.А., Сороковников О.С. (1984)** Полностью консервативная коррекция потоков в задачах газовой динамики // ДАН СССР. 1984. Т. 274. №3. С.524-528.
- Голубчиков Ю.Н. (2005)** Глобальные катастрофы в истории цивилизаций. М.: Вече, 2005. 384с.
- Горбатенко М.В., Дьяков С.С., Ломайкин А.И. (2018)** О выборе высоты подрыва ядерного заряда над поверхностью астероида // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. Вып. 4. С. 10-21.
- Горшкова О.А., Кузмичев В.В. (2006)** Космогонические закономерности в комплексе короткопериодических комет // Кинематика и физика небесных тел. 2006. Т.22. №3. С.208-218.
- Грек А. (2018)** Ускоритель на орбите // Популярная механика. 2018. №7. С.70-73.
- Григал П.В., Замышляев Б.В., Любимов А.Г., Комаров А.С., Родионов С.Н., Таранов А.А., Чистов В.Г. (1997а)** Об использовании кинетической энергии удара для разрушения астероида / Космическая защита Земли. Изв. Челябинского научн. центра. Спец. выпуск. 1997. С. 194-200.
- Григал П.В., Любимов А.Г., Пиджаков В.А., Таранов А.А., Чистов В.Г. (1997б)** Способ заглупления в астероид ядерного устройства / Известия Челябинского научного центра. Специальный выпуск. Ч.1. Космическая защита Земли. Тр. Междунар. научн. конф. 23-27 сент. 1996г., г.Снежинск. Снежинск: Изд-во Рос. Федерального центра – ВНИИТФ. С.201-204.

Григорян С.С. (1976) К вопросу о природе тунгусского метеорита // ДАН СССР. 1976. Т.231. N.1. С.57-60.

Григорян С.С. (1979) О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космич. исслед. Т. 17. Вып. 6. С. 875-893.

Григорян С.С. (2003) Юбилей Тунгусского «пришельца» // Земля и Вселенная. 2003. №6. С.259-275.

Григорян С.С., Ибодов Ф.С., Ибадов С.И. (2013) Челябинский суперболид: к физике взрыва. // Астрон. вестн. 2013. Т.47. №4. С.292-298.

Гуров Е. П. (2016) Импактные структуры в морях и океанах // Геология и полезные ископаемые Мирового океана. 2016. № 1. С. 5-18.

Гурьянов А. (2022) Флагман астрореволюции // Химия и жизнь. 2022. №1. С.2-11.

Дабижа А.И. (1977) Новая интерпретация строения метеоритных кратеров // Астрон. вестн. 1977. Т.11. №2. С.73-77.

Дабижа А.И., Зоткин И.Т., Федынский В.В. (1979) О распределении метеоритных кратеров на поверхности Земли / Метеоритные структуры на поверхности планет. М.: Наука, 1979. С.117-125.

Дабижа А.И., Зоткин И.Т. (1980а) Эволюция системы метеоритных кратеров на Земле // Астрон. вестн. 1980. Т.14. №3. С.182-188.

Дабижа А.И., Зоткин И.Т. (1980б) Поток кратерообразующих объектов и эволюция кратерной популяции на Земле / Космохимия метеоров, Луны и планет. Киев: Наукова думка, 1980. С.125-132.

Давыдов В.Д. (1981) О возможном механизме происхождения периодических комет // Космич. исслед. 1981. Т. 19. № 5. С. 749-762.

Данхэм Д.У., Назиров Р.Р., Фаркуар Р.У., Чумаченко Е.Н., Эйсмонт Н.А., Симонов А.В. (2013) Космические миссии и планетарная защита. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. 276с.

Деворкин Д., Смит Р., Кишнер Р. (2020) Космос. Уникальные снимки телескопа «Хаббл». М.: АСТ, 2020. 214с.

Дегтярь В.Г., Волков В.А. (2013) Ракетная концепция системы противонастероидной защиты Земли. М.: Машиностроение / Машиностроение-Полет, 2013. 316с.

Деревянка А.Е. (2016) Математические модели для оценки вероятности столкновения астероидов с Землей / Тр. междунар. конф. «V Бредихинские чтения». 12-16 мая 2014г. Заволжск, Ивановская обл. М.: Янус-К. С.53-56.

Добровольский О.В. (2002) Взрывная волна, связанная с движением метеорного тела // Аэромеханика и газовая динамика. № 2. С. 91-94.

Добрынина А.А., Саньков В.А., Черных Е.Н., Чечельницкий В.В. (2015) Сейсмические наблюдения эффектов, вызванных взрывом метеороида «Челябинск» / Тр. X Российско-Монгольской конф. «Солнечно-земная физика и сейсмогеодинамика Байкало-монгольского региона». Улан-Батор, Монголия, 29 сент.-3 окт. 2014г. Иркутск, 2015. С.68-73.

Договор о запрещении испытаний ядерного оружия в атмосфере, в космическом пространстве и под водой (1963) URL: <http://www.mid.ru/bdomp/>

ns-dvbr.nsf/11d2e6203c37ed2643256a1700434414/e31bd5296c8ceefe43256a5a002e6460

Договор о всеобъемлющем запрещении испытаний ядерного оружия 1996 года (1996) URL: http://www.ctbto.org/fileadmin/user_upload/legal/treaty_text_Russian.pdf

Дружинин В.С., Крылов С.В., Мишенькин В.П., Пузырев Н.Н., Рудницкий А.Л., Рыбалка В.М., Халевин Н.И. (1970) Строение земной коры и верхов мантии по профилю Ижевск – Ишим – Ханты-Мансийск – Енисейск – Братск / Сб. статей. Результаты исследований по междунар. геофиз. проектам. Верхняя мантия. №7. М.: Наука, 1970. С. 125-130.

Дудоров А.Е., Еретнова О.В. (2020) Частота падений метеоритов и болидов // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 3. С. 247-259.

Егорова Л.А. (2011) Напряженно-деформированное состояние и разрушение метеороида при движении в атмосфере // ПММ. 2011. Т.75. Вып.3. С.513-518.

Еленин Л.В. (2011) Существующие и перспективные оптические обзорные системы, работающие по программе астероидно-кометной опасности АКО // www.spaceobs.org.

Емельяненко В. В., Попова О. П., Чугай Н. Н., Шеляков М.А., Пахомов Ю.В., Шустов Б.М., Шувалов В.В., Бирюков Е.Е., Рыбнов Ю.С., Маров М.Я., Рыхлова Л.В., Нароенков С.А., Каргашова А.П., Харламов Б.А., Трубецкая И.А. (2013) Астрономические и физические аспекты Челябинского события 15 февраля 2013г. // Астрон. вестн. 2013. Т.47. № 4. С.262-277.

Емельянов В.А., Чернова Н.А. (2003) Принципы построения космической системы обнаружения и определения параметров движения малых опасных небесных тел // Физическая мысль России. 2003. № 1. С. 80-89.

Емельянов В.А., Климов С.С. (2011) Применение космических телескопов для обнаружения опасных небесных тел и определения параметров их орбит // Космонавтика и ракетостроение. №2(63). С.100-105.

Ермаков В.И., Охлопков В.П., Стожков Ю.И. (2006) Влияние космической пыли на климат Земли // Краткие сообщения по физике. М.: ФИАН, 2006. №3. С. 41-52.

Ермаков В.И., Охлопков В.П., Стожков Ю.И. (2007) Влияние пыли космического происхождения на облачность, альбедо и климат Земли // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2007. №5. С. 41-45.

Ермаков С.М. (1975) Метод Монте-Карло и смежные вопросы. М.: Наука, 1975. 472с.

Ефремова Е.В., Шустов Б.М. (2017) О статистике декаметровых астероидов, сближающихся с Землей / Сб. тез. конф. молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования». Москва 12-14 апр. 2017. М. С. 97.

Железнов Н.Б. (2004) Двойные астероиды / Тр. ИПА РАН. 2004. Вып. 11. С. 206-224.

Железнов Н.Б. (2010) Влияние корреляционных связей между оцениваемыми по наблюдениям орбитальными параметрами астероида на результаты

определения вероятности его столкновения с планетой методом Монте-Карло // *Астрон. вестн.* 2010. Т. 44. № 2. С. 150-157.

Жилияев Б.Е. (2015) Астероиды как фактор угрозы цивилизации / «Околоземная астрономия -2015». Тр. Междунар. Конф. 31 авг. -5 сент. 2015г. п. Терскол. М.: Янус-К. С.202-204.

Жмакин А.И., Фурсенко А.А. (1980) Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета // *ЖВММФ.* 1980. Т. 20. №4. С.1021-1031.

Жуков А.В. (1987) Интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния металлов в переменных: давление, плотность, энергия // *Механика деформируемого твердого тела.* Томск: Изд-во Томского ун-та, 1987. С.70-79.

Жуков Г.П. (2010а) Международное космическое право и вызовы XXI столетия / *Космонавтика XXI века.* Монография. М.: РТСофт, 2010. С.418-431.

Жуков Г.П. (2010б и в) Глобальная проблема предотвращения астероидной угрозы жизни на Земле. Международно-правовые аспекты // *Международное право_ International Law.* М.: РУДН, №4. 2010б, С.52 и 2010в, С.51.

Завалий В.Н., Семенов Б.И., Третьяков Ю.Н., Трекин В.В. (2005) Анализ возможного двойного использования систем ракетно-космической обороны в интересах решения проблемы защиты от опасных космических объектов / Тез. докл. Всерос. конф. «Астероидно-кометная опасность – 2005» (АКО-2005). СПб.: ИПА РАН, 2005. С.138-141.

Заграфов В.Г., Шаненко А.К. (1996) Использование ядерных взрывов для перехвата опасных космических объектов // *Атомная энергия.* Т.80. Вып.4. С.293-300.

Заграфов В.Г., Шаненко А.К., Рыжанский В.А. (2009) Применение ядерных взрывов для воздействия на малые космические тела в случае опасности столкновения с Землей // *ФГВ.* Т.45. №5. С.134-139.

Зайцев А.В. (1996) Оценка предельных возможностей некоторых методов воздействия на астероиды и кометы / Тр. Междунар. конф. «Космическая защита Земли (КЗЗ-96)». Снежинск: РФЯЦ, 1996. С.61.

Зайцев А.В. (2000) Система планетарной защиты «Цитадель». Концептуальный проект. М.: НПО им. С.А.Лавочкина, 2000. 70с.

Зайцев А.В., Петров Д.В., Ногин В.Н., Елсуков В.П., Краснослободцев Д.А., Симоненко В.А., Сорока А.И. (2018) Многоцелевые экспедиции к астероидам, пролетающих вблизи Земли // *Воздушно-космическая сфера.* 2018. №2(95). С.23-29.

Зайцев А.В., Симоненко В.А., Шувалов В.В. (2019) Астероидная опасность: о предотвращении катастрофы накануне Тунгусского юбилея. Пресс-конференция (Москва, 29 июня 2018) (Электронный ресурс) // Национальная служба новостей. URL: <https://youtu.be/o335tkuCuso>

Зайцев А.В. (2020) Защитить Землю помогут «космические камикадзе» // *Воздушно-космическая сфера.* 2020. №3(104). С.44-51.

Закиров А.В. (2015) Астероидно-кометная опасность и международное право / *Материалы VIII Конвента РАМИ «Метаморфозы посткризисного мира: новый рационализм и сценарии глобального управления»* 25-26 апреля 2014г. Москва. М.: МГИМО, 2015. 2с.

- Замышляев Б.В., Менжулин М.Г. (1971)** Интерполяционные уравнения состояния воды и водяного пара // ПМТФ. 1971. №3. С.113-118.
- Замышляев Б.В., Ступицкий Е.Л., Гузь А.Г., Жуков В.Н. (1984)** Состав и термодинамические функции плазмы. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1984. 144с.
- За пылью – даль (2007)** // Поиск. №1. (919). 12 января 2007г. С.15.
- Заусаев А.Ф., Деревянка А.Е. (2012)** Сравнительный анализ математических моделей для оценки вероятности столкновения астероида Апофис с Землей // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки, 2012. № 2(27). С. 192-196.
- Зейлик Б.С., Зозулин А.В. (1994)** Кольцевые космогенные структуры // Природа. 1994. №2. С.26-33.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. (1958)** Физические явления при расширении в вакуум твердых тел, сжатых сильными ударными волнами // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. №6. С. 1402-1406.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. (1963)** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963. 632с.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. (2008)** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 3-е изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 656с.
- Зенкин Г.М., Ильин А.Г. (1964)** О лучевом ожоге деревьев в районе взрыва Тунгусского метеорита // Метеоритика. Вып. 24. С.129-134.
- Зецер Ю.И., Киселев Ю.Н., Поклад Ю.В., Попова О.П., Рыбаков В.А., Дмитриева Р.А., Доскина Т.В., Недачин А.Е. (2004)** Выживаемость бактерий и фагов при прохождении микрочастиц через земную атмосферу / Сб. статей. Динамика взаимодействующих геосфер. М.: ИДГ РАН, 2004. С.224-228.
- Зигуненко С.Н. (2014)** Угроза из космоса. Метеориты в истории человечества. М.: Вече, 2014. 304с.
- Золотов А.В. (1969)** Проблема Тунгусской катастрофы 1908г. Минск: Изд-во «Наука и техника». 202с.
- Золотых В.Н. (1953)** Физические основы электроискровой обработки металлов. М.: Гостехиздат, 1953. 108с.
- Зоткин И.Т., Цикулин М.А. (1966)** Моделирование взрыва Тунгусского метеорита // ДАН СССР. Т.167. №1. С.59-62.
- Ибадинов Х.И. (1999)** Заращение кометного ядра тугоплавкой коркой и его эволюция в астероидоподобное тело // Астрон. вестн. 1999. Т. 33. №4. С. 363-368.
- Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А. (2012)** Порождение нестационарных вихрей Гёртлера локальными неоднородностями поверхности. Коэффициенты восприимчивости // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т.19. № 5. С. 19-37.
- Иванов А.Г., Рыжанский В.А. (1997)** Фрагментация малого небесного тела при его взаимодействии с атмосферой планеты // Докл. РАН. 1997. Т. 353. № 3. С. 334-337.
- Иванов Б.А. (1979)** Простая модель кратерообразования // Метеоритика. 1979. Вып. 38. С.68-85.

Иванов Б.А. (1981) Успехи механики кратерообразования / Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир, 1981. С.204-238.

Иванов Б.А. (1996) Метеорные удары: геологическая история Земли и сравнительная планетология // Астрон. вестн. 1996. Т.30. №1. С.3-4.

Иванов Б.А. (2005) Удары космических тел как геологический фактор / Катастрофические воздействия космических тел. М.: ИКЦ «Академкнига», 2005. С.118-150.

Иванов Б.А. (2009) Отклонение и разрушение астероидов ударом и взрывом / Проблемы взаимодействующих геосфер. Сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. С. 60-67.

Иванов К.Г. (1963) О высоте взрыва Тунгусского метеорита // Астрон. журнал. 1963. Т.XL. №2. С.329-331.

Иванцов А.В. (2007) Определение масс больших астероидов динамическим методом // Кинематика и физика небесных тел. 2007. Т.23. №3. С.158-166.

Ивашкин В.В., Смирнов В.В. (1993а) Анализ некоторых методов предотвращения столкновения Земли и астероида. Препринт № 25. М.: ИПМ РАН им. М.В. Келдыша. 16с.

Ивашкин В.В., Смирнов В.В. (1993б) Качественный анализ некоторых методов уменьшения астероидной опасности для Земли // Астрон. вестн. Т. 27. № 6. С. 46-54.

Ивашкин В.В. (2003) Анализ возможности использования лазерного воздействия на сближающееся с Землей небесное тело. Препринт № 89. М.: ИПМ РАН им. М.В. Келдыша. 17 с.

Ивашкин В.В. (2004) О возможности использования лазерного воздействия на сближающееся с Землей небесное тело // ДАН РАН. Т. 397. № 4. С. 486-489.

Измайлова А.А., Головастов Д.А. (2021) Кольцевые структуры на Земле и их генезис / Матер. XV Междунар. научно-практ. конф. «Новые идеи в науках о Земле» 1-2 апреля 2021г. г.Москва. М.: Изд-во МГРИ, 2021. С.20-23.

Ильин А. (2014) Rosetta достигла цели // Новости космонавтики. 2014. Т.24. №10 (381). С.56-61.

Импактный кратер Жаманшин (путеводитель геологической экскурсии) (1991). Л.: ВСЕГЕИ, 1991. 28с.

Информация об астероиде Апофис на сайте Лаборатории реактивного движения Калифорнийского технологического ин-та (2013). <http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi?sstr=99942;orb=1>

Информация о проводимых международными организациями и другими учреждениями исследованиях относительно объектов, сближающихся с Землей (2005) / Комитет по использованию космического пространства в мирных целях. Науч.-техн. подкомитет. 42 сессия ООН. Вена, 21 февраля-4 марта 2005г. А/АС. 105/839. С.1-28.

Ипатов С.И. (2000) Миграция небесных тел в Солнечной системе. М.: Эдиториал, 2000. 320с.

Казанцев А.М. (2010) Орбитальная структура пояса Койпера и его вклад в околосемный астероидно-метеорный комплекс // Кинематика и физика небесных тел. 2010. Т.26. №5. С.50-62.

Калиничева О.В. (2002) Наблюдательная селекция при открытии комет // Астрон. вестн. 2002. Т. 36. № 3. С. 282-288.

Карапут Е.А. (1994) К задаче об уединенной волне на поверхности жидкости // Докл. РАН. 1994. Т.337. №3. С.339-341.

Карцан И.Н., Жуков А.О. (2022) Малые космические аппараты для зондирования морской поверхности // Сибирский аэрокосмический журнал. 2022. Т.23. №2. С.262-272.

Каталог АСЗ (2001) Версия 1.8, март 2001. Институт прикладной астрономии РАН. С-Петербург. 2001.

Катастрофические воздействия космических тел (2005) / Под ред. В.В.Адушкина, И.В.Немчинова. Институт динамики геосфер РАН. М.: ИКЦ «Академкнига», 2005. 310с.

