

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 54, Номер 2, 2020

---

---

Каллисто в магнитосфере Юпитера <i>Е. С. Беленькая</i>	99
Химический и изотопный состав кометы 67P/Чурюмова–Герасименко (обзор результатов космической миссии Rosetta–Philae). Следствия для космогонии и космохимии <i>В. А. Дорофеева</i>	110
Некоторые свойства кометы Хейла–Боппа (по наблюдениям 1995–98 гг.) <i>Л. В. Ксанфомалити</i>	135
Джинсовская неустойчивость допланетного газового облака с излучением в неэкстенсивной статистической кинетике Тсаллиса <i>А. В. Колесниченко</i>	151
Исследование состава продуктов дегазации метеорита Аба Рапу (L3) <i>А. В. Стенников, В. С. Федулов, С. Г. Наимушин, Н. В. Душенко, С. А. Воронаев</i>	165
Разрыв вытянутого малого тела приливными силами Земли при подлете: возможные сценарии <i>С. А. Воронаев, Ян Джианго, Жан-Пьер Барриот</i>	171
Влияние рельефа местности на последствия ударов космических тел <i>В. В. Шувалов</i>	183
Тимур Магометович Энеев (1924–2019)	191

---

---



УДК 523.45

## КАЛЛИСТО В МАГНИТОСФЕРЕ ЮПИТЕРА

© 2020 г. Е. С. Беленькая\*

МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

\*e-mail: elena.belenkaya.msu@gmail.com

Поступила в редакцию 25.06.2019 г.

После доработки 29.10.2019 г.

Принята к публикации 31.10.2019 г.

Изучение галилеевых спутников позволяет уточнить структуру магнитосферного магнитного поля по наблюдениям их проекций вдоль магнитных силовых линий на атмосферу/ионосферу Юпитера, в которых возникают пятна полярных сияний. УФ сияния в проекциях на ионосферу Ио, Европы и Ганимеда существуют почти постоянно, в то время как наблюдение следа Каллисто затруднено. Одна из причин заключается в том, что проекция Каллисто лежит вблизи яркого главного овала Юпитера или внутри него. Другая причина состоит в том, что Каллисто не находится постоянно в доальвовенском потоке магнитосферной плазмы. Взаимодействие Каллисто с магнитосферной плазмой планеты — актуальная проблема, широко обсуждаемая в литературе, которая проливает свет на ключевые процессы, происходящие в системе Юпитера.

**Ключевые слова:** Каллисто, Юпитер, магнитосферная плазма, альвовенские крылья

**DOI:** 10.31857/S0320930X20020012

### ВВЕДЕНИЕ

Пространство вокруг планеты, в котором ее магнитное поле и поле токовых систем, возникающих при обтекании планеты солнечным или звездным ветром, контролирует поведение плазмы, называется магнитосферой. Если у планеты нет собственного магнитного поля или оно очень слабое (как у Венеры и Марса), возникает индуцированная магнитосфера, в которой магнитное поле и скорость обтекающего потока возмущены. Магнитосферные токовые системы могут существовать постоянно (Alexeev и др., 1993, 2010; Alexeev, Belenkaya, 2005; Belenkaya, 2004; Belenkaya и др., 2006; 2007a; Baumjohann и др., 2010; Cowley, 2013; Fairfield, 1991; Olsen, Stolle, 2017; Siscoe и др., 2013) или временно, появляясь при резком изменении условий в магнитосфере (Alexeev и др., 2001; Clauer и др., 2001; Беленькая, 2006; Belenkaya и др., 2004; 2007b; Керко и др., 2015; Korth и др., 2017; Pulkkinen и др., 2006).

Многие планеты Солнечной системы обладают спутниками (спутники обнаружены даже у некоторых астероидов). Изучение взаимодействия спутников с магнитосферной плазмой или с солнечным ветром позволяет лучше понять процессы, происходящие в магнитосферах. Планеты-гиганты обладают большим числом спутников. У Сатурна мощная система колец, 53 спутника и еще несколько пока неподтвержденных. Особый интерес представляют галилеевы спутники Юпи-

тера — четыре наиболее крупных спутника из 79: Ио, Европа, Ганимед и Каллисто.