Киселева Г. (2002) Прибытие // Поиск. №45-46. 15 ноября 2002г. С.19.

Китов И.О., Бобров Д.И., Овчинников В.М., Рожков М.В. (2016) Челябинский метеорит как множественный источник акустических и сейсмических волн // Докл. РАН. 2016. Т.468. №2. С.201-204.

Ковтуненко В.А., Чесноков А.Г., Зайцев А.В., Божор Ю.А. (1995) Принципы построения Системы защиты Земли от астероидов и комет / Инженерная записка. НПО им. С.А. Лавочкина. НИЦ им. Г.Н. Бабакина. 1995. 69 с.

Козелков А.С. (2014) Эффекты, сопровождающие вхождение метеорита в водную среду / Тр. Нижегородского гос. техн. ун-та им. Р.Е. Алексеева. 2014. № 3 (105). С. 48-77.

Козелков А.С., Куркин А.А., Пелиновский Е.Н., Курулин В.В. (2015а) Моделирование цунами космогенного происхождения в рамках уравнений Навье-Стокса с источниками различных типов // Изв. РАН. МЖГ. №2. С.142-150.

Козелков А.С., Куркин А.А., Курулин В.В., Пелиновский Е.Н., Тятюшкина Е.С. (2015б) Моделирование возмущений в озере Чебаркуль при падении метеорита в 2013г. // Изв. РАН. МЖГ. №6. С.134-149.

Козелков А.С., Куркин А.А., Пелиновский Е.Н. (2016) Влияние угла входа тела в воду на высоты генерируемых волн // Изв. РАН. МЖГ. №2. С.166-176.

Козелков А.С. (2016) Моделирование волн цунами космогенного и оползневового происхождения на основе уравнений Навье-Стокса / Дис. ... докт. ф.-м.н. НГТУ им. Р.Е.Алексеева, 2016. 401с.

Кокошин А., Есин В., Зеленый Л. (2013) Об астероидно-кометной угрозе Земле и мерах по нейтрализации этой угрозы // Международная жизнь. №4. С.86-95.

Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В. (1982) Интерполяционные уравнения состояния металлов // ТВТ. 1982. Т.20. №3. С.447-451.

Колгатин С.Н. (1995) Простые интерполяционные уравнения состояния азота и воды // ЖТФ. 1995. Т.64. №7. С.1-9.

Колпаков В.В. (1951) Загадочный кратер в Патомском нагорье // Природа. 1951. №2. С.58-61.

Колюка Ю.Ф., Афанасьева Т.И. (2018) Применение высокоэффективного метода численного интегрирования уравнений движения для решения задач динамики полета астероидов, сближающихся с Землей, и направляемых к ним

космических аппаратов / Некоторые аспекты современных проблем механики и информатики: сб. научн. ст. М.: ИКИ РАН. С.236-258.

Кондауров В.И., Ломов И.Н., Фортгов В.Е. (1996) О действии мощного взрыва на астероид // Докл. РАН. Т.348. №2. С.184-187.

Кониюхов Г.В., Павшук В.А. (2019) Энергетические источники типа реакторов ядерных ракетных двигателей в системе защиты Земли в условиях астероидно-кометной опасности // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2019. Вып. 3. С.48-53.

Коробейников В.П., Власов В.И., Волков Д.Б. (1994) Разрушение космических тел в атмосферах планет // Матем. моделир. 1994. Т.6. №8. С.61-75.

Коробейников В.П. (1996) Принципы математического моделирования. Владивосток: Дальнаука. 180с.

Котляков И.Д. (2008) Классификация небесных тел в рамках планетных систем // Вестн. Моск. ун-та. Серия 3. Физика. Астрономия. 2008. №6. С.47-50.

Кохирова Г.И., Иванова А.В., Рахматуллаева Ф.Дж. (2021) Подтверждение кометной природы астероида Дон Кихот по наблюдениям в обсерватории Сангloch // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. № 1. С. 74-83.

Кочетова О.М. (2004) Определение масс ряда крупных астероидов динамическим методом // Астрон. вестн. 2004. Т.38. №1. С.71-81.

Кошкин Н.И. (1986) Определение параметров вращения астероидов с большими амплитудами изменения блеска // Кинематика и физика небесных тел. 1986. Т.2. №5. С.44-50.

Кошкин Р.П. (2014) Потенциальные угрозы из космоса и планы по его освоению. Применение сверхтяжелых ракет-носителей / Аналитические материалы. Вып. 4. М.: Изд-во «Стратегические приоритеты», 2014. 40с.

Кринг Д., Дурда Д. (2004) День, когда мир был сожжен // В мире науки. №3. С.56-63.

Кринов Е.Л. (1949) Тунгусский метеорит. М.: Изд-во АН СССР, 1949. 196с.

Кринов Е.Л. (1955) Основы метеоритики. М.: ГИТТЛ, 1955. 91 с.

Кропоткин П.Н. (1989) Генезис кольцевых структур Луны, Земли и других планет // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1989. №7. С.3-14.

Кручиненко В.Г., Чурюмов К.И., Чурюмова Т.К. (2011) Взрыв фрагмента кометного ядра в атмосфере Земли // Кинематика и физика небесных тел. 2011. Т. 27. № 3. С. 3-16.

Кузнецов Н.М. (1965) Термодинамические функции и ударные адиобаты воздуха при высоких температурах. М. Машиностроение, 1965. 463 с.

Кулагин В.П., Шустов Б.М., Кузнецов Ю.М., Каперко А.Ф., Бобер С.А., Оболяева Н.М., Нароенков С.А., Шувалов В.В., Светцов В.В., Попова О.П., Глазачев Д.О. (2015) Методы и средства информационно-аналитической оценки астероидно-кометной опасности // Вестн. НПО им. С.А.Лавочкина. №4(30). С.9-15.

Куликова Н.В., Мышев А.В., Пивненко Е.А. (1993) Космогония малых тел. М.: КОСМОСИНФОРМ, 1993. 175с.

Кульков В.М., Фирсюк С.О., Юров А.М., Тузиков С.А., Егоров Ю.Г., Юн Сон Ук (2022) Принципы построения и области применения малых космических аппаратов на базе унифицированных космических платформ // Космические аппараты и технологии. 2022. Т.6. №2(40). С.133-143.

Курикша А.А. (1998) Возможности обнаружения и сопровождения астероидов, сближающихся с Землей // Конверсия в машиностроении. №1. С.76-79.

Кшевевский С.П. (1998) Сравнение аналитической модели нелинейных внутренних волн с результатами численных экспериментов // Изв. РАН. ФАО. 1998. Т.34. №3. С.317-326.

Лаверов Н.П., Ведешин Л.А. (2003) Исследование Земли из космоса: российско-американское сотрудничество // Вест. РАН. 2003. Т.72. №6. С.548-551.

Лаверов Н., Лобковский Л., Баранов Б., Мазова Р., Карп Б. (2007) Катастрофа на Суматре: уроки и прогнозы // Наука в России. 2007. № 1. С.4-11.

Лаверов Н.П., Медведев А.А. (2012) Космические исследования и технологии: расширение знаний об окружающем мире. М.: Доброе слово, 2012. 180 с.

Лаверов Н.П., Медведев А.А. (2014) Космические исследования и технологии: астероидно-кометная опасность // Исслед. Земли из космоса. №6. С.66-78.

Лаверов Н.П., Ведешин Л.А. (2016) Аспекты международного сотрудничества стран-разработчиков навигационной системы / Тр. ИПА РАН. 2016. Вып.38. С.25-31.

Лаврентьев М.А. (1959) Проблема пробивания при космических скоростях / Сб. «Искусственные спутники Земли». 1959. Вып. 3. С. 61-65.

Лебедев В.В. (2013) Готовность России к защите Земли от астероидной опасности // Вестн. РАН. Т.83. №9. С.807-814.

Лебедев В.И. (1989) Личность в экстремальных условиях. М., 1989. 304с.

Левин А. (2011) Планетарная оборона // Популярная механика. № 10 (108). С. 47-51.

Левин Б.В., Носов Н.А. (2005) Физика цунами и родственных явлений в океане. М.: «Янус-К», 2005. 360с.

Левин Б.В., Грецкая Е.В., Немченко Г.С. (2006) Новая астроблема в Тихом океане // Докл. РАН. 2006. Т.411. №2. С.259-261.

Левин Б.Ю. (1956) Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 293с.

Левин Б.Ю. (1962) Современная форма «метеоритной гипотезы» образования лунного рельефа // Бюл. ВАГО. 1962. №30. С.6-19.

Левин В.А., Надкритичный Л.В. (2011) Численное исследование генерации волн на поверхности при погружении твердого тела в жидкость // Вычисл. механика сплошных сред. Т.4. №1. С.65-73.

Левитан Е. (2008) Обычные и необычные астероиды // Наука и жизнь. 2008. №9. С.93-96.

Ледков А.А., Эйсмонт Н.А., Боярский М.Н., Федяев К.С., Назиров Р.Р. (2015а) Управление движением околоземных астероидов // Письма в АЖ. 2015. Т.41. №1-2. С.72-89.

Ледков А.А., Эйсмонт Н.А., Назиров Р.Р., Боярский М.Н. (2015б) Способ захвата астероидов на орбиту спутника Земли // Письма в АЖ. Т.41. №8. С.482-489.

Леонов В. (2020) Гость из будущего-2 // Аргументы недели. №32 (726). 19 авг. 2020. С.4.

Леонов В. (2022) Беспилотный рой на подходе // Аргументы недели. №46(841). 23 ноября 2022. С.4.

Ливанов Л.Б. (1965) Сравнение эффектов соударений метеоритов с поверхностями различных металлов // Космич. исслед. 1965. Т.3. №4. С. 659-662.

Лубянка А. А. (2018) Формула силы, возникающей на шаре, вращающемся в потоке // Международный научный журнал «Наука через призму времени». 2018. №3 (12). <http://naupri.ru/journal/744>

Лукашенко В.Т., Максимов Ф.А. (2017) Математическая модель разлета осколков метеорного тела после разрушения. // Инженерный журнал: наука и инновации. 2017. №9 (69). С.13.

Лукашенко В.Т., Максимов Ф.А. (2019) Моделирование полета осколков метеорного тела с учетом вращения // Компьютерные исследования и моделирование. Т.11. №4. С.593-612.

Лукьященко В.И., Сазонов В.С., Яковлев М.В. (1996) Исследование физико-технических проблем создания защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами астероидно-кометного происхождения / НТО по НИР №851-4895/96, шифр «Астероид-96», раздел «Увертюра», этап 03. 1996г. 156с.

Лукьященко В.И., Емельянов В.А. (2005) Принципы построения и эффективность перспективных космических средств оперативного предупреждения о падении на Землю малых опасных небесных тел / Актуальные проблемы регулирования природной и техногенной безопасности. МЧС России. М.: Ин-октаво, 2005. С. 238-242.

Лунев В.В. (1975) Гиперзвуковая аэродинамика. М.: «Машиностроение», 1975. 328с.

Лунев В.В. (2007) Течение реальных газов с большими скоростями. М.: Физматлит, 2007. 760с.

Лупишко Д.Ф., Телеусова И.Н. (2013) Осевое вращение астероидов, сближающихся с Землей: влияние YORP-эффекта // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 1. С. 21-24.

Лурье А.И. (1955) Пространственные задачи теории упругости. М.: ГТТЛ, 1955. 492с.

Луцицкий И.В. (1985) Палеовулканология. М.: Наука, 1985. 276с.

Лыжин А.М., Антонец А.И., Лендзиан П.К., Семенов Б.И., Трекин В.В. (1996) О возможности использования оптико-электронных средств космического базирования в интересах наблюдений за космическими объектами, входящими в атмосферу Земли / Тез. докл. Всерос. конф. «Астероидная опасность-96». СПб.: ИТА РАН, 1996. С.87-91.

Ляв А. (1939) Математическая теория упругости. М.: ОНТИ НКТП СССР, 1939. 674с.

Ляхов В.Н., Подлубный В.В., Титоренко В.В. (1989) Воздействие ударных волн и струй на элементы конструкций. М.: Машиностроение, 1989. 391с.

Мазлумян Г.С., Рябцев Д.А. (2021) Перспективы развития малых космических аппаратов и спутников Земли // Двойные технологии. 2021. №4(97). С.2-7.

Мазова Р.Х., Пелиновский Е.Н. (1981) Линейная теория набегания волн на берег // Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т.18. №2. С.166-171.

Максимов Ф.А., Чураков Д.А., Шевелев Ю.Д. (2011) Разработка математических моделей и численных методов для решения задач аэродинамического проектирования на многопроцессорной вычислительной технике // ЖВММФ. 2011. Т.51. №2. С.303-328.

Максимов Ф.А. (2013) Сверхзвуковое обтекание системы тел // Компьютерное исследование и моделирование. 2013. №5. С.969-980.

Малков С.П. (2002) Международное космическое право. СПб., 2002. 344с.

Малков С.П. (2003) Международно-правовое обеспечение создания и функционирования защиты Земли от астероидно-кометной опасности // Юридическая мысль. 2003. № 4(17). С. 72-77.

Малков С.П., Роминицына Е.Е. (2005) Социально-психологические и правовые аспекты оповещения населения о возможности столкновения с небесным телом / Всерос. конф. «Астероидно-кометная опасность – 2005» (АКО-2005). Матер. конф. СПб.: ИПА РАН, 2005. С. 236-240.

Малявкин Г.П., Шмыров А.С. (2013) Ударное воздействие на сближающийся с Землей объект в околоземном пространстве / Процессы управления и устойчивость; Тр. 44-й междунар. науч. конф. аспирантов и студентов. СПб.: Издат. Дом С.-Петербурга. гос. ун-та. С. 245-249.

Маракушев А.А., Богатырев О.С., Феногенов А.Д., Панях Н.А., Федосова С.П. (1993) Импактогенез и вулканизм // Петрология. 1993. Т.1. №6. С.571-595.

Марищук В.Л., Евдокимов Е.И. (2001) Поведение и саморегулирование человека в условиях стресса. СПб., 2001. 260с.

Маркович М.З. (1959) Температура кометных ядер и изменение яркости с гелиоцентрическими расстоянием / Бюлл. Ин-та Астрофизики АН Тадж. ССР. 1959. №28. С.25-36.

Маров М.Я. (1994) Физические свойства и модели комет (обзор) // Астрон. вестн. 1994. Т.28. №4-5. С.5-85.

Маров М.Я. (2005) Малые тела Солнечной системы и некоторые проблемы космогонии // УФН. 2005. Т. 175. № 6. С. 668-678.

Маров М.Я., Ипатов С.И. (2005) Миграция пылевых частиц и доставка летучих на планеты земной группы // Астрон. вестн. 2005. Т. 39. № 5. С. 419-425.

Маров М.Я. (2008) Природа малых тел и их миграция в Солнечной системе // Земля и Вселенная. №6. С.3-18.

Мартынюк М.М. (1976) Взрывной переход жидкости в пар / Проблемы статистической физики и теории поля. Тр. Ун-та дружбы народов им. Патриса Лумумбы. Сер. Физика. 1976. Т.LXXX. Вып. 9. С.37-50.

Мартынюк М.М. (1977) Фазовый взрыв метастабильной жидкости // ФГВ. 1977. Т.13. №2. С.213-229.

Мартынюк М.М. (1980) Роль фазового взрыва космического вещества в процессе разрушения метеоритов / Взаимодействие метеорного вещества с Землей. Новосибирск: Изд-во «Наука», 1980. С.168-178.

Масайтис В.Л., Михайлов М.В., Селиванская Т.В. (1976) Попигаийский метеоритный кратер. М.: Наука, 1976. 124с.

Масайтис В.Л. (1980) Импактные кратеры на Земле / Геология астроблем. Л.: Недра, 1980. С.9-26.

Масайтис В.Л., Машак М.С., Селивановская Т.В., Райхлин А.И., Данилин А.Н. (1980) Геология астроблем. Л.: Недра, 1980. 231с.

Масайтис В.Л. (1984) Гигантские метеоритные удары: некоторые модели и их следствия / Современные идеи теоретической геологии. Л.: Недра, 1984. С.151-179.

Масайтис В.Л., Машак М.С. (1984) Районирование территории СССР по относительной оценке плотности вероятно сохранившихся астроблем // Метеоритика. 1984. Вып. 43. С.161-172.

Масайтис В.Л., Машак М.С., Езерский В.А. (1985) Продолжительность существования импактных морфоструктур в разных геологических условиях // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1985. №2. С.109-114.

Масайтис В.Л. (1987) «Криповулканизм» – истина или иллюзии? // Изв. АН СССР. Сер. Геология. 1987. №10. С.130-135.

Махов С.А., Посашков С.А. (2007) Анализ стратегических рисков на основе математического моделирования / Препринт №52 Ин-та прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН. 27с.

Медведев Ю.Д., Бондаренко Ю.С., Вавилов Д.Е., Шор В.А. (2016) Проблемы исследования астероидно-кометной опасности // Кинематика и физика небесных тел. Т.32. №5. С. 18.

Международная система планетарной защиты «Цитадель». Концепция создания (2012). М.: «Центр планетарной защиты», 2012. 24с.

Мелош Г. (1994) Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир, 1994. 334с.

Метеоритная коллекция Российской Академии наук. <http://geo.web.ru/db/meteorites/>.

Метеоритные структуры на поверхности планет (1979) / под ред. В.В. Федынского, А.И.Дабига. М.: Наука, 1979. 240с.

Метеориты, астероиды, кометы (2017) / Матер. V конф. молодых ученых с междунар. участием. Екатеринбург: Форт Диалог-Исеть, 2017. 190с.

Метеоры, летящие вверх (2015) http://astroboy-movie.ru/interes_poe/meteory-letyashhie-werx.html.

Мещеряков С.А., Липницкий Ю.М. (2015) Оценки эффективности отклонения опасного космического объекта с помощью взрыва или удара // ЖТФ. Т.85. Вып.1. С.26-30.

Минаков А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А. (2008) Численный алгоритм решения пространственных задач гидромеханики с подвижными твердыми телами и свободной поверхностью // Сиб. журн. индустр. матем. 2008. Т. 11. № 4. С. 94-104.

Минаков Е.П., Соколов Б.В. (2016) Исследование характеристик размещения и вариантов применения моноблочных стационарных наземных средств поражения астероидов / Труды СПИИРАН. Вып.5(48). С.181-196.

Миронов С.М., Ингерев О., Егоров А.С., Ермолин Е.Ю., Суханов Р.А. (2011) Результаты электроразведочных работ АМТ-МВЗ на Патомском кратере // Геофизика. 2011. №2. С.35-43.

Моисеев И.М. (2012) Развитие космической отрасли России: основные стратегии // Земля из космоса. 2012. Вып. 13. С. 6-14.

Морозов В.Г. (1998) Технология создания высокопотенциальных радиолокаторов с фазированными антенными решетками // Конверсия в машиностроении. 1998. №1. С.75-76.

Муравьева И.Н. (1978) Исследование движения некоторых короткопериодических комет. Дис. канд. физ.-мат. наук. 24.10.78. Казань, 1978. 201с.

Мурзинов И.Н. (1966) Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равномерно диссоциирующего воздуха // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. №2. С.184-188.

Мурзинов И.Н. (2015) Проблема века: куда улетел Тунгусский метеорит? // Космонавтика и ракетостроение. 2015. №4(83). С.65-72.

Мухамедназаров С. (1999) Наблюдение болида и падение первого крупного метеорита в Туркменистане // Письма в Астрон. журнал. 1999. Т.25. №2. С.150-152.

Мухин К.Н. (1993) Экспериментальная ядерная физика. Т.1. М.: Энергоатомиздат, 1993. 616с.

Мюррей К., Дермотт С. (2010) Динамика Солнечной системы. М., 2009, 2010.

Назаров М.А. (1999) Метеоритная коллекция Российской академии наук // Природа. 1999. № 12. С. 49-58.

Нароенков С.А. (2009) Информационная система электронной обработки данных о малых телах Солнечной системы // Изв. ВУЗ'ов. Геодезия и аэрофотосъемка. 2009. № 3. С. 38-45.

Нароенков С.А. (2010) Хранение и обработка астрометрических и фотометрических данных об АСЗ: настоящее и будущее в России // Космич. исслед. 2010. Т 48. № 5. С. 467-470.

Нароенков С.А., Шустов Б.М., Медведев Ю.Д., Шор В.А., Девяткин А.В. (2014) О концепции Российского информационно-аналитического центра по проблеме астероидно-кометной опасности // Астрон. вестн. Т.48. №6. С.473-481.

Невский А.П. (1978) Явление положительного стабилизируемого электрического заряда и эффект электроразрядного взрыва крупных метеоритных тел при полете в атмосфере планет // Астрон. вестн. 1978. Т.12. №4. С.206-215.

Немчинов И.В. (1970) Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач // ПММ. 1970. Т.34. Вып. 4. С.706-721.

Немчинов И.В., Светцов В.В. (1989) Радиационно-газодинамические процессы в атмосфере при ударе кометы о поверхность Земли // Метеоритика. 1989. Вып. 48. С.141-149.

Немчинов И.В., Переломова А.А., Шувалов В.В. (1992) Нелинейный отклик атмосферы на импульсное возмущение // Изв. РАН. ФАО. 1992. Т.28. №3. С.234-239.

Немчинов И.В., Лосева Т.В., Шувалов В.В. (1994) Динамические процессы в атмосфере Земли при падении космических тел / Динамические процессы в геосферах: геофизика сильных возмущений. Сб. научн. тр. ИДГ РАН. М.: Наука, 1994. С. 205-219.

Немчинов И.В., Попова О.П. (1998) Суперболиды // Природа. 1998. №7. С.20-28.

Нечай В.З., Ногин В.Н., Петров Д.В., Симоненко В.А., Шубин О.Н. (1997) Ядерный взрыв вблизи поверхности астероидов и комет. II Общее описание / Тр. междунар. конф. «Космическая защита Земли» Изв. Челябинского науч. центра. Спецвыпуск. Ч.1. Челябинск, 1997. С.178-181.

Нигматулин Р.И. (1987) Динамика многофазных сред. Ч.1. М.: Наука, 1987. 464с.

Никитин И.С., Филимонов А.Б., Якушев В.Л. (2013) Распространение волн Релея при косом ударе метеорита о поверхность Земли и их воздействие на здания и сооружения // Компьютерные исследования и моделирование. 2013. Т.5. №6. С.981-992.

Никитин И. (2022) Китай воюет с астероидами // Тайны XX века. 2022. № 32. С.17.

Николаева Е.А. (2010) Основы механики разрушения. Пермь: ПГТУ, 2010. 103с.

Николаева Е.А., Старинова О.Л. (2017) Использование тяжелого космического аппарата для отведения астероидной опасности // Изв. Самарского науч. центра РАН. Т. 19. № 4. С. 91-95.

Николаева Е.А., Старинова О.Л. (2019) Использование тяжелого космического аппарата с двигателями малой тяги для отклонения астероида от опасной траектории // Вестн. МАИ. Т. 26. № 2. С.166-174.

Николаевский В.Н., Лифшиц Л.Д., Сизов И.А. (1978) Механические свойства горных пород: Деформации и разрушение / Механика деформируемого твердого тела. Сер. «Итоги науки и техники». Т.11. М.: ВИНТИ, 1978. С. 123-250.

Никольский А.П. (1981) Геология Первомайского железо-рудного месторождения и преобразование его метеоритным ударом. М.: Недра, 1981. 71с.

Обербек В.Р. (1977) Лабораторное моделирование ударного кратерообразования при помощи взрывчатых веществ / Механика образования воронок при ударе и взрыве. М.: Мир, 1977. С.33-61.

- Овчинников В.М., Пасечник И.П. (1988)** Землетрясение, вызванное взрывом Чулымского болида // Метеоритика. 1988. Вып. 47. С.10-20.
- О'Киф Дж.Д., Аренс Т.Дж. (1977)** Механика образования воронок при ударе и взрыве. М.: Мир, 1977. С.62-79.
- Орленко Л.П., Еськов Д.А., Симонов А.К. (2012)** Борьба с астероидами с помощью энергии взрыва // Вопросы оборонной техники. Сер.16. Вып.9-10. С.7-12.
- Орлов А.И. (2004а)** Эконометрика. М.: Экзамен, 2004. 576с.
- Орлов А.И. (2004б)** Непараметрическое точечное и интервальное оценивание характеристик распределения // Заводская лаборатория. 2004. Т. 70. № 5. С. 65-70.
- Орлов А.И., Пугач О.В. (2012)** Подходы к общей теории риска // Управление большими системами. Вып 40. М.: ИПУ РАН, 2012. С.49-82.
- Орлов С.В. (1939)** Эволюция и происхождение комет // Астрон. журн. 1939. Т. 16. № 1. С. 3-27.
- Осипов В.И. (2004)** История природных катастроф на Земле // Вестн. РАН. 2004. Т.74. №11. С.998-1005.
- Осовин И. (2015)** Шестое вымирание. XXI век катастроф. М.: Издательство «Э»: Яуза, 2015. 416с.
- Охоцимский Д.Е., Сихарулидзе Ю.Г. (1990)** Основы механики космического полета. М.: Наука, 1990, 448с.
- Панасенко А.И., Чернетенко Ю.А. (2014)** Моделирование влияния эффекта Ярковского на движение астероидов / Тр. Ин-та прикл. астрономии РАН. 2014. Вып. 31. С.59-65.
- Партон В.З. (1990)** Механика разрушения – от теории к практике. М.: Наука, 1990. 238с.
- Пасечник И.П. (1976)** Оценка параметров взрыва по сейсмическим и микробарическим данным / Космическое вещество на Земле. Новосибирск: Наука, 1976. С.24-54.
- Певницкий Б.В. (2019)** Цена космической катастрофы // Воздушно-космическая сфера. №4(101). С.56-63.
- Петренко В.Е. (2002)** Метод оценки частоты выпадения космических тел на Землю на основе анализа статистики земных импактных кратеров // Большая Медведица. 2002. №1. С.10-18.
- Петров Г.И., Стулов В.П. (1975)** Движение больших тел в атмосфере планет // Космич. исслед. 1975. Т.13. N.4. С.587-594.
- Петров И.Б., Хохлов Н.И. (2014)** Моделирование задач 3D-сеймики на высокопроизводительных системах // Матем. моделир. 2014. Т.26. №3. С.83-95.
- Петров М.Н. (2016а)** Исследование сейсмического отклика, вызванного взрывом Челябинского метеорита // Вестн. ИжГТУ. Т.71. №3. С.45-55.
- Петров М.Н. (2016б)** Моделирование сейсмических волн, вызванных ударом метеорита. Дис. ... канд. ф.-м. н. МФТИ, 2016. 82с.
- Пильников А.В. (2011)** Некоторые проблемные вопросы создания в России электроракетной двигательной установки большой мощности // Вестн. Моск. авиац. ин-та. 2011. Т.18. №3. С.97-107.

Пилюгин Н.Н., Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К. (2001а) О моделировании разрушения космических тел при высокоскоростном ударе // Астрон. вестн. Т. 35. № 2. С. 156-166.

Пилюгин Н.Н., Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К. (2001б) Форма ударного кратера при высокоскоростном ударе // Астрон. вестн. 2001. Т. 35. №6. С.549-558.

Плотников П.В., Шуршалов Л.В. (1994) О взаимодействии космического пылевого облака с атмосферой // ЖВММФ. 1994. Т. 34. №1. С. 117-129.

Плотников П.В., Шуршалов Л.В. (1995) О характере интенсивного взаимодействия облака космических пылевых частиц с атмосферой Земли // ЖВММФ. 1995. Т. 35. №8. С.1233-1244.

Плотников П.В., Шуршалов Л.В. (1996) Эффект излучения при интенсивном взаимодействии облака космической пыли с земной атмосферой // ЖВММФ. 1996. Т. 36. №9. С.120-133.

Плотников П.В., Шуршалов Л.В. (1997) Математическое моделирование процесса экстремального интенсивного взаимодействия с атмосферой Земли космического пылевого облака // Астрон. вестн. Т. 31. № 1. С. 72-81.

Плотников П.В., Шуршалов Л.В. (2000) Локальное и глобальное взаимодействие космического пылевого облака с атмосферой // Матем. моделир. 2000. Т. 12. № 6. С. 3-8.

Плотникова М.И. (1990) Очерк послеолигоценовой истории Попигайской импактной морфоструктуры // Метеоритика. 1990. Вып. 49. С.154-163.

Подиновский В.В., Ногин В.Д. (1982) Парето-оптимальные решения многокритериальных задач. М.: Наука, 1982. 254с.

Покровский Г.И. (1964) О возможном варианте взрыва метеоров // Метеоритика. 1964. Вып.24. С.108-111.

Поливанов П.А., Громыко Ю.В., Сидоренко А.А., Маслов А.А. (2017) Турбулизация следа за одиночным элементом шероховатости на затупленном теле при гиперзвуковом числе Маха // ПМТФ. 2017. Т. 58. № 5. С. 102-110.

Поль В.Г., Симонов А.В., Ломакин И.В. (2014) Астероидная опасность в 2014 году: реалии и задачи // МОНИТОРИНГ. Наука и безопасность. №3(15). С.16-27.

Поль В.Г., Симонов А.В. (2015) Астероидная опасность в 2015 году: текущие реалии / «Околосолнечная астрономия – 2015». Тр. междунар. конф. 31 авг.- 5 сент. 2015г. п.Терскол. М.: Янус-К. С.234-239.

Поль В.Г., Симонов А.В. (2018) Астероидная опасность в 2018 году: текущие реалии и проблемы / Некоторые аспекты современных проблем механики и информатики: сб. научн. ст. М.: ИКИ РАН. С.203-211.

Поляхова Е.Н. (1986) Космический полет с солнечным парусом: проблемы и перспективы. М.: Наука. 304 с.

Поляхова Е.Н. (2011) Введение в теорию солнечного паруса: Космоплавание под солнечным парусом – фантастика или реальность перспектив недалекого будущего? Учебное пособие. Изд. 2-е. М. Книжный дом «ЛИБРОКОМ». 112с.

Понятов А. (2022) «УЭББ» наследник великих космических обсерваторий // Наука и жизнь. 2022. №2. С.2-17.

Понятов А. (2023) Десять значимых событий 2022 года в астрономии и физике // Наука и жизнь. 2023. №2. С.28-37.

Попова О.П. (1997) Определение параметров крупных метеорных тел по наблюдаемым данным / Дисс. канд. физ. - мат. наук. Ин-т динамики геосфер РАН. 1997. 198с.

Прандтль В.С. (2000) Гидроаэромеханика. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. 576с.

Прандтль Л. (1925) Эффект Магнуса и ветряной корабль // Успехи физических наук. 1925. Т.5. №1. С.1-27.

Прилетело внеземное (2020) Поиск. № 52. 25 декабря 2020. С. 15.

Природные опасности России (2002) Т.1. Природные опасности и общество. М.: Издательская фирма «КРУК», 2002. 248с.

Природные опасности России (2003) Т.6. Оценка и управление природными рисками. М.: Издательская фирма «КРУК», 2003. 320с.

Природные чрезвычайные ситуации. Термины и определения (1995) / Госстандарт России. М.: ИПК Издательство стандартов, 1995. С.1-11.

Пыжикова А.С., Фарафонтובה Е.Л. (2012) Проблема астероидно-кометной угрозы в рамках международного космического права // Актуальные проблемы авиации и космонавтики. 2012. Т.2. Вып.8. С.355-357.

Радзиевский В.В. (1979) Небесно-механические аспекты гипотезы извержения // Астрон. вестн. 1979. Т. 13. № 1. С. 32-41.

Райзер Ю.П. (1964) О распространении ударной волны в грунте при ударе очень быстрого метеорита о поверхность планеты // Метеоритика. 1964. Вып. XXIV. С. 82-86.

Ржевский В.В., Новик Г.Я. (1973) Основы физики горных пород. М.: Недра, 1973. 286с.

Родионов А.В. (1987) Монотонная схема второго порядка аппроксимации для сквозного расчета неравновесных течений // ЖВММФ. 1987. Т.27. №4. С.585-594.

Родионов В.Н., Адушкин В.В., Костюченко В.Н., Николаевский В.Н., Ромашов А.Н., Цветков В.М. (1971) Механический эффект подземных взрывов. М.: Недра, 1971. 224с.

Родкин М.В. (2016) Катастрофы и цивилизации (проблема выживания цивилизаций глазами физика). Долгопрудный: Изд-во «Интеллект», 2016. 232 с.

Романов Г.С., Станциц Л.К., Степанов К.Л. (1979) Расчет усредненных пробега излучения в многокомпонентной многократно ионизированной плазме // Журнал прикл. спектроскопии, 1979. Т. 30. №1. С.35-43.

Романов Г.С., Сметанников А.С. (1999) Численное исследование астероидного удара по поверхности Земли с учетом гравитации и переноса энергии излучением // ИФЖ. 1999. Т. 72. №6. С.1169-1179.

Руденко Д.В., Утюжников С.В. (1999) Газодинамические последствия взрыва Тунгусского космического тела // Матем. моделир. 1999. Т.11. №10. С.49-61.

Руденко Д.В., Утюжников С.В. (2002) Применение динамически адаптивных к решению сеток для моделирования пространственных нестационарных течений газа с большими градиентами // ЖВММФ. 2002. Т.42. №3. С.395-409.

Румынский А.Н., Чуркин В.П. (1974) Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого излучающего газа // ЖВММФ. 1974. Т.14. №6. С.1553-1570.

Румынский А.Н., Сазонов В.С. (2000) Использование сильного взрыва для защиты Земли от астероидно-кометных тел // Космонавтика и ракетостроение. 2000. Вып. 18. С.206-213.

Рытов С.М. (1938) О переходе от волновой к геометрической оптике // ДАН СССР. 1938. Т.18. №2. С.263-266.

Рязанцев О. (2021) Космический ядерный транспортно-энергетический модуль // Наука и техника. 2021. №4. С.12-15.

Саати Т. (1993) Принятие решений. Метод анализа иерархий. М.: Советское Радио, 1993. 315с.

Савельев И. (2010) Роскосмос объявил войну астероидам // Тайны XX века. 2010. №16. С.4-5.

Савельев М.И. (2017) Риски астероидно-кометной опасности // Технологии гражданской безопасности. 2017. Т.14. №3. С.24-28.

Савельев М.И. (2018) Риск-ориентированный подход к предупреждению астероидно-кометной опасности. Баллистические аспекты // Технологии гражданской безопасности. 2018. Т.15. №3. С.34-38.

Савельев М.И., Соколова М.Г. (2019а) Риск-ориентированный подход к предупреждению астероидно-кометной опасности. Астрономические аспекты // Технологии гражданской безопасности. 2019. Т.16. №1. С.20-24.

Савельев М.И., Соколова М.Г. (2019б) Риск – ориентированный подход к предупреждению астероидно-кометной опасности. Математическая модель риска // Технологии гражданской безопасности. 2019. Т. 16. № 4(62). С. 22-29.

Савиных В.П., Рыхлова Л.В., Краснорылов И.И. (2007) Астероидная опасность: некоторые задачи, требующие решения // Изв.ВУЗ'ов. Геодезия и аэрофотосъемка. №1. С.55-70.

Савиных В.П., Краснорылов И.И. (2008) О точности определения параметров, характеризующих столкновение астероида с Землей // Там же. №1. С.42-48.

Сазонов В.С., Дмитриев Е.В. (1997) Сублимационный способ уменьшения кометной опасности и сравнение его с некоторыми другими способами / Тр. междунар. конф. «Космическая защита Земли» Изв. Челябинского науч. центра. Спецвыпуск. Ч.1. Челябинск, 1997. С.205-215.

Сазонов В.С., Дмитриев Е.В. (1998) О предотвращении столкновения с Землей опасных тел кометной природы с помощью инициирования на их поверхности эффекта сублимации // Астрон. вестн. Т. 32. № 4. С.380-391.