### ГАЛИЛЕЕВЫ СПУТНИКИ

Юпитер — крупнейший газовый гигант в Солнечной системе, не имеющий (как и Сатурн) твердой поверхности. Он состоит, в основном, из водорода и гелия. Скорость вращения 9 ч 55 мин. В центре планеты ядро из металлического водорода. У Юпитера самое сильное планетарное магнитное поле в Солнечной системе с дипольным моментом, направленным на север под углом  $9.6^\circ$  к оси вращения и равным  $\sim 4.3 \times 10^{-4}$  Тл  $R_J^3$  ( $R_J = 71492$  км — экваториальный радиус поверхности на Юпитере с давлением 1 бар). Магнитосфера Юпитера — самая большая в Солнечной системе, ее хвост заканчивается за орбитой Сатурна.

Данные, полученные на КА Galileo, позволили предположить, что под поверхностью Европы, расположенной на расстоянии  $9.4 R_J$  от Юпитера, находится океан, содержащий большое количество жидкости. Было обнаружено, что Ганимед, вращающийся на расстоянии  $15 R_J$  от Юпитера, самый крупный спутник в Солнечной системе (радиус 2634 км). Он оказался единственным, обладающим магнитным полем (Clarke и др., 2002; Kivelson, 2004). Ио — самый вулканически активный спутник в Солнечной системе. Его активность вызвана приливными силами. В окрестности Ио доминируют ионы  $O^+$  и  $S^+$ . Благодаря сво-

ей вулканической активности ближайший из галилеевых спутников Ио, расположенный на  $5.9 R_J$ , поставляет в магнитосферу нейтральное вещество, из которого образуется в среднем  $1 \text{ T s}^{-1}$  плазмы. Каллисто — самый удаленный из галилеевых спутников. Он расположен вне главных радиационных поясов Юпитера вблизи вращательного экватора планеты.

В результате быстрого вращения Юпитера и Сатурна ( $\sim 10$  ч) и благодаря источникам дополнительной внутримангнитосферной плазмы (Ио у Юпитера и Энцелада у Сатурна) под действием центробежной силы формируются магнитодиски в приэкваториальных магнитосферах этих планет. Магнитодиски создают мощное магнитное поле, увеличивающее магнитосферное поле и размер магнитосферы. В магнитосферах этих газовых гигантов наблюдается пересоединение с межпланетным магнитным полем (ММП).

Особый интерес представляет вопрос об обтекании крупных ближайших к Юпитеру галилеевых спутников магнитосферной плазмой, т.к. при этом реализуются условия, не наблюдаемые в солнечном ветре, но актуальные для многих близких к своим центральным звездам экзопланет. Особое место занимает Каллисто благодаря своему расположению и меняющимся условиям в окружающем его пространстве.

Взаимодействие спутников с магнитосферной плазмой Юпитера зависит как от их свойств, так и от свойств обтекающего потока плазмы. К свойствам спутников относится наличие или отсутствие магнитного поля, атмосферы/ионосферы или проводящего слоя на поверхности или внутри (Kivelson, 2004). Обычно свойства потока характеризуются звуковым ( $M_s$ ) и альвеновским ( $M_A$ ) числами Маха. Число Маха — это отношение массовой скорости потока относительно обтекаемого объекта к групповой скорости (звуковой или альвеновской). Если  $M_s > 1$ , почти перед всеми обтекаемыми препятствиями возникает головная ударная волна, исключение составляют объекты без атмосферы и магнитных полей. При  $M_s < 1$  головная ударная волна перед препятствием не обрывается.