Сазонов В.С. (2000а) О возможностях и практической реализации сублимационного способа уменьшения кометной опасности для Земли / Окологемная астрономия и проблемы изучения малых тел Солнечной системы. М.: Издательство «Космосинформ», 2000. С.180-187.

Сазонов В.С. (2000б) О точных решениях уравнения движения кометных ядер при наличии негравитационной (сублимационной) силы. Проблема кометной опасности для Земли / Окологемная астрономия и проблемы изучения малых тел Солнечной системы. М.: Издательство «Космосинформ», 2000. С.188-196.

Сазонов В.С. (2001) Использование сильного взрыва для защиты Земли от столкновения с астероидно-кометными телами при их позднем обнаружении / Окологемная астрономия XXI века. М.: ГЕОС, 2001. С.348-357.

Сазонов В.С. (2003) Об эффекте усиления ударных волн, возникающих в опасных для Земли небесных телах при их взрывном разрушении движущимся зарядом / Тр. междунар. конф. «Окологемная астрономия - 2003» Т.1., 8-13 сент. 2003г., Терскол. Спб.: ВВМ, 2003. С.206-211.

Сазонов В.С., Яковлев М.В. (2006) О взрывном способе предотвращения столкновений с Землей астероидно-кометных тел при их позднем обнаружении // ИФЖ. 2006. Т.79. №3. С.56-67.

Сазонов В.С. (2013) Взрыв как средство отклонения от Земли опасных небесных тел при их раннем и позднем обнаружении // Экологический вестник научных центров ЧЭС. 2013. №4. Т.3. С.118-122.

Сазонов В.С. (2015) Оптимальная стратегия ближнего перехвата опасных для Земли небесных тел в случае применения ядерных средств противодействия / Труды междунар. конф. «Окологемная астрология - 2015». 31 авг.-5 сент. 2105г. п.Терскол. М.: «Янус-К», 2015. С.222-227.

Сазонов В.С. (2018) Применение кинетического удара для воздействия на малые опасные астероиды при их позднем обнаружении / Некоторые аспекты современных проблем механики и информатики: сб. науч. ст. М.: ИКИ РАН. 2018. С.259-267.

Сахно И.И., Сахно В.И. (2002) Медицина катастроф. М.: ГОУ ВУНМЦ МЗ РФ, 2002. 559с.

Светцов В.В. (1996) Куда делись осколки Тунгусского метеороида? // Астрон. вест. 1996. Т.30. №5. С.427-441.

Светцов В.В. (2000) Об эффективности ударного механизма эрозии атмосферы // Астрон. вестн. 2000. Т.34. №5. С.441-453.

Светцов В.В., Шувалов В.В. (2005) Сильные акустико-гравитационные волны от ударов крупных космических тел // Изв. РАН. ФАО. 2005. Т.41. №5. С.602-612.

Светцов В.В. (2007а) Потери и пополнение атмосферы за счет ударов космических тел на Земле и Марсе // Астрон. вестн. 2007. Т.41. №1. С.33-46.

Светцов В.В. (2007б) Оценки энергии поверхностных волн при взрывах в атмосфере и параметров источника Тунгусского события // Физика Земли. 2007. Т.43. №7. С.57-66.

Светцов В.В., Шувалов В.В. (2014) Оценка сейсмического эффекта, вызванного падением Челябинского космического тела / Динамич. процессы в геосферах. 2014. №5. С.95-103.

Светцов В.В., Артемьева Н.А., Шувалов В.В. (2017) Сейсмическая эффективность метеорных взрывов // Докл. РАН. 2017. Т.475. №5. С.576-579.

Седнев В.А., Блинов Д.Л., Буренко Ю.Н. (2016) Оценка возможностей субъекта Российской Федерации по ликвидации последствий воздействия метеоритов // Интернет-журнал «Технологии техносферной безопасности» (<http://ipb.mos.ru/ttb>). Выпуск № 5(69), 2016. С. 133-143.

Седнев В.А., Буренко Ю.Н. (2016) Анализ существующих случаев воздействия метеоритов на объекты и территории субъектов Российской Федерации // Здоровоохранение, образование и безопасность. 2016. № 2(6). С. 7-21.

Седнев В.А., Блинов Д.Л. (2019) Анализ случаев воздействия малых космических тел по территории субъектов Российской Федерации / Матер. III Междунар. научно-практ. конф. «Гражданская оборона на страже мира и безопасности» Ч. 2. Проблемы предупреждения и ликвидации чрезвычайных ситуаций. М.: Академия ГПС МЧС России, 2019. С. 399-409.

Седнев В.А., Блинов Д.Л. (2020) Оценка последствий воздействия метеороидов по территории России // Пожары и чрезвычайные ситуации: предотвращение, ликвидация. 2020. № 3. С. 90-94.

Седов Л.И. (1946) Движение воздуха при сильном взрыве // ДАН СССР. 1946. Т. 52. № 1. С. 17-20.

Семенов Б.И. (1974) Расчет поля электромагнитной волны, рассеянной гиротропной плазменной неоднородностью, в приближении геометрической оптики // Радиотехника и электроника. 1974. Т.19. №1. С.51-57.

Семенов Б.И., Трекин В.В. (2004) Моделирование помех в условиях космического ядерного взрыва // Радиотехника и электроника. 2004. Т.49. №6. С.645-655.

Семенов Б.И., Якубовский С.В. (2019) Радиолокационные характеристики космического ядерного взрыва на начальном этапе его развития // Научные технологии. Т. 20. № 4. С. 28-48.

Сизова М.Д., Шустов Б.М. (2019) О пучковых методах отклонения опасных небесных тел / Научн. тр. Ин-та астрономии РАН. Т.4. М.: Изд-во Янус-К, 2019. С.349-355.

Симоненко А.Н. (1979) Метеориты – осколки астероидов. М.: «Наука», 1979. 224с.

Симоненко В.А., Скоркин Н.А., Елсуков В.П., Углов А.С. (2008) Математическое моделирование мегацунами // Вестн. ЮУрГУ. Сер. «Математика, физика, химия». 2008. Вып. 11. №22 (122). С. 62-69.

Симоненко В.А., Скоркин Н.А., Филатов С.Ю. (2010) Компьютерное моделирование падения астероида в океан и наката волны на берег / Забабахинские науч. чтения: 10 Междунар. конф. Снежинск, 15-19 марта 2010 г. 15 с.

Симонов И.В., Бивин Ю.К. (2006) Математическое и экспериментальное моделирование образования уникального Патомского кратера / Препринт. №803. Ин-та проблем механики РАН. М.: 2006. 21с.

Сихотэ-Алинский железный метеоритный дождь (1959) М.: Изд-во АН СССР, 1959. Т.1. 364с.

Сихотэ-Алинский железный метеоритный дождь (1963) М.: Изд-во АН СССР, 1963. Т.2. 372с.

Слюта Е.Н., Воропаев С.А. (1992) Малые и планетные тела Солнечной системы. Критическая масса ледяных тел // Докл. РАН. 1992. Т. 325. № 4. С. 692-696.

Слюта Е.Н., Воропаев С.А. (1998) Наблюдаемый переход между малыми и планетными телами Солнечной системы. Эффект критической массы // Докл. РАН. 1998. Т. 358. № 4. С. 480-483.

Слюта Е.Н. (2009) Физико-механические свойства кометных ядер // Астрон. вестн. 2009. Т.43. №5. С.459-469.

Слюта Е.Н. (2013) Физико-механические свойства и гравитационная деформация металлических астероидов // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. №2. С. 122-140.

Слюта Е.Н. (2014) Форма малых тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 2014. Т.48. №3. С.234-256.

Слюта Е.Н. (2017) Физико-механические свойства каменных метеоритов // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. № 1. С. 72-95.

Сметанников А.С. (2007) Сравнительное исследование высокоскоростного удара космических тел по воде и грунту // ИФЗ. 2007. Т.80. №4. С.52-58.

Смил В. (2012) Глобальные катастрофы и тренды: Следующие 50 лет. М.: АСТ-ПРЕСС КНИГА, 2012. 368с.

Смирнов Е.В., Ступицкий Е.Л. (2010) Численное воздействие разряженного плазменного потока на поверхность твердого тела // Поверхность. Рентгеновские, синхронные и нейтронные исследования. 2010. №1. С.102-112.

Смольников Б.А. (2017) Робот против астероида / Тр. семинара «Компьютерные методы в механике сплошной среды», 2015-2016 гг. СПб: Изд-во С.-Петербург. ун-та, 2017. С. 5-13.

Современные системы мониторинга и прогнозирования чрезвычайных ситуаций (2013) / под ред. В.А. Пучкова. М.: ФКУ ЦСИ ГЗ МЧС России. 352с.

Соколов Л.Л., Башаков А.А., Борисова Т.П., Петров Н.А., Питьев Н.П., Шайдулин В.Ш. (2012) Траектории соударения астероида Апофис с Землей в XXI веке // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 4. С. 311-320.

Соколов Л.Л., Кутеева Г.А. (2012) О характеристиках возможных соударений астероидов с Землей // Вестн. Санкт-Петербургского ун-та. 2012. Сер.1. Математика. Механика. Астрономия. Вып.4. С.133-138.

Соколов Л.Л., Петров Н.А., Васильев А.А., Кутеева Г.А., Шмыров А.С., Эскин Б.Б. (2018) О возможности увода астероида от соударения с Землей с использованием кинетического метода // Астрон. вестн. 2018. Т.52. № 4. С. 343-350.

Соколов Л.Л., Кутеева Г.А., Петров Н.А., Эскин Б.Б., Баляев И.А., Васильев А.А. (2021) О характеристиках особых траекторий астероида Апофис и возможности увода его от соударения с Землей // *Астрон. вестн.* 2021. Т.55. №3. С.265-271.

Солнечная система (2017) / ред. – сост. В.Г.Сурдин. Изд. 2-е перераб. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2017. 460с.

Соловьев В.О., Шведов И.М. (2018) Применение взрывореактивного комплекса для динамической защиты Земли от столкновения с астероидами // *Проблемы машиностроения и автоматизации.* № 2. С. 107-113.

Соляник В.Ф. (1980) Тунгусская катастрофа 1908г. в свете электрической теории метеорных явлений / *Взаимодействие метеорного вещества с Землей.* Новосибирск: Наука, 1980. С.178-188.

Сретенский Л.Н. (1977) Теория волновых движений жидкости. М.: Наука, 1977. 815с.

Станюкович К.П., Федынский В.В. (1947) О разрушительном действии метеоритных ударов // *Докл. АН СССР.* 1947. Т. 57. № 2. С. 129-132.

Станюкович К.П. (1950) Элементы физической теории метеоров и кратерообразующих метеоритов // *Метеоритика.* 1950. Вып. 7. С. 39-62.

Станюкович К.П. (1960) Элементы теории удара твердых тел с большими (космическими) скоростями / *Искусственные спутники Земли.* Вып. 4. М.: Изд-во АН СССР, 1960. С. 86-117.

Станюкович К.П., Шалимов В.П. (1961) О движении метеорных тел в атмосфере Земли // *Метеоритика.* 1961. Вып.20. С.54-71.

Станюкович К.П. (1971) Неустановившиеся движения сплошной среды М.: Изд-во «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, 1971. 856с.

Стихно К.А. (2018) Возможность проведения гравитационной коррекции орбиты астероида Апофис с использованием небольшого космического аппарата // *Космонавтика и ракетостроение.* № 1(100). С. 50-59.

Строгова О. (2021) Посылка из дворца Дракона // *Тайны XX века.* 2021. №6. С. 4-5.

Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. (1995) *Аэродинамика болидов.* М.: Наука. 1995. Физматлит. 240 с.

Стулов В.П. (2008) О разрушении и распаде метеорных тел в атмосфере // *Докл. РАН.* 2008. Т.421. №4. С.486-489.

Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю., Холодов А.С., Холодов Я.А. (2004а) Поведение высокотемпературного плазменного сгустка в верхней атмосфере. Ч.1. Начальная стадия разлета и торможения плазменного сгустка // *Матем. моделир.* 2004. Т.16. №7. С.43-58.

Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю., Холодов А.С., Холодов Я.А. (2004б) Численное исследование поведения высокоэнергетического плазменного сгустка в верхней ионосфере. Ч.2. Разработка трехмерной модели // *Матем. моделир.* 2004. Т.16. №8. С.3-23.

Ступицкий Е.Л. (2006) Особенности плазменных течений взрывного типа в околоземном космическом пространстве // Геомagnetизм и аэрономия. 2006. Т.46. №1. С.26-43

Ступицкий Е.Л., Тарасов О.А., Чухутов Х.И. (2010) Распространение радиоволн в атмосфере, возмущенной ядерным взрывом // Физика ядерного взрыва. Т.2. Гл.15. 2010.

Ступицкий Е.Л., Холодов А.С. (2019) Физические исследования и математическое моделирование крупномасштабных геофизических экспериментов. Долгопрудный: изд-во «Интеллект», 2019. 800с.

Ступицкий Е.Л., Андрущенко В.А. (2020) Физические исследования, численное и аналитическое моделирование взрывных явлений // Компьютерные исследования и моделирование. Обзор. 2020. Т. 12. № 3. С. 505-546.

Сурдин В.Г. (2004) Эффект инженера Ярковского // Природа. 2004. №11. С.91-96.

Суржигов С. Т., Шувалов М. П. (2013) Тестирование расчетных данных по радиационному и конвективному нагреву спускаемых космических аппаратов нового поколения (обзор) // ТВТ. 2013. Т.51. №3. С.456-470.

Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А. (2014) Движение и разрушение Челябинского метеорита / Матер. IX Междунар. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ'2014), 25-31 мая 2014г., Алушта. М.: Изд-во МАИ, 2014. С.287-289.

Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А. (2015) Моделирование полета и разрушения метеорных тел в атмосфере Земли / Материалы XIX Междунар. конф. по вычисл. мех. и современ. прикл. программным системам. М.: Изд-во МАИ, 2015. С.539-541.

Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А. (2016) Моделирование движения и разрушения болидов в атмосфере Земли // ТВТ. 2016. Т.54. №3. С.328-335.

Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А., Головешкин В.А. (2017) О разрушении метеорных тел в атмосфере Земли // Механика композиционных материалов и конструкций. Т.23. №1. С.104-116.

Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А. (2022) Численное моделирование физических процессов, приводящих к разрушению астероидов в атмосфере Земли // Компьютерные исследования и моделирование. 2022. Т.14. №4. С.835-850.

Тарakanов А.Ю., Поляков И.А. (2014) Что должно знать население о действиях при падении небесных тел на Землю? // МОНИТОРИНГ. Наука и безопасность. 2014. №3(15). С.68-76.

Тарасова Л.В., Калинин В.Г. (1964) Исследование электрического пробоя в высоком вакууме // ЖТФ. 1964. Т.34. Вып.4. С.666-675.

Твердохлебов Н.В., Тараканов Л.Ю., Норсеева М.Е. (2013) Научное обоснование подходов к определению структуры, содержания и временных параметров освоения программ обучения всех групп населения в области гражданской обороны и защиты от чрезвычайных ситуаций. // Проблемы безопасности и чрезвычайных ситуаций. 2013. №1. С.76-83.

Тирский Г.А., Ханукаева Д.Ю. (2008) Баллистика дробящегося метеороида с учетом уноса массы в неизотермической атмосфере // Космич. исслед. 2008. Т. 46. № 2. С. 122-134.

Тирский Г.А. (2021) Аэротермобаллистика дробящихся метеороидов в атмосфере Земли // ПММ. 2021. Т.85. Вып.5. С.635-663.

Толкачев В.Ф., Трушков В.Г. (1993) Математическое моделирование сдвиговых и откольных разрушений при ударном взаимодействии упругопластических тел // Хим. физика. 1993. Т.12. Вып. 2. С.170-174.

Томанов В.П. (1992) О происхождении комет. Дис.... докт. физ.-мат. наук. М., 1992. 292 с.

Томанов В.П. (2001) «Новый взгляд» на проблему происхождения комет // Земля и Вселенная. 2001. № 6. С. 68-75.

Томанов В.П. (2009) О происхождении комет // Кинематика и физика небесных тел. 2009. Т. 25. № 5. С. 327-354.

Трумпель В.К. (2014) Международно-правовые аспекты предотвращения астероидно-кометной угрозы // Моск. журн. междунар. права. 2014. №2. С.181-191.

Тутуков А.В., Дремова Г.Н., Дремов В.В. (2020) Генерация свободных комет и планет планетными системами // Астрон. журн. 2020. Т. 97. № 11. С. 939-953.

Тюпин В.Н. (2013) Основные физические процессы при эксплуатации железных дорог. Чита: ЗАБИЖТ, 2013. 149с.

Тюпин В.Н. (2017) Взрывные и геомеханические процессы в трещиноватых напряженных горных массивах. Белгород: ИД «Белгород» НИУ «БелГУ», 2017. 192с.

Тюпин В.Н. (2018) Установление параметров разрушения океанской коры при падении астероида в океан // Научные ведомости. Сер. Математика. Физика. 2018. Т.50. №3. С.346-354.

Тятюшкина Е.С. (2019) Исследование параметров каверны на поверхности воды при падении тела / Тр. НГТУ им. Р.Е. Алексеева. 2019. №2 (125). С. 79-88.

Тятюшкина Е.С. (2021) Применение трехмерных уравнений Навье-Стокса, осредненных по Рейнольдсу, для моделирования волн цунами. Дис....канд. ф.-м. н. НГТУ им. Р.Е. Алексеева, 2021. 139 с.

Угроза с неба: рок или случайность? (1999) (под ред. А.А.Боярчука) М.: Космосинформ, 1999. 220с.

Ударный план (2019) Поиск №50(1592) 13 декабря 2019г. С.15.

Устойчивы ли орбиты планет и астероидов (1995) // Земля и Вселенная. 1995. №2. С.79, 86.

Фадеев Ю.И. (1967) Разрушение метеорных тел в атмосфере // ФГВ. №2. 1967. С.276-280.

Файг О. (2023) Секреты «смертельных лучей» // Секретные архивы. 2023. №5. С.42-43.

Федоренко Р.П. (1994) Введение в вычислительную физику. М.: Изд-во МФТИ, 1994. 526с.