В отличие от сверхзвукового и сверхальвеновского солнечного ветра, обтекающего планеты, магнитосферная плазма Юпитера, в которую погружены галилеевы спутники, дозвуковая и доальвеновская или околосзвуковая и околосальвеновская, поэтому перед спутниками не возникает ударная волна, поток замедляется постепенно. Каллисто может оказаться в потоке с числами Маха  $> 1$ , когда она пересекает магнитный экватор (Kivelson, 2004).

При взаимодействии потока доальвеновской юпитерианской плазмы с галилеевыми спутниками появляются альвеновские крылья (Drell и др., 1965) — волновые структуры, соединяющие спутники с Юпитером и являющиеся областями воз-

мущенного потока. Альвеновские крылья — это стоячие альвеновские волны в системе отсчета, связанной с обтекаемым объектом. При торможении замагниченной плазмы спутником меняются не только скорость, но и кривизна силовых линий, возникает перпендикулярный магнитному полю ток, замыкающийся продольными токами вдоль высокопроводящих магнитных силовых линий. Границы возмущенной области называются характеристиками (Neubauer, 1980). Продольные токи текут вдоль них: к спутнику в ближней к Юпитеру части, и от него — в дальней. Угол наклона возмущенных силовых линий  $\alpha = \arctg(u/V_A) = \arctg(M_A)$ , где  $u$  — скорость потока, а  $V_A$  — альвеновская скорость окружающей плазмы ( $V_A = B/(\mu_0 p)^{1/2}$ , где  $B$  — магнитное поле,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $p$  — массовая плотность плазмы). На спутнике продольные токи замыкаются через его проводящую поверхность, на Юпитере через ионосферу, где возникает светящееся пятно, созданное высыпавшимися ускоренными электронами в вытекающем сильном продольном токе. Такие пятна сияний от галилеевых спутников обычно наблюдаются экваториальнее главного полярного овала на ультрафиолетовых УФ-снимках Юпитера, полученных космическим телескопом (КТ) Hubble (Clarke и др., 2002). Однако Bonfond и др. (2012) представили необычные наблюдения, когда УФ-пятно от Ганимеда находилось внутри главного овала Юпитера (радиус овала  $15^\circ$ – $16^\circ$ , ширина  $1.5^\circ$ ).

Торможение магнитосферной плазмы препятствием, созданным спутником, приводит к генерации продольных токов  $j_{\parallel} = -n_e e V_{e\parallel}$ , компенсирующих скачок перпендикулярных токов на проводящей поверхности препятствия ( $e$  — заряд электрона,  $V_{e\parallel}$  — продольная скорость,  $n_e$  — плотность). Из-за недостатка носителей тока возникает продольная разность потенциалов вблизи планеты (ускоряющий промежуток), как в земных полярных сияниях (Kivelson, 2004). Продольный ток переносится более быстрыми электронами. Свечения от галилеевых спутников Юпитера сопровождаются дециметровым и гектаметровым (100–1000 м) радиоизлучением.

В окрестности галилеевых спутников происходит процесс перезарядки, в результате которого появляются ионы с разными гирорадиусами. Отношение гирорадиусов  $\text{pickup}$  ионов к размеру галилеевых спутников приведено в (Kivelson, 2004). Для Ио оно равно 0.0014–0.0016, для Европы 0.010–0.012, для Ганимеда 0.01–0.08, для Каллисто 0.16–1.73. Как следует из этих данных, для Каллисто размер гирорадиусов заряженных частиц сравним с размером спутника или превышает его. В этом случае МГД подход неприменим.

Все галилеевы спутники, предположительно, имеют внутри проводящие области (соленые океаны, металлические ядра, магму), которые генерируют индуцированные квазидипольные маг-

нитные поля, влияющие на обтекающую плазму магнитосферы (Khurana и др., 1998; Neubauer и др., 1998; Sauger и др., 2018). Кроме того, они возбуждают альфеновские крылья, имеющие свои особенности в зависимости от характера препятствия.