- Федынский В.В. (1950)** Небесные камни – метеориты и метеоры. М.: Мол. Гвардия, 1950. 20с.
- Федынский В.В., Дабижа А.И., Зоткин И.Т. (1978)** Распределение космогенных структур Земли по размерам и возрасту // ДАН СССР. 1978. Т.238. №5. С.1087-1090.
- Фельдман В.И. (1987)** Каталог астроблем и метеоритных кратеров Земли // Метеоритика. 1987. Вып. 46. С.154-171.
- Фельдман В.И. (1990)** Петрология импактитов. М.: Изд-во МГУ, 1990. 297с.
- Фельдман В.И. (1993)** Каталог астроблем и метеоритных кратеров Земли (Дополнение 1) // Метеоритика. 1993. Вып. 50. С.142-145.
- Фенстер С.Дж. (1965)** Теплопередача в критической точке для новой бинарной модели воздуха, учитывающей диссоциацию и ионизацию // Ракетная техника и космонавтика. 1965. Т.3. №12. С.19-28.
- Фесенков В.Г. (1964)** К вопросу о происхождении комет // Метеоритика. 1964. Вып. XXIV. С. 61-65.
- Физика взрыва (1975)** / под ред. К.П. Станюковича. М.: Наука, 1975. 704с.
- Физика ядерного взрыва (2009)**. Т.1. М.: Физматлит, 2009. 830с.
- Физика ядерного взрыва (2010)**. Т.2. М.: Физматлит, 2010. 620с.
- Финкельштейн А.М. (2004)** Мир малых планет // Наука в России. 2004. №2(140). С.4-9.
- Фиолетов С. (2020а)** Астероид на прицеле // Поиск. № 25(939). 24 июня 2020 г. С. 21.
- Фиолетов С. (2020б)** Звезды смотрят вниз // Поиск. 2020. № 45-46. С. 12-13.
- Фирсов Л.В. (1965)** О метеоритном происхождении Пучеж-Катунского кратера // Геотектоника. 1965. №2. С.106-118.
- Фишман Р. (2022)** Планетарная оборона // Techinsider. 2002. № 6. С.34-41.
- Фортов В.Е., Гнедин Ю.Н., Иванов М.Ф., Ивлев А.В., Клумов Б.А. (1996)** Столкновение кометы Шумейкеров-Леви 9 с Юпитером: что мы увидели // УФН. 1996. Т. 166. № 4. С. 391-422.
- Фортов В.Е. (2005)** О действии мощного взрыва на астероид / Избранные статьи и доклады. Черноголовка: Ред.-изд. Отдел ИПХФ РАН, 2005. С.501-503.
- Фундаментальные космические исследования (2014)** Кн. 2. Солнечная система / под науч. ред. Г.Г. Райкунова. М.: Физматлит, 2014. 456 с.
- Хазанович-Вульф К.К. (1991)** Космогенная модель становления и размещения диатрем и вопросы металлогении кимберлитов // ДАН СССР. 1991. Т.319. №6. С.1409-1412.
- Хазанович-Вульф К.К. (1992)** Космогенный фактор образования диатрем / Зап. СПб. горного ин-та. 1992. Т.134: Концептуальные основы геологии. С.141-152.
- Хазанович-Вульф К.К. (1994)** Космогенный и эндогенный факторы образования геологических взрывных структур // Докл. РАН. 1994. Т.337. №1. С.83-87.

Хазинс В.М., Шувалов В.В., Светцов В.В. (2018) Сейсмическая активность ударов космических тел // Астрон. вестн. 2018. Т.52. №6. С.566-576.

Хайланд Д.С., Альтвайджри Х.А., Ге С., Маргулис Р., Дойл Дж., Сандберг Дж., Янг Б., Бан Кс., Лопес Дж., Сатак Н. (2010) Постоянно действующая методика уменьшения опасности столкновения с объектами NEA с помощью эффекта Ярковского // Космич. исслед. 2010. Т.48. №5. С.440-447.

Ханукаева Д.Ю. (2002) Аэротермобаллистика единого и дробящегося метеороида в неизотермической атмосфере. Дис.... канд. физ.-мат. наук. М.: МФТИ, 2002. 162с.

Харченко С.Г., Прохожев А.А., Шахраманьян М.А., Акимов В.А., Махутов Н.А. (1997) Концептуальные основы государственной стратегии снижения рисков и смягчения последствий чрезвычайных ситуаций // Экология и промышленность России. 1977. I. Основные термины и понятия. №10. С.31-34; II. Цели, задачи и принципы. №11. С.36-40.

Холин Н.Н., Головешкин В.А., Андрущенко В.А. (2011) Реальность астероидно-кометной опасности и разработка эффективных методов ее предотвращения // Вестн. МГУПИ. Сер. Машиностроение. 2011. №37. С.151-163.

Холин Н.Н., Головешкин В.А., Андрущенко В.А. (2016) Математическое моделирование волновых явлений в конденсированных средах и динамика метеороидов. М.: ЛЕЛАНД, 2016. 216с.

Холшевников К.В., Миланов Д.В., Оськина К.И., Титов В.Б. (2020) Увод метеороида с помощью двигателя малой тяги, направленной по касательной к орбите // Астрон. журн. 2020. Т.97. №9. С.754-764.

Хохряков В.А. (1977) О взаимодействии космических тел с атмосферами планет // Космич. исслед. 1977. Т.15. Вып. 2. С.203-207.

Цаликов Р.Х., Акимов В.А., Козлов К.А. (2009) Оценка природной, техногенной и экологической безопасности России. М.: ФГУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ), 2009. 464с.

Цицин Ф.А., Расторгуев А.С., Чепурова В.М. (1985) Динамическая эволюция космогонически исходного ансамбля кометных тел Солнечной системы // Астрон. циркуляр. 1985. № 1408. С. 5-8.

Цицин Ф.А. (1999) Происхождение комет: новый взгляд на старую проблему // Земля и Вселенная. 1999. № 1. С. 60-69.

Челябинский суперболид (2016) / под ред. Н.Н.Горькавого, А.Е.Дудорова. Челябинск: Изд-во Челяб. гос. ун-та, 2016. 223с.

Червинский П.Н. (1931) О псевдометеорных кратерах в Аризоне и на острове Эзель / Записки Росс. Мин. Об-ва. 1931. Ч.60. Вып. №1. С.135-144.

Черницов А.М., Тамаров В.А., Баранников Е.А. (2016) Оценивание вероятности столкновения астероида с Землей методом Монте-Карло // Изв. ВУЗ'в. Физика. 2016. Т. 59. № 5. С. 84-91.

Черногор Л.Ф. (2018) Статистические характеристики параметров метеороидов в атмосфере Земли // Кинематика и физика небесных тел. Т.34. №3. С.42-58.

Черных Н.С. (1973) Методы наблюдения малых планет / Малые планеты М.: Наука, 1973. С. 20-49.

Чернявский Г.М. (2013) Космическая деятельность в России: проблемы и перспективы // Вестн. РАН. Т.83. №9. С.799-803.

Четверушкин Б.Н. (1985) Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304с.

Чириков Б.В. (1959) Резонансные процессы в магнитных ловушках // Атомная энергия. 1959. Т.6. Вып. 6. С. 630-638.

Чириков Б.В. (1982) Нелинейные резонансы и динамическая стохастичность // Природа. 1982. №7. С.15-25.

Чувахов П.В., Боровой В.Я., Егоров И.В., Радченко В.Н., Оливье Г., Рогелка А. (2017) Влияние малого притупления на формирование вихрей Гёртлера при сверхзвуковом обтекании угла сжатия // ПМТФ. 2017. Т. 58. №6. С. 23-40.

Чурюмов К.И. (2001) Первая Международная конференция «Кометы, астероиды, метеоры, астроблемы и кратеры» – КАММАК-1 // Астрон. вестн. 2001. Т. 35. № 1. С. 102-107.

Чурюмов К.И., Евтушевский А.М., Кравцов Ф.И. (2001) Движение пылевых структур в околядерной области кометы Хейла-Боппа и вращение ее ядра // Астрон. вестн. 2001. Т. 35. №1. С. 76-82.

Чурюмов К.И. (2006) Современное представление о кометах // Земля и Вселенная. 2006. №4. С.44-45.

Чурюмов К.И., Зеленый Л.М., Ксанфомалити Л.В. (2015) «Розетта» исследует комету Чурюмова-Герасименко // Земля и Вселенная. №4. С.3-22.

Шаненко А.К., Поповиченко И.П. (2010) Сублимация осколков астероида после воздействия на него ядерным взрывом // Атом. 2010. №46. С.21-23.

Шаненко А.К. (2011) Ликвидация угрозы столкновения астероида Apophis с Землей ядерным взрывом // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. 2011. Вып. 3. С.42-48.

Шаненко А.К. (2014) О возможности предотвращения столкновения астероида Апофис с Землей с помощью ядерных взрывов // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. 2014. Вып. 2. С.12-19.

Шаненко А.К., Соколов С.С., Мотлохов В.Н., Чайка Т.И., Самодолов А.В. (2016) Изменение траектории опасного космического тела для предотвращения столкновения его с Землей под воздействием высотного ядерного взрыва // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. Вып.1. С.53-59.

Шаненко А.К., Соколов С.С., Мотлохов В.Н., Чайка Т.И., Панов А.И., Самодолов А.В. (2018) Численное моделирование воздействия высотного взрыва ядерного заряда на астероид типа «Апофис» // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. 2018. Вып. 1. С.8-14.

Шаров А. (2023) Как было – не будет. Что изменилось и еще изменится в международном научном сотрудничестве? // Поиск. №10(1760) 10 марта 2023. С.14.

Шаров П. (2011) Комета Темпеля-1: второе randevu с земным посланцем // Новости космонавтики. 2011. Т.21. №04 (339). С.62-63.

Шевелев Ю.Д. (1986) Пространственные задачи вычислительной аэродинамики. М.: Наука, 1986. 367с.

Шевелев Ю.Д., Сызранова Н.Г. (2010) Влияние химических реакций на теплопередачу в пограничном слое. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т.10, URL: <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-14-001.pdf>

Шевелев Ю.Д., Андрущенко В.А., Мурашкин И.В. (2011) Численное решение задачи теории точечного взрыва в переменных Лагранжа. Некоторые новые результаты // Матем. моделир. Т.23. № 9. С. 135-147.

Шевелев Ю.Д., Сызранова Н.Г., Андрущенко В.А. (2012) Гиперзвуковое обтекание неравновесно реагирующим воздухом / Проблемы вычисл. и прикл. мех. Автоматизация моделирования. Вып.2. М.: МАКС Пресс, 2012. С.24-39.

Шевченко В.Г., Мохамед Р.А. (2005) Исследование астероидов с помощью космических аппаратов // Астрон. вестн. 2005. Т. 39. № 1. С. 81-90.

Шевченко И.И. (2007) Резонансы и хаос в динамике тел Солнечной системы / Астрономия: традиции, настоящее, будущее: Сб. обзоров. СПб.: Астрон. ин-т им. В.В. Соболева, 2007. С. 284-314.

Шевченко И.И. (2010) Непредсказуемые орбиты // Природа. №4. С.12-21.

Шестака И.С. (1995) О существовании в Солнечной системе «комето-астероидов» // Астрон. вестн. 1995. Т. 29. № 5. С. 468-471.

Шкала астероидной опасности (2000) // Земля и Вселенная. 2000. № 2. С.93.

Шмидт О.Ю. (1945) О происхождении комет // ДАН СССР. 1945. Т. 49. № 6. С. 413-416.

Шор В.А., Чернетенко Ю.А., Кочетова О.М., Железнов Н.Б. (2012) О влиянии эффекта Ярковского на орбиту Апофиса // Астрон. вестн. 2012. Т.46. №2. С.131-142.

Шор В.А., Вавилов Д.Е., Железнов Н.Б., Зайцев А.В., Кочетова О.М., Чернетенко Ю.А. (2016) Вычислительно-аналитический комплекс для прогнозирования столкновений астероидов и комет с Землей и построения сценариев вызванных ими катастроф // «Известия ГАО в Пулкове». № 223. С. 259-264.

Шор В.А., Вавилов Д.Е., Виноградова Т.А., Железнов Н.Б., Кочетова О.М., Кузнецов В.Б., Чернетенко Ю.А. (2018а) Сравнение точности и эффективности методов оценивания вероятности столкновения небесных тел с Землей / Тр. ИПА РАН. Вып.46. С.117-125.

Шор В.А., Кочетова О.М., Железнов Н.Б., Вавилов Д.Е., Виноградова Т.А., Зайцев А.В., Чернетенко Ю.А. (2018б) Предвычисление сближений и столкновений небесных тел с Землей и Луной в системе «Прогноз» / «Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове». №225. С.223-228.

Шувалов В.В., Артемьева Н.А., Трубецкая И.А. (1999) Зоны ударного метаморфизма на дне океанов // Физические процессы в геосферах: их проявления и взаимодействие (геофизика сильных возмущений). М.: ИДГ РАН, 1999. С.314-323.

Шувалов В.В., Трубецкая И.А. (2007а) Гигантские болиды в атмосфере Земли // Астрон. вестн. Т.41. №3. С.241-251.

Шувалов В.В., Трубецкая И.А. (2007б) Численное моделирование образования подводной ударной структуры Элтани // *Астрон. вестн.* 2007б. Т. 41. № 1. С. 61-69.

Шувалов В.В., Трубецкая И.А. (2007в) Маарообразующие вулканические извержения и ударное кратерообразование / *Физические поля и динамика взаимодействующих геосфер.* М.: ГЕОС, 2007. С.211-218.

Шувалов В.В., Трубецкая И.А. (2011) Численное моделирование высокоскоростных выбросов при ударах комет и астероидов: предварительные результаты // *Астрон. вестн.* 2011. Т.45. № 5. С. 402-411.

Шувалов В.В., Светцов В.В., Трубецкая И.А. (2013) Оценка размера зоны разрушений, производимых на поверхности Земли ударами астероидов размером 10-300м // *Астрон. вестн.* 2013. Т.47. №4. С.284-291.

Шувалов В.В., Попова О.П., Светцов В.В., Трубецкая И.А., Глазычев Д.О. (2016) Определение высоты «метеорного взрыва» // *Астрон. вестн.* 2016. Т.50. №1. С.3-14.

Шувалов В.В., Светцов В.В., Артемьева Н.А., Трубецкая И.А., Попова О.П., Глазачев Д.О. (2017) Астероид Апофис – оценка опасных последствий ударов подобных тел // *Астрон. вестн.* Т.51. №1. С.51-66.

Шувалов В.В., Хазинс В.М. (2018) Численное моделирование возмущений в ионосфере, генерируемых при падении Челябинского и Тунгусского космических тел // *Астрон. вестн.* 2018. Т.52. №2. С.142-151.

Шувалов В.В. (2021) Выброс вещества в атмосферу при падении десятикилометровых астероидов в океан // *Астрон. вестн.* 2021. Т. 55. №2. С. 114-123.

Шувалов В.В. (2023) Численное моделирование выброса вещества в атмосферу при наклонном падении десятикилометровых астероидов в океан // *Физика Земли.* 2023. №3. С.131-138.

Шугаров А.С. (2013) Моделирование зоны обнаружения опасных небесных тел для системы космического базирования // *Астрон. вестн.* Т. 47. № 4. С. 321-326.

Шугаров А.С., Шустов Б.М., Мартынов М.Б., Кудряшов В.А., Тербиж В.Ю. (2015) О концентрации экономичной космической системы обнаружения опасных небесных тел // *Космич. исслед.* Т.53. №2. С.95-104.

Шульман Л.Н. (1987) Ядра комет. М.: Наука, 1987. 230с.

Шульц Р. (2009) Rosetta – одна встреча с кометой и два пролета возле астероидов // *Астрон. вестн.* 2009. Т.43. №4. С.357-366.

Шуршалов Л.В., Плотников П.В. (1998) Задачи расчета экстремальных взаимодействий больших объемов космической пыли с атмосферами планет / *Тр. Матем. ин-та им. В.А. Стеклова.* 1998. Т. 233. С. 255-263.

Шустов Б.М. (2004) Большие оптические телескопы будущего // *Земля и Вселенная.* 2004. №2. С.3-12.

Шустов Б.М. (2008) Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / *Физика космоса. Тр. 37-й Междунар. студенч. научн. конф. 28 янв. – 1 февр. 2008г.* Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2008. С.206-225.

Шустов Б.М., Рыхлова Л.В. (2009) Астероидно-кометная опасность: новые подходы // Вестн. РАН. Т.79. №7. С.579-586.

Шустов Б.М. (2010) О скоординированном подходе к проблеме астероидно-кометной опасности // Космич. исслед. 2010. Т.48. №5. С.388-401.

Шустов Б.М. (2011) Астероидно-кометная опасность: о роли физических наук в решении проблемы // УФН. Т.181. №10. С.1104-1108.

Шустов Б.М., Рыхлова Л.В. (2011) О концепции комплексной программы «Создание российской системы противодействия космическим угрозам (2012-2020)» // Вестн. Сиб. гос. аэрокосмического ун-та им. Акад. М.Ф.Решетникова. Вып.6 (39). С.4-8.

Шустов Б.М., Нароенков С.А., Емельяненко В.В., Шугаров А.С. (2013а) Астрономические аспекты построения системы обнаружения и мониторинга опасных космических объектов // Астрон. вестн. Т.47. №4. С.312-320.

Шустов Б.М., Рыхлова Л.В., Кулешов Ю.П., Дубов Ю.Н., Елкин К.С., Венеминов С.С., Боровик Г.К., Молотов И.Е., Нароенков С.А., Барабанов С.И., Емельяненко В.В., Девяткин А.В., Медведев Ю.Д., Шор В.А., Холшевников К.В. (2013б) Концепция системы противодействия космическим угрозам: астрономические аспекты // Астрон. вестн. Т. 47. № 4. С. 327-340.

Шустов Б.М., Шугаров А.С., Нароенков С.А., Прохоров М.Е. (2015) Астрономические аспекты космических угроз: новые задачи и подходы к проблеме астероидно-кометной опасности после Челябинского события 15 февраля 2013г. // Астрон. журн. Т.92. №10. С.867-880.

Шустов Б.М. (2016) О современном подходе к задаче обнаружения опасных небесных тел // Кинематика и физика небес. тел. Т.32. №5. С.11-17.

Шустов Б.М., Нароенков С.А., Ефремова Е.В. (2017) О населенности околоземного пространства опасными небесными телами // Астрон. вестн. Т.51. №1. С.44-50.

Шустов Б.М., Нароенков С.А. (2018а) Найти опасный астероид, пока он не нашел нас // Земля и Вселенная. 2018. №4. С.16-28.

Шустов Б.М., Нароенков С.А. (2018б) Проблема астероидно-кометной опасности: Российские подходы / Тр. конф. «Звезды и спутники». 15-16 окт. 2018г. Москва. М.: Изд-во Янус-К. С.114-122.

Шустов Б.М. (2019) О роли науки в изучении и парировании космических угроз // Вестн. РАН. 2019. Т.89. №8. С.777-799.

Шустов Б.М. (2021а) Космические опасности: ближний космос // Земля и Вселенная. 2021. №6. С.59-69.

Шустов Б.М. (2021б) Сколько межзвездных гостей в Солнечной системе? / Научн. тр. ИНАСАН. 2021. Т.6. Вып. 1. С.16-21.

Эйсмонт Н.А., Ледков А.А., Назиров Р.Р. (2015) Укрощение астероидов: как управлять их движением // Природа. 2015. №9. С.57-65.

Эльясберг П. (1976) Определение движения по результатам измерений. М.: Наука. 1976. 416с.

Энеев Т.М. (2003) К вопросу об астероидной опасности // Компьютерные инструменты в образовании. 2003. №2. С.13-19.

- Энеев Т.М., Ахметшин Р.З., Ефимов Г.Б. (2011)** К вопросу об астероидной опасности / Препринт № 35 ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. М., 40с.
- Ядерные вооружения и республиканский суверенитет (1992)** М.: Изд-во «Международные отношения», 1992. 86с.
- Якимов Ю.Л. (1973)** Влияние атмосферы при падении тел на воду // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. №5. С.3-6.
- Якимов Ю.Л. (1981)** Поступательные струйные автомодельные течения несжимаемой жидкости // ДАН СССР. 1981. Т.261. №5. С.1074-1078.
- Abbot D.H., Matzen A., Bryant E.A., Pekar S.F. (2003)** Did a bolide impact cause catastrophic tsunamis in Australia and New Zealand? // Geological Society of America Abstracts with Programs. 2003. V.35. №6. P.168.
- Abe S., Borovicka J., Spurny P., et al. (2006)** Meteor network team in Japan. Earth-grazing fireball on March 29, 2006, European Planetary Science Congress, Berlin, Germany, 18-22 September 2006. P.486.
- Ahrens T.J., O'Keefe J.D. (1977)** Equations of state and impact-induced shock-wave attenuation on the Moon / Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977. P. 639-656.
- Ahrens T.J., O'Keefe J. (1987)** Impact on the Earth, ocean and atmosphere // Int. J. Impact Eng. 1987. V.5. №1-4. P.13-32.
- Alvarez L.W., Alvarez W., Asaro F., Michel H.V. (1980)** Extraterrestrial cause for Cretaceous – Tertiary extinction // Science. V.208. №4448. P.1095-1108.
AMPLE <http://www.ipa.nw.ru/PAGE/rusipa.htm>.
- Anders E. (1965)** Fragmentation history of asteroids // Icarus. 1965. V. 4. P. 399-408.
- Andrushchenko V.A., Goloveshkin V.A., Syzranova N.G. (2020)** Physical and kinematic processes associated with meteoroid when falling in the Earth's atmosphere // Smart Innovation, Systems and Technologies. 2020. V.173. P.107-118.
- Asphaug E., Benz W. (1994)** Density of Comet Shoemaker-Levy 9 deduced by modeling breakup of the parent “rubble pile” // Nature. 1994. V. 370. P. 120-124.
- Asphaug E., Benz W. (1996)** Size, density, and structure of Comet Shoemaker-Levy 9 inferred from the physics of tidal breakup // Icarus. 1996. V. 121. P. 225-248.
- Asphaug E., Ostro S.J., Hudson R.S., Scheeres D.J., Benz W. (1998)** Disruption of kilometer-sized asteroids by energetic collisions // Nature. 1998. V.393. P.437-440.
- Asteroids III (2002)** / eds. Bottke W.F., Cellino A., Paolicchi P., Binzel R.P. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2002. 785 p.
- Atkinson A. (1999)** Impact Earth. Asteroids, comets and meteoroids. The crowing threat. London: Virgin, 1999. 266 p.
- Baldwin B., Sheaffer Y. (1971)** Ablation and breakup of large meteorites during atmospheric entry // J. Geoph. Res. 1971. V.76. №19. P.4653-4668.
- Baldwin R.R. (1971)** On the history of lunar impact cratering. The absolute time scale and the origin of planetesimal // Icarus. 1971. V.14. №1. P.36-52.

Barelko V.V., Drozdov M.S., Kuznetsov M.V., Parkin I.P. (2013) Meteorites penetration in to the dense layers of the Earth s atmosphere: physical mechanism behind the explosive phenomena // Journ. Earth Sci. and Engineering. № 3. P.829-883.

Barringer D.M. (1905) Coon Mountain and It's crater / Academy of Natural Sciences, Philadelphia Proceedings. 1905. V.57. P.861-886.

Basilevsky A.T. (1976) On the evolution rate of small lunal craters / Proc. 7th Lunar Sci. Conf. N.Y.: Perganon Press, 1976. P.1005-1020.

Beech M., Steel D. (2005) On the definition of the them «meteoroid» // Q.J.R. 2005. V. 36. P. 281-284.

Belton M.J.S., Chapman C.R., Klaasen K.P., et al. (1996) Galileo's encounter with 243 Ida: An overview of the imaging experiment // Icarus. 1996. V.120. №1. P.1-19.

Billion-ton comet have missed Earth a few hundred kilometers in 1883 (2011) // Emerging Technology. December 27, 2011.

Binzel R.P. (2000) The Torino impact hazart scale // Planet. and Space Sci. 2000. V. 48. Iss. 4. P. 297-303.

Bombardelli C., Urrutxua H., Merino M., Pelaez J., Ahedo E. (2013) The ion beam shepherd: A new concept for asteroid deflection // Acta Astronautica. 2013. V.90. P.98-102.

Bonilla J. (1885) Passage sur le disque Solaire // L'Astronomie. 1885. V. 4. P. 347-350.

Borovička J., Ceplecha Z. (1992) Earth-grazing fireball of October 13, 1990 // Astron. and Astrophys. 1992. V.257. P.323-328.

Borovička J., Spurny P. (1996) Radiation study of two very bright terrestrial bolides and an application to the Comet S-L 9 Collision with Jupiter // Icarus. 1996. V.121. P. 484-510.

Borovička J., Popova O.P., Nemtchinov I. V., Spurny P., Ceplecha Z. (1998) Bolides produced by im-pacts of large meteoroids into the Earth's atmosphere: comparison of theory with observations I. Benešov bolide dynamics and fragmentation // Astron. Astrophys. 1998. V. 334. P.713-728.

Boslough M., Crawford D.A. (2008) Low-altitude airburst and the impact threat // International Journal of Impact Engineering. 2008. V. 35. P. 1441-1448.

Brosh L. (1995) The first UVspectrum of 2060 Chiron // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1995. V. 286. P. 1185-1190.

Brown K. G. (1985) Chemical and thermal nonequilibrium heat transfer analysis for hypervelocity low Reynolds number flow // AIAA Paper. 1985. No.85-1033. 10p.

Brown P.G., Assink J.D., Astiz L. et al. (30 соавторов) (2013) A 500-kiloton airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors // Nature. 2013. V.503. P.238-241.

Bruck Syal M., Owen J.M., Miller P.L. (2015) Deflection by kinetic impact: Sensitivity to asteroid properties. Livermore, USA: Lawrence Livermore National Security, 2015. 35p.

Bryant E.A., Haslett S.K., Scheffers S., Scheffers A., Kelletat D. (2010) Tsunami chronology supporting late Holocene impacts // J. of Siberian Federal Univ. Engineering & Technologies. 2003. V.3. №1. P.63-71.

Bucher W.H. (1963) Cryptoexplosion structures caused from without or from within the Earth? («Astroblemes» or «Geoblemes»?) // Amer. Journ. Sci. 1963. V.261. №7. P.597-649.

Bus S.J., Denault A.J., Rayner J.T., Binzel R.P., Birlan M. (2002) Remote observing at the NASA infrared telescope facility // Proc. SPIE. 2002. № 4845. P. 94-99.

Butkovich T.R. (1967) The gas equation of state for natural materials / Lawrence Radiation Laboratory. Univ. California, Livermore UCRL – 14729. 1967. 28p.

Caldwell J. (1975) Ultraviolet observations of small bodies in the Solar system // Icarus. 1975. V.25. №3. P.384-396.

Cameron A.G.W. (1983) Origin of the terrestrial planets // Icarus. 1983. V.56. P.195-201.

Čapek D., Vokrouhlický D. (2005) Accurate model for the Yarkovsky effect / Intern. Astron. Union: Dynamics of Populations of Planetary Systems. Proceedings IAU Colloquium. №197. 2005.

Catalogue of the Smithsonian Institute (2010) <http://www.cfa.harvard.edu/iau/lists/MPLists.html>, IAV Minor Planet Center Smithsonian Astronomical Observatory.

Ceplecha Z., Spurný P., Borovička J., and Kečliková J. (1993) Atmospheric fragmentation of meteoroids // Astron. Astrophys. 1993. V. 279. P. 615 -626.

Ceplecha Z. (1994) Earth-grazing daylight fireball of August 10, 1972 // Astron. Astrophys. 1994. V.283. P.287-288.

Ceplecha Z., ReVelle D.O. (2005) Fragmentation model of meteoroid motion, mass loss, and radiation in the atmosphere // Meteor. & Planet. Sci. 2005. V.40. №1. P.35-54.

Chatterjee S., Guven N., Yoshinobu A., Donofrio R. (2006) Shiva structure: a possible KT boundary impact crater on western shelf of India. Special Publication // Museum of Texas Univ. 2006. №50. 38p.

Cheng A.F. (2002) Near-Earth asteroid rendezvous: Mission summary / Asteroids III (Eds. Bottke et al.). Tucson: Univ. Arizona Press, 2002. P.251-265.

Chernetenko Yu.A., Kochetova O.M., Shor V.A., Vavilov D.E., Vinogradova T.A., Zheleznov N.B. (2017) New opportunities of the computing analytical complex for predicting collisions of the Earth with asteroids and comets // Тр. ИПА РАН. 2017. № 41. С. 103-106.

Chladni E.F.F. (1794) Über den Ursprung der von Pallas gefundenen und anderer ihr ähnlicher Eisenmassen und über einige damit in Verbindung stehende Naturerscheinungen. Leipzig, Riga: bei J.F. Harknoch, 1794. 63s.

Chopelas A. (1990) Thermal properties of forsterite at mantle pressures derived from vibrational spectroscopy // Phys. Chem. Minerals. 1990. V.17. №2. P.149-156.

Chyba C.F., Thomas P.J., Zahnle K.J. (1993) The 1908 Tunguska explosion: atmospheric disruption of a stony asteroid // Nature. 1993. V.361. №6407. P.40-44.

Cintala M.J., Berthoud L., Holz F. (1999) Ejection – velocity distributions from impacts into coarse – grained sand // Meteorits and Planet. Sci. 1999. V. 34. P. 605-623.

Citron R.I., Jenniskens P., Watkins C., Sinha S., Shan A., Raissi C., Devillepoix H., Albers J. (2021) Recovery of meteorites using an autonomous drone and machine learning // *Meteoritics & Planetary Sci.* 2021. V.56. №6. P.1073-1085.

Classen J. (1977) Catalogue of 230 certain, probable, possible, and doubtful impact structures // *Meteoritics.* 1977. V.12. №1. P.61-78.

Collins G.S., Melosh H.J., Marcus R.A. (2005) Earth impact effects program: A web-based computer program for calculating the regional environmental consequences of a meteoroid impact on Earth // *Meteoritics & Planet. Sci.* V.40. P.817-840.

Collins G.S., Lynch E., McAdam R., Davison T.M. (2017) A numerical assessment of simple airblast models of impact airburst // *Meteor. & Planet. Sci.* 2017. V.52. №8. P.1542-1560.

Comets II (2005) / Eds. M. Feston, H.V. Keller, A. Univ. Arisona Press. 2005. 718 p.

Covello V.T., Merkhofer M.W. (1993) Risk assessment methods. Approaches for assessing health and environmental risks. N.Y.-London: Plenum Press, 1993. 318p.

Crawford D.A., Moder C. (1998) Modeling asteroid impact and tsunami // *Science of Tsunami Hazards.* 1998. V.16. P.21-30.

Currie K.L. (1971) Origin of igneous rocks associated with shock metamorphism as suggested by geochemical investigations of Canadian craters // *J. Geophys. Res.* 1971. V.76. №23. P.5575-5585.

Daly R.T., Ernst C.M., Barnouin O.S. et al. (всего 101 соавтор) (2023) Successful kinetic impact into an asteroid for planetary defense // *Nature.* 2023. V.616. №7957. P.443-447.

de la Chevalerie D.A., Fontenean A., de Luca L., Cardone G. (1997) Gortler – type vortices in hypersonic flows: the ramp problem // *Experiment. Thermal Fluid Sci.* 1997. V. 15. № 2. P. 69-81.

Delbo M., Cellino A., Tedesco E.F. (2007) Albedo and size determination of potentially hazardous asteroids: (99942) Apophis // *Icarus.* 2007. V.188. №1. P.266-269.

Dence M.R. (1972) The nature and significance of terrestrial impact structures / 24th. Inter. Geol. Congr. 1972. Sect. 15. P.77-89.

Dence M.R., Crieve R.A.F., Robertson P.B. (1977) Terrestrial impact structures: Principal characteristics and energy consideration / *Impact and explosion cratering.* N.Y.: Pergamon press, 1977. P. 247-278.

Deryugin V.A., Zaitsev A.V., Larionov V.I., Makhutov N.A., Taranov A.A., Shor V.A. (2015) Predicting and protecting Earth from cosmic collisions // *ROOM.* 2015. №4(6). P.16-19.

Did a massive comet almost wipe humans in 1883? (2011) // *The Week.* October 18, 2011.

Digne (1991) 1-er Symposium Internationale sur la protection du patrimoine Geologique. Digne, France, 11-16 Juin, 1991 / *Terra Abstracts, Supplement 2 to Terra Nova.* 1991. V.3. 17p.

Drube L., Harris A.W., Hoerth T., Muchel P., Perna D., Schler F. (2015) Neoshield – A global approach to Near-Earth object impact threat mitigation. Handbook

of cosmic hazards and planetary defence / ed. J.N. Pelton, Firooz Allahdadi: Springer Reference Work, 2015. 763 p.

Durda D.A., Greenberg R., Jedicke R. (1998) Collision models and scaling laws: A new interpretation of the shape of the Mainbelt asteroids size distribution // *Icarus*. 1998. V. 135. P. 431-440.

Emel'yanenko V. V., Popova O. P., Chugai N. N., Shelyakov M. A., Pakhomov Yu. V., Shustov B. M., Shuvalov V. V., Biryukov E. E., Rybnov Yu. S., Marov M. Ya., Rykhlova L. V., Naroenkov S. A., Kartashova A. P., Kharlamov V. A., and Trubetskaya I. A. (2013) Astronomical and physical aspects of the Chelyabinsk event (February 15, 2013) // *Solar System Research*. 2013. V.47. №4. P.240-254.

Encyclopaedia Britannica (2016) Continental shelf. [https:// www.britannica.com/science/continental-shelf](https://www.britannica.com/science/continental-shelf).

Engelhardt T., Jedicke R., Veres P., Fitzsimmons A., Denneau L., Beshore E., Meinke B. (2017) An observational upper limit on the interstellar number density of asteroids and comets // *Aston. J.* 2017. V.153. P.133-143.

European Asteroid Research Node: <http://earn.dir.de/>.

Exploding wires (1959) / Ed. W.G.Chace, H.K.Moore. New York: Plenum Press. Ing. London: Chapman & Hall, 1959. 373p.

Everhart E. (1974) Implicit single – sequence methods for integrating orbits // *Celest. Mech.* 1974. V. 10. № 1. P. 35-55.

Fay J., Riddell F. (1958) Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air // *J. Aeronaut. Sci.* 1958, V.25. N2. P.73-85.

Fireball and bolide reports (2002) <http://neo.jpl.nasa.gov/fireball/>.

Firestone R., Werst A., Warwick-Smith S. (2006) The cycle of cosmic catastrophes. Food, fire, and famine in the history of civilization. Rochester Vt., Bear & Co., 2006. 392 p.

Fortov V.E., Sultanov V.G., Shustov A.V. (2013) Chelyabinsk superbolide explosion in the Earth's at-mosphere: A common phenomenon or unique coincidence? // *Geochemistry International*. 2013. V.51. №.7. P.549-567.

French B.M. (1998) Traces of catastrophe. A handbook of shock-metamorphic effects in terrestrial meteorite impact structures. LPI Contribution #954. Houston: Lunar and Planetary Institute, 1998. 120p.

Gault D.E., Quaide W.L., Oberbeck V.R. (1968) Impact cratering mechanism and structures / Shock metamorphism of natural materials. Baltimore: Mono Book Corp., 1968. P. 87-99.

Gersonde R., Kyte F.T., Bleil U., Diekmann B., Flores J.A., Gohl K., Grahl G., Hagen R., Kuhn G., Sierro F.J., Volker D., Abelmann A., Bostwick J.A. (1997) Geological record and reconstruction of the late Pliocene impact of the Eltanin asteroid in the Southern Ocean // *Nature*. 1997. V.390. №6658. P.357-363.

Gibbs W.W. (2019) Alien comets may be common, analysis of 2I / Borisov suggests // *Science*. 2019. V.366. P.558.

Giorgini J.D., Benner L.A.M., Ostro S.J., Nolan M.C., Busch M.W. (2008) Predicting the Earth encounters of (99942) Apophis // *Icarus*. 2008. V. 193. № 1. P. 1-19.

Ghiorso M.S., Nevins D., Cutler I., Spera F.J. (2009) Molecular dynamics studies of CaAl₂Si₂O₈ liquid II. Equation of state and a thermodynamics model // *Geochim Cosmochim Acta*. 2009. V.73. №22. P.6917-6951.

Glasstone S., Dolan P.J. (1977) The effects of nuclear weapons, 3rd ed. Washington, D.C.: United States Department of Defense & Energy Research and Development Administration, 1977, 653p.

Gooding R.H. (1990) A procedure for solution of Lambert's orbital boundary-value problem // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 1990. V.48. №2. P.145-165.

Gordon E., Bartky C. D., Li F., Wager J. F. (1975) Dynamics of a large meteor // *AIAA Paper 75-14*. 1975.

Core J.E. (1909) Some astronomical curiosities // *Sci. Amer. Supplem.* 1909. V.67. P.362-363.

Goro K., Hodeo T., Kimitoshi K. (1987) Splash produced by a smooth sphere and cylinder striking a liquid surface // *J. Phys. Soc. Jap.* 1987. V.56. №8. P.2733-2743.

Görtler H. (1941) Über eine dreidimensionale Instabilität laminare Grenzschichten an Konkaven Wänden // *ZAMM*. 1941. Bd. 21. H. 4. S. 230-252.

Görtler H. (1954) On the three-dimensional instability of laminar boundary layers on concave walls / TM 1375. June 1954. NASA (translation of original 1940 paper).

Gossard E.A., Hook W. (1975) Waves in the atmosphere. Amsterdam, Oxford, N.Y.: Elsevier Sci. Pub., 1975. 456p.

Grady D.E. (1982) Local inertial effects in dynamic fragmentation // *J. Appl. Phys.* 1982. V.53. №1. P.322-325.

Grady M.M. (2000) Catalogue of meteorites: With spec. ref. to those represented in the coll. of the Natural history museum, London: Includes CD-ROM. – 5th ed. Cambridge: Cambridge univ. press, 2000. 689p.

Greenberg J.M. (1986) The chemical composition of comets and possible contribution to planet composition and evolution / *The Galaxy and the solar system*. Tempe: Univ. Arizona press, 1986. P.103-115.

Greenberg J.M., Mizutani H., Yamamoto T. (1995) A new derivation of the tensile strength of cometary nuclei. Application to comet Shoemaker-Levy 9 // *Astron. and Astrophys.* 1995. V. 295. P. 35-38.

Grieve R.A.F., Dence M.R. (1979) The terrestrial cratering record, II. The crater production rate // *Icarus*. 1979. V.38. P.230-242.

Grieve R.A.F., Robertson P.B. (1979) The terrestrial cratering record. I. Current status of observations // *Icarus*. 1979. V.38. №2. P.212-229.

Grieve R.A.F. (1984) The impact cratering rate in recent time // *J. Geophys. Res.* 1984. V.83. P.2761-2771.

Grieve R.A.F., Therriault A. (2000) Vredefort, Sudbery, Chicxulub: three of a kind // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 2000. V.28. P.305-338.

Grigorian S.S. (1998) The cometary nature of the Tunguska meteorite: on the predictive possibilities of mathematical models // *Planet. Space Sci.* 1998. V.46. №2/3. P.213-217.

Gutmann J.T. (1976) Geology of crater Elegante, Sonora, Mexico // *Geol. Soc. Amer. Bull.* 1976. V.87. P.1718-1729.

Halliday I., Griffin A.A., Blackwell A.T. (1996) Detailed data for 259 fireballs from the Canadian camera network and inferences concerning the influx of large meteoroids // *Meteorit. and Planet. Sci.* 1996. V.31. P.185-217.

Harkrider D.G., Newton C.A., Flinn E.A. (1974) Theoretical effect of yield and burst height of atmospheric explosions on Rayleigh wave amplitudes // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1974. V.36. №1. P.191-225.

Harris A.W., Davies J.K. (1999) Physical characteristics of Near-Earth asteroids from thermal infrared spectrophotometry // *Icarus.* 1999. V. 142. № 2. P. 464-475.

Hartmann W.K. (1965) Terrestrial and Lunar flux of large meteorites in the last two billion years // *Icarus.* 1965. V.4. №2. P.157-165.

Hartmann W.K. (1966) Early lunar cratering // *Icarus.* 1966. V.5. №4. P.406-418.

Hercik D., Auster H.U., Constantinescu D. et al. (22 соавтора) (2020) Magnetic properties of asteroid (162173) Ryugu // *J. Geophys. Res.* 2020. V. 125. № 1. P. e2019JE 006035.

Hildebrand A.R. (1993) The cretaceous / Tertiary boundary impact // *J. Roy. Astron. Soc. Can.* 1993. V.87. №2. P.77-118.

Hills J.G., Goda M.P. (1993) The fragmentation of small asteroids in the atmosphere // *Astron. J.* 1993. V.105. №3. P. 1114-1144.

Horan L.S., Holland D.E., Bruck S.M., Bevins J.E., Wasem J.V. (2021) Impact of neutron energy on asteroid deflection performance // *Acta astronaut.* 2021. V.183. P.29-42.

Housen K.R., Holsapple K.A. (2011) Ejecta from impact craters // *Icarus.* 2011. V. 211. P. 856-875.

Hughes D.W. (1981) Meteorite falls and finds: some statistics // *Meteorities.* 1981. V. 16. P. 269-281.

Hyde R.A. (1984) Cosmic bombardment / Special report UCID-20062. Livermore: Lawrence Livermore Nat. Lab., 1984.

Ivanov B.A. (1976) The effect of gravity on crater formation: thickness of ejecta and concentric basins / 7-th Proc. Lunar Sci. Conf. N.Y.: Pergamon press, 1976. P. 2947-2965.

Ivanov B.A., Korotkov P.F., Sudakov D.A. (1981) Temperature and density in a cloud of material vaporized by meteorite impact / *Lunar Planet. Sci.* XVII. Houston, LPI, 1981. P.497-499.

Ivanov B.A., Turtle E.P. (2001) Modelling impact crater collapse acoustic fluidization implemented into a hydrocode / XXXII Lunar and Planet. Sci. Conf. 2001. Abstract №1284.

Jacchia L.G. (1974) A meteorite that missed the Earth // *Sky & Telescope.* 1974. № 7. P. 5-9.

Jenniskens P., Shaddad M.H., Numan D. and 32 co-authors (2009). The impact and recovery of asteroid 2008 TC3 // *Nature.* 2009. V.458. P.485-488.

- Jewitt D. (2012)** The active Asteroids // *Astron. J.* 2012. V. 143. Issu.3. P.14-66.
- Kaplan S.L., Lopata E.S., Smith J. (1993)** Plasma processes and adhesive bonding of polytetrafluoroethylene // *Surface and Interface Analysis.* 1993. V.20. №5. P.331-336.
- Khrennikov D.E., Titov A.K., Ershov A.E., Pariev V.I., Karpov S.V. (2020)** On the possibility of through passage of asteroid bodies across the Earth's atmosphere // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 2020. V.493. Iss.1. P.1344-1351.
- Korobeinikov V.P., Shurshalov L.V., Vlasov V.I., Semenov I.V. (1998)** Complex modeling of the Tunguska catastrophe. // *Planet Space Sci.* 1998. V.46. №2/3. P.231-244.
- Korycansky D.G., Lynett P.J. (2005)** Offshore breaking of impact tsunami: The Van Dorn effect revisited // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P L10608.
- Kreyenhagen K.N., Schuster S.N. (1977)** Review and comparison of hypervelocity impact and explosion cratering calculations / *Impact and explosion cratering.* N.Y.: Pergamon Press, 1977. P. 983-1002.
- Krinov E.L. (1966)** Giant meteorites. England, Oxford, New York: Pergamon Press, 1966. XXII. 397p.
- Kroker H. (2005)** Das Blut des Kometen // *VDI nachrichten.* №27. 8 Juli 2005. S.9.
- Kuiper G.P., Fujita Y., Gebrels T., Groenveld I., Kent J., van Biesbrock G., van Houten C.J. (1958)** Survey of asteroids // *Astrophys. J. Suppl.* 1058. V.3. P.289-428.
- Kulik L.A. (1939)** Data on the Tungus meteorite as available towards 1939 // *Comptes Rendus (Doklady) de l'Academie des Sciences de l'USSR.* 1939. V.XXII. N.8. P.515-519.
- Laganelli A.L., Nestler D.E. (1969)** Surface ablation patterns : A phenomenology study // *AIAA Journal.* № 7. P. 1319-1325.
- Lancaster E.R., Blanchard R.C. (1969)** A unified form of Lambert's theorem / NASA technical note TND-5363, 1969.
- Landis R.R., Stern A.S., Wood C.A., Storss A.D. (1998)** Observations of 1 Ceres with HST faint object camera // *Lunar and Planet Sci. Conf XXIX.* 1998. V. 29. Abstr. P. 1937.
- Laughlin G., Batygin K. (2017)** On the consequences of the detection of an interstellar asteroid // *Res. Notes of the American Astron. Soc.* 2017. V.1. P.43.
- Lax P.D. (2006)** Gibbs phenomena // *Sci. Comput.* 2006. V. 26. N. 2/3. P.445-449.
- Lee P. (1996)** Dust levitation on asteroids // *Icarus.* 1996. V.124. P.181-194.
- Lu E., Love S.G. (2005)** Gravitational tractor for towing asteroids // *Nature.* 2005. V.438. №7065. P.177-178.
- Madiedo J.M., Esperato F., Castro-Tirado A.J., Pastor S., Reyes J.A. (2016)** An Earth-grazing fireball from the Daytime ζ -Perseid shower observed over Spain on 2012 June 10 // *Mon. Notic. Roy. Astron. Sci.* 2016. V.460. P.917-922.

- Mak E.K., York D.E., Grieve R.A.F., Dence M.R. (1976)** The age Mistastin Lake crater, Labrador, Canada // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1976. V.31. P.345-357.
- Magnusson P. (1986)** Distribution of spin axes and senses of rotation for 20 large asteroids // *Icarus*. 1986. V.68. №1. P.1-39.
- Marcus A.A. (1966a и б; 1967)** A stochastic model of the formation and survival of lunar craters // *Icarus*. 1966a. V.5. №2. P.165-200; 1966b. №6. P.590-605; 1967. V.6. №1. P.56-74.
- Marsden B.G., Sekanina Z., Yeomans D. (1973)** Comets and nongravitational forces // *Astron. J.* 1973. V.78. P.211-229.
- Marsden B., Williams G. (2003)** Catalogue of cometary orbits. Smithsonian Astrophysical Observatory, 2003. 169p.
- Martin J.J. (1966)** Atmospheric reentry. An introduction to its science and engineering. Arlington, Virginia. Englewood Cliffs N.J.: Prentice Hall, 1966. XXI. 264p.
- Mason B. (1962)** Meteorites. New York: Wiley, 1962. 274p.
- McKinnon W.B., Schenk P.M. (1985)** Ejecta blanket scaling on the Moon and Mercury – Inferences for projectile populations (abstract) / *Proc. 16th Lunar and Planet. Sci. Conf.* 1985. P. 544-545.
- Meech K.J., Weaver H.A. (1996)** Unusual comets (?) as observed from the Hubble Space Telescope // *Earth, Moon, and Planets*. 1996. V. 72. P. 119-132.
- Melosh H.J. (1989)** Impact cratering: A geologic process (Oxford monographs on geology and geophysics, №11). New York, Oxford: Clarendon Press, Oxford University Press, 1989. 245p.
- Melosh H.J., Ivanov B.A. (1999)** Impact crater collapse // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* 1999. V.27. P.385-425.
- Meteorites, comets, and planets (2004)** / V. 1. / ed. Davis A.M. 2004. XVII, 737p.
- Milani A., Farinella P. (1994)** The age of the Veritas asteroid family deduced by chaotic chronology // *Nature*. 1994. V.370. №6484. P.40-42.
- Milani A., Chesly S.R., Sansaturio M.E., Tommei G., Valsecchi G.V. (2005)** Nonlinear impact monitoring: line of variation searches for impactors // *Icarus*. 2005. V. 173. P. 362-384.
- Milani A. (2007)** <http://hamilton.dm.unipi.it/cgi-bin/astdys/>
- Minor planet center:** <http://www.cfa.harvard.edu/iau/mpct.html>.
- Mittal R., Iaccarino G. (2005)** Immersed boundary methods // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2005. V.37. P.239-261.
- Mommert M., Hora J.L., Harris A.W., Reach W.T., Emery J.P., Thomas C.A., Mueller M., Cruikshank D.P., Trilling D.E., Delbo M., Smith H.A. (2014)** The discovery of cometary activity in Near-Earth asteroid (3550) Don Quixote // *Astron. J.* 2014. V. 781. № 25. (10pp).
- Moreno A., Madiedo J.M., Zamorano J., Goncalves R., Esparteros F., Trigo-Rodríguez J.M. (2016)** Preliminary spectroscopic and dynamical analysis of an earth-grazer fireball observed on December 24, 2014 / 47th Lunar and Planetary Science Conference (LPSC). 2016. P.1088.

Morrison D. (1997) Protecting the Earth from neo impacts: NASA perspective / Chelyabinsk Scientific Center News, Special Issue, Space protection of the Earth. Pt. 2. 1997. P. 5-6.

Muller R.D., Roest W.R., Royer J.-Y., Gahagan L. (1997) Digital isochrons of the world's ocean floor // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. № B2. P. 3211-3214.

Muller T.G. (2002) ISO and asteroids // Proc. Asteroids, Comets, Meteors (ASM 2002). Berlin, Germany. 2002. P. 91-94.

Muller T.G., Kiss C., Scheirich P., Pravec P., O'Rourke L., Vilenius E., Altieri B. (2014) Thermal infrared observation of asteroid (99942) Apophis with Herschel // Astron. and Astrophys. 2014. V. 566. A22.

Muller T. (2020) Die hochporose Oberfläche des Asteroiden Ryugu // Sterne and Weltraum. 2020. № 9. S. 21-23.

Muller T. (2021) Reihe Beute für den Wanderfalken // Sterne und Weltraum. 2021. №1. S.48-55.

Musser G. (2007) Essential things to do in space // Scientist American. V.297. №4. P.69-75.

Near Earth objects Dynamic site: <http://newton.dm.unipi.it/neodysl/>.

Near-Earth Object Program (NASA, JPL) / <http://neo.jpl.nasa.gov/>.

Nemchinov I.V., Svetsov V.V. (1991) Global consequences of radiation impulse caused by comet impact // Adv. Space. Res. 1991. V.11. №6. P.625-627.

Nemchinov I.V., Alexandrov P.E., Artemiev V.I., Bergelson V.I., Rybakov V.A. (1993) On magnetodynamic effects initiated by a high-speed impact of a large cosmic body upon the Earth's surface / Lunar Planet. Sci. Conf. XXIV, Houston. 1993. P.1063-1064.

Nemchinov I.V., Popova O.P., Shuvalov V.V., Svetsov V.V. (1994) Radiation emitted during the flight of asteroids and comets through the atmosphere // Planetary and Space Science. 1994. V. 42. P. 491-506.

Nicholson U., Bray V.J., Gulick S.P.S., Aduomahor B. (2022) The Nadir crater offshore West Africa: A candidate Cretaceous-Paleogene impact structure // Sci. Adv. 2022. V.8. №33. 13p.

Nicholson W.L., Munakata N., Horneck G., Melosh H.J., Setlow P. (2000) Resistance of bacillus endospores to extreme terrestrial and extraterrestrial environments // Microbiology and Molecular Biology. Rev. 2000. V.64. №3. P.548-572.

Nininger H.H. (1956) Arizona's meteorite crater: Past-present-future. American Meteorite Museum, Sedona, Arizona, 1956. 232p.

Oba Ya., Koga T., Tsuda Yu. (2023) Uracil in the carbonaceous asteroid (162173) Ryugu // Nature Communications. 2023. V.14. P.1-9.

Oberbeck V.R. (1975) The role of ballistic erosion and sedimentation in lunar stratigraphy // Rev. Geophys. Space Phys. 1975. V. 13. № 5. P. 337-362.

Okada T., Tanaka S., Sakatani N. et (75 соавторов) (2020) Highly porous nature of a primitive asteroid revealed thermal imaging // Nature. 2020. V. 579. № 7800. P. 518-522.

Ormo J., Lindstrom M. (2000) When a cosmic impact strikes the sea bed // Geol. Mag. 2000. V. 137. №1. P. 67-80.

Orphal D.L. (1977) Calculations of explosion cratering. – I: The shallow-buried nuclear detonation Johnie-Boy / Impact and explosion cratering. N.Y.: Pergamon press, 1977. P. 897-906.

Ostro S.J., Praves P., Benner L.A.M., Hudson R.S., Sarounova L., Hicks M.D., Rabinovitz D.L., Scotti J.V., Tholen D.J., Wolf M., Jurgens R.F., Thomas M.L., Giorgini J.D., Chodas P.W., Yeomans D.K., Rose R., Frye R., Posema K.D., Winkler R., Slade M.A. (1999) Radar and optical observations of asteroid 1998 KY26 // Science. 1999. V. 285. № 5427. P. 557-559.

Peplow M. (2005) Deep Impact: sifting through the debris // Nature. 2005. V.436. №7048. P.158-159.

Perry M.T., Bressi R., Mc Millan R.S., Tubbiolo A., Barr L.D. (1998) The 1.8 meter spacewatch telescope motion control system / Proc. SPIE. 1998. V. 3351. P. 450-465.

Petrenko V.E., Marchuk An.G. (2004) Estimation of the cosmogenic tsunami parameters // Большая Медведица. 2004. №1. С.43-50.

Pierazzo E., Vickery A.M., Melosh H.J. (1997) A reevaluation of impact melt production // Icarus. 1997. V. 127. P. 408-423.

Pierazzo E., Garcia R.R., Kinnison D.E., Marsh D.R., Lee-Taylor J., Crutzen P.J. (2012) Ozone perturbation from medium-size asteroid impacts in the ocean // Earth and Planetary Science Letters. 2012. V.229. P.263-272.

Pike R.J. (1977) Apparent depth/apparent diameter relation for lunar craters / 8th. Proc. Lunar Sci. Conf. N.Y.: Pergamon press, 1977. P. 3427-3436.

Plinius C.S. (1832) *Naturalis Historia Universi et spatium*. 1831. V.1. Libr.1-6. 439p.

Pollack J.B., Toon O.B., Ackerman T.P., McKay C.P., Turco R.P. (1983) Environmental effects of an impact-generated dust cloud: Implication for the Cretaceous-Tertiary extinctions // Science. 1983. V.219. №4582. P.287-289.

Pope K.O., Ocampo A.C., Duller C.E. (1993) Surficial geology of the Chicxulub impact crater, Yucatan, Mexico // Earth, Moon and Planets. V.63. P.93-104.

Posa A., Lippolis A., Verzicco R., Balaras E. (2011) Large-eddy simulations in mixed-flow pumps using an immersed-boundary method // Comput Fluids. 2011. V.47. №1. P.33-43.

Potter R.W.K., Kring D.A., Collins G.S., Kiefer W.S., McGovern P.J. (2013) Numerical modeling of the formation and structure of the Orientale impact basin // J. Geophys. Res. Planets. 2013. V.118. №5. P.963-979.

Rettig T., Hahn J.M., Tegler S.C., Sobczak G.S., Mumma M., Disanti M. (1994) Hubble space telescope observation of comet Shoemaker-Levy 9 subnuclei: Solid bodies or swarms? // Bull. Am. Astron. Soc. 1994. V. 26. P. 1567.

ReVelle D.O. (1976) Dynamics and thermodynamics of large meteor entry: a quasi-simple ablation model // Planetary Sci. SR-76-1. 1976. 90p.

Robertson P.B., Grieve R.A.F. (1975) Impact structures in Canada: their recognition and characteristics // J. Roy. Astron. Soc. Can. 1975. V.69. №1. P.1-21.

Roddy D.J. (1987) Computer simulations of large asteroid impacts into oceanic continental sites // Int. J. Impact Engin. 1987. V.5. P.525-541.

Rumpf C.M., Levis H.G., Atkinson P.M. (2016a) On the influence of impact effect modelling for global asteroid impact risk distribution // *Acta Astronautica*. V.123. P.165-170.

Rumpf C.M., Levis H.G., Atkinson P.M. (2016b) The global impact distribution of near-Earth object // *Icarus*. V.265. P.209-217.

Rumpf C.M., Levis H.G., Atkinson P.M. (2017) Population vulnerability models for asteroid impact risk assessment // *Meteoritics & Planetary Sci.* V.52. №6. P.1082-1102.

Schmidt R.M., Holsapple K.A. (1982) Estimates of crater size for large-body impacts: Gravitational scaling results / GSA Special Paper. 1982. V.190- Boulder: GSA. P.93-101.

Schmidt R.M. Housen K.R. (1987) Some recent advances in the scaling of impact and explosion cratering / *Int. J. Impact Engng.* 1987. V.5. P.543-560.

Schultz P.H., Zarate M., Hames W., Camilion C., King J. (1998) A3.3-Ma Impact in Argentina and Possible Consequences // *Science*. 1998. V.282. №5396. P. 2061-2063.

Schultz P.H., Eberhardy C.A., Ernst C.M., A'Hearn M.F., Sunshine J.M., Lisse C.M. (2007) The Deep Impact oblique impact cratering experiment // *Icarus*. 2007. V.191. P.84-122.

Sekanina Z. (1982a) The problem of split comets in review / Ed. Wklkening L.L. / *Comets*. Tucson: Univ. Arizona Press, 1982a. P. 251-287.

Sekanina Z. (1982b) The path and surviving tail of a comet that fell into the Sun // *Astron. J.* 1982b. V. 87. P. 1059-1072.

Sekanina Z. (1985) Precession model for the nucleus of periodic comet Giacobini-Zinner // *Astron. J.* 1985. V. 90. P. 827-845.

Sharpton V.L., Burke K., Hall S.A., Lee S., Marin L.E., Suarez G., Quezada-Muneton J.M., Urrutia-Fucugauchi J. (1993) Chicxulub basin: Gravity characteristics and implications for basin morphology and deep structure // *Lunar and Planetary Sci.* 1993. V.24. P.1283-1284.

Shober P.M., Jansen-Sturgeon T., Sansom E.K., Devillepoix H.A.R., Towner M.C., Bland P.A., Cupák M., Howie R.M., Hartig B.A.D. (2020) Where did they come from, where did they go: grazing fireballs // *The Astronomical Journal*. 2020. V.159. P.191 (15p).

Shoemaker E.M. (1963) Impact mechanics at meteor crater, Arisona / The moon, meteorites and comets. Chicago: Univ. Chicago Press, 1963. P.301-336.

Shoemaker E.M., Hackman R.L., Eggleton R.E. (1963) Interplanetary correlation of geologic time // *Adv. Astronaut. Sci.* 1963. №8. P.7089.

Shoemaker E.M. (1977) Astronomically observable crater-forming projectiles / Impact and explosion cratering. NY: Pergamon, Elmsford, 1977. P.617-628.

Shoemaker E.M., Wolf R.F., Shoemaker C.S. (1990) Asteroid and comet flux in the neighbourhood of Earth // *Geol. Soc. Amer. Spec. Pap.* 1990. №247. P.155-170.

Shuvalov V.V. (1999) Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // *Shock Waves*. 1999. V. 9. № 6. P. 381-390.

Shuvalov V. (2003) Displacement of target material during impact cratering / Impact markets in the stratigraphic record; ESF Impact. Berlin: Springer Verlag, 2003. P. 121-135.

Shuvalov V., Trubetskaya I. (2008) Impact induced aerial bursts in the Earth's atmosphere / 39 Lunar and Science Conference. Abstract, 2009. P. 1042.

Shuvalov V., Dypvik H. (2013) Distribution of ejecta from small impact craters // Meteoritics and Planet. Sci. 2013. P.1-9.

Slyta E.N., Voropaev S.A. (1997) Gravitational deformation in shaping asteroids and small satellites // Icarus. 1997. V. 129. P. 401-414.

Slyuta E.N., Nikitin S.M., Korochantsev A.V., Lorents C.A., Skripnik A.Ya. (2009) Strong physical and mechanical anisotropy of ordinary chondrites / 40th Lunar and Planet. Sci. Conf. Houston. 2019. Abstract #1051.

Solem J.C. (1993) Interception of comets and asteroids on collision course with Earth // Journal of Spacecraft and Rockets. 1993. V.3. №2. P.222-228.

Spargo P.E. (2008) The History of the Hoba Meteorite. Part III: Known and Loved by All. Monthly Notes of the Astronomical Society of Southern Africa. 2008. V.67. №11-12. P.202-211.

Spinning meteors (1989) // Sky & Telescope. 1989. № 1. P.11-12.

Spurny P. (1994) Recent fireballs photographed in central Europe // Planet. and Space Sci. 1994. V.42. №2. P.157-162.

Spurny P., Haloda J., Borovička J., Shrbeny L. et al. (2014) Reanalysis of the Benešov bolide and recovery of polymic breccias meteorites – old mystery solved after 20 years // Astron. and Astrophys. 2014. V. 570. P.A39/1-A39/14.

Steverson J.S. (1979) Geological concepts developed on the Precambrian of Sudbury, Ontario // Geol. Assoc. Canada. Spec. Paper. 1979. №19. P.225-243.

Svetsov V.V., Nemitchinov I.V., Teterev A.V. (1995) Disintegration of large meteoroids in Earth's atmosphere: Theoretical models // Icarus. 1995. Vol.116. №1. P.131-153.

Svetsov V.V. (2002) Grazing meteoroids could ignite continental-scale fires / Catastrophic Events and Mass Extinctions: Impacts and Beyond / eds. C. Koeberl, K.G MacLeod. Boulder, Colorado, Geological Society of America Special Paper 356. 2002. P. 685–694.

Svetsov V.V. (2003) Numerical modelling of large asteroidal impacts on the Earth // Int. J. Impact Eng. 2003. V.29. P.671-682.

Svetsov V.V., Shuvalov V.V. (2016) Silicate impact-vapor condensate on the Moon: Theoretical estimates versus geochemical data // Geochim. et Cosmochim. Acta. 2016. V.173. P.50-63.

Syzranova N.G., Andrushchenko V.A. (2018) Effects of bolide parameters on the motion and destruction in the Earth's atmosphere // Published under license by IOP Publishing Ltd., IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. V.468. Iss. 1.

Syzranova N.G., Andrushchenko V.A. (2021a) The study of the physical processes that cause the destruction and fragmentation of meteoroids in the atmosphere // Smart Innovation, Systems and Technologies. 2021. V.214. P.199-212.

Syzranova N.G., Andrushchenko V.A. (20216) Aspects of meteoroids flight in the Earth's atmosphere // Smart Innovation, Systems and Technologies. 2021. V. 217. P. 13-23.

Syzranova N.G., Andrushchenko V.A. (2022) Unconventional Trajectories of Meteoroids in the Earth's Atmosphere. In: Favorskaya, M.N., Nikitin, I.S., Sev-erina, N.S. (eds) Advances in Theory and Practice of Computational Mechanics. Smart Innovation, Systems and Technologies. Springer, Singapore. 2022. V.274. P.179–193.

Tauzin B., Debayle E., Quantin C., Coltice N. (2013) Seismoacoustic coupling induced by the breakup of the 15 February 2013 Chelyabinsk meteor // Geophys. Res. Lett. 2013. V.40. №14. P.3522-3526.

Tedesco E.F., Noah P.V., Noah M., Prise S.D. (2002a) The supplemental IRAS minor planet survey // Astron. J. 2002. V.123. P. 1056-1085.

Tedesco E.F., Egan M.P., Price S.D. (2002b) The Midcourse Space experiments infrared minor planet survey // Astron. J. 2002. V.124. P. 583-591.

Thomas C.A., Naidu S.P., Scheirich P. et al. (всего 49 соавторов) (2023) Or-
bital period change of Dimorphos due to the DART kinetic impact // Nature. 2023. V.616. №7957. P.448-451.

Thompson S.L., Lauson H.S. (1972) Improvements in the Chart D radiator-hy-
drodynamic CODE III: Revised analytic equations of state / Report SC-RR-710714. Sandia National Laboratory, Albuquerque, New Mexico. 1972. 119p.

Tillotson J.H. (1962) Metallic equations of state for hypervelocity impact / Gen-
eral Atomic Report GA-3216. 1962. 137p.

Timoshenko S.P., Goodier J.N. (1970) Theory of elasticity. N.Y.: McGraw-Hill, 1970. 34p.

Trilling D.E., Valdes F., Allen L., James D., Fuentes C., Herrera D., Axelrod T., Rajagopal J. (2017) The size distribution of Near-Earth objects larger than 10 m // Astron. Journ. 2017. V. 154. № 11. P. 170-179.

Valsecchi G.B. (2007) 236 years ago... / Near Earth objects, our celestial neigh-
bors: opportunity and risk. Proc. IAU simp. 2006. V2. №236. P. XVII-XX.

van den Bergh S. (1994) Astronomical catastrophes in Earth history. Victoria: NRC-CNRC, 1994. 36p.

van Dorn W.G., Mehaute B., Hwang L.-S. (1968) Handbook of explosion-gener-
ated water waves. Washington, D.C.: Office of Naval Research, 1968.

van Houten C.J., van Houter-Groeneveld I., Wisse-Shouten M., Bardwell C., Green D.W.E., Gehrels T. (1991) The second Palomar-Leiden Trojan survey // Icarus. 1991. V. 91. P. 326-333.

van Leer B. (1977) Towards the ultimate conservative difference scheme. III-Upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow. IV-A new approach to numerical convection // Journ. Comput. Phys. 1977. V.23. P.263-299.

Veeder G.J., Matson D.L., Nelson R.M., Lane A.L., Johnson T.V., McCord T.B., Gaffey M.J. (1980) Observations of selected asteroids with the International Ultraviolet Explorer (IUE) // Bull. Amer. Soc. 1980. V. 12. № 3. P. 663.

Veeder G.J., Tedesco E.F., Matson D.L. (1989) Asteroid results from the IRAS survey / Eds. Binzel R.P., Gehrels T., Matthews M.S. / Asteroids II. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 282-289.

Verschuur G.L. (1996) Impact! The threat of comets and asteroids. New York: Oxford Univ. Press, 1996p.

Veverka J., Belton M., Klaasen K., Chapman C. (1994) Galileo's encounter with 951Gaspra: Overview // *Icarus*. 1994. V. 107. № 1. P. 2-17.

Veverka J., Thomas P., Harch A., Clark B., Bell III J.F., Carcich B., Joseph J., Murchie S., Izenberg N., Chapman C., Merline W., Malin M., McFadden L., Robinson M. (1999) NEAR encounter with asteroid 253 Mathilde: Overview // *Icarus*. 1999. V.140. №1. P.3-16.

Vokrouhlicky D., Milani A., Chesley S.R. (2000) Yarkovsky effect on small near-Earth asteroids: Mathematical formulation and examples // *Icarus*. 2000. V.148. P.118-138.

von Niessl G.M. (1917) The determination of meteor-orbits in the Solar system / Smithsonian miscellaneous collections. 1917. V. 66 Iss. 16. 35p.

Ward S.N., Asphaug E. (2000) Asteroid impact tsunami: A probabilistic hazard assessment // *Icarus*. 2000. V.145. P.64-78.

Wasson J.T. (1974) Meteorites. Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag, 1974. 316p.

Wasson J.T., Boslough M.B.E. (2000) Large Aerial Bursts: An Important Class of Terrestrial Accretionary Events, Catastrophic Events and Mass Extinctions: Impact and Beyond. LPI Contrib. 2000. №1053. Houston: Lunar and Planet. Inst. P. 239-240.

Weibull W. (1951) A statistical distribution function of wide applicability // *J. Appl. Mech.* 1951. V.10. P. 140 – 147.

Weidenschilling S.J. (1997) The origin of comets in Solar Nebula: A unified model // *Icarus*. 1997. V. 127. P. 290-306.

Weissman P.R. (1986) Are cometary nuclei primordial rubble piles? // *Nature*. 1986. V. 320. P. 242-244.

Whipple A.L. (1995) Lyapunov times of inner asteroids // *Icarus*. 1995. V. 115. № 2. P. 347-353.

Whipple F.J.W. (1930) The great siberian meteor and the waves seismic and aerial, which it produced // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1930. V.56. №236. P.287-304.

Whipple F.J.W. (1934) On the phenomena related to the great Siberian meteor // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1934. V.60. №257. P.505-518.

Whipple F.L. (1950) A comet model. I. The acceleration of comet Encke // *Astrophys. J.* 1950. V. 111. P. 375-394.

Whipple F.L. (1968) Origins of meteoritic material / *Phys. Dynam. of Meteors, Simp.* №33 IAU, 1967. Dordrecht-Holland: Reidel P.C., 1968. P.481-485.

Whitman K., Morbidelli A., Jedicke R. (2006) The size frequency distribution of dormant Jupiter family comets // *Icarus*. 2006. V. 183. Issu.1. P. 101-104.

Wood J.A. (1968) Meteorites and the origin of planets. N. Y.: Mc Graw-Hill, 1968. 117p.

Wood L., Ayde R., Ishikawa M. (1994) Cosmic bombardment IV: averting catastrophe in the here – and – now / Тезисы междунар. конф. «Проблемы столкновения с опасными космическими объектами» (SPE-94). Ч.1. Снежинск, 25-30сент. 1994. С.116-118.

Wunnemann K., Ivanov B.A. (2003) Numerical modeling of the impact crater depth-diameter dependence in an asoustically fluidized target // Planet. Space Sci. 2003. V.51. P.831-845.

Yano H., Hasegava S., Abe M., Fujivara A. (2002) Asteroidal surface sampling by the MUSES-C spacecraft // Proc. Asteroids. Comets. Meteors. (ACM 2002). Berlin, Germany. 2002. P.103-107.

Yee H.C., Warming R.F. (1985) Implicit total variation diminishing (TVD) schemes for steady-state calculations // J. of Comp. Phys. 1985. V.57. №3. P.327-360.

Yomans D.K., Chesley S.R., Chodas P.W. (2009) NASA's near-Earth object program office report 165 http://neo.jpl.nasa.gov/news/news_165.html, 2009.

Zahnle K., McLow M.-M. (1994) The collision of Jupiter and comet Shoemaker-Levy 9 // Icarus. V.108. №1. P.1-17.

Zolensky M.E., Abreu N.M., Velbel M.A., Rubin A., Chaumard N., Noguchi T., Michikami T. (2018) Physical, chemical, and petrological characteristics of chondritic materials and their relationships to small Solar system bodies / Primitive meteorites and asteroids: physical, chemical and spectroscopic observations paving the way to exploration. Amsterdam: Elsevier, 2018. P.59-204.

Zook H.A. (1975) The state of meteoritic material on the Moon / 6-th Prock. Lunar Sci. Conf. N.Y.: Pergamon press, 1975. P. 1653-1672.

Андрущенко В.А., Сызранова Н.Г., Головешкин В.А.

**ОСНОВНЫЕ АСПЕКТЫ
ПРОБЛЕМЫ
АСТЕРОИДНО-КОМЕТНОЙ
ОПАСНОСТИ**

Формат 70x100 1/16
Гарнитура Times
Усл.-п. л. 42,25. Уч.-изд. л. 38,2
Тираж 300 экз.

Издатель – Российская академия наук

Публикуется в авторской редакции

Верстка и печать – УНИД РАН

Отпечатано в экспериментальной цифровой типографии РАН

Издается по решению Научно-издательского совета
Российской академии наук (НИСО РАН) от 11.04.2024 № 1
и распространяется бесплатно