Впервые альфеновские крылья от Ио наблюдал КА Voyager-1, зарегистрировавший возмущения в окрестности спутника (Ness и др., 1979; Neubauer, 1980; Acuna и др., 1981), а позже КА Galileo (Gurnett и др., 2001; Kivelson и др., 2001). Galileo измерил магнитное поле Ганимеда (~700 нТл на экваторе), диполь которого ориентирован на юг, как у Земли. Вокруг Ганимеда образуется миниатюрная магнитосфера внутри магнитосферы Юпитера. Поле Юпитера на орбите Ганимеда направлено на юг, что обеспечивает пересоединение в экваториальной магнитосфере Ганимеда. При этом полярные сияния возникают как на Ганимеде на границе между открытыми и замкнутыми магнитными силовыми линиями, так и в ионосфере Юпитера при пересечении с альфеновскими крыльями Ганимеда. Ганимед влияет на радиоизлучение на частотах 3.2–5.6 МГц (Menietti и др., 1998).

Постоянного магнитного поля у Европы и Каллисто нет, есть индуцированное, зависящее от изменяющегося во времени (в частности, из-за угла наклона диполя Юпитера к его оси вращения  $\psi \sim 9.6^\circ$ ) поля юпитерианской магнитосферы (Kivelson и др., 1999), а также поле, возникающее из-за торможения и отклонения обтекающего потока при взаимодействии с ионосферой спутника. Вокруг этих спутников образуются индуцированные магнитосферы, исследованные КА Galileo (Neubauer, 1999). Kivelson (2004) отмечала, что альфеновские крылья Каллисто имеют сложную структуру, вероятно, связанную с тем, что различные облака pickup ионов создают свои альфеновские крылья. Свидетельством того, что альфеновские крылья Каллисто замыкаются в юпитерианской ионосфере, является зависимость части низкочастотного дециметрового радиоизлучения от орбитального периода Каллисто (Menietti и др., 2001).

## КАЛЛИСТО В МАГНИТОСФЕРЕ ЮПИТЕРА

Каллисто — второй крупнейший спутник Юпитера и третий по размеру в Солнечной системе. Радиус Каллисто  $R_C = 2410$  км (Lindkvist и др., 2015), поверхность каменистая, внутри спутника, предположительно содержится много льда (Kivelson и др., 2004). Расстояние Каллисто от центра Юпитера  $26.93 R_J$ . Орбитальный и вращательный периоды равны ~16.7 дням. Орбитальная скорость Каллисто ~8 км с<sup>-1</sup>, скорость обтекающего потока магнитосферной плазмы ~175 км с<sup>-1</sup> согласно Neubauer (1998) и 130–280 км с<sup>-1</sup> по оценкам Kivelson и др. (2004). Neubauer (1998) оценил юпитерианское магнитосферное магнитное поле вблизи Каллисто как ~35 нТл, а Kivelson и др. (2004) как 4–42 нТл (поле растёт с увеличением

расстояния от токового слоя магнитодиска). Хотя это поле, главным образом, направлено на юг, оно периодически меняется из-за угла наклона диполя Юпитера к оси вращения (Cowley и др., 2017) и зависимости от местного времени (LT) тока диска (Khurana, 2001). Переменное магнитосферное поле индуцирует электрические токи в электропроводных слоях спутника, например, в подповерхностном соленом океане. Эти токи создают квазидипольное магнитное поле (Khurana и др., 1998; Neubauer, 1998; Kivelson и др., 1999; Zimmer и др., 2000). Собственное магнитное поле у Каллисто не обнаружено (Khurana и др., 1997; Zimmer и др., 2000).

Первые исследования Каллисто наземными телескопами проводились в шестидесятых годах прошлого века. Первые снимки Каллисто *in situ* получил КА Voyager-1 в 1979 г. Намного больше информации собрал КА Galileo, исследовавший Каллисто с 1996 по 2001 г. Измеренные им возмущения магнитного поля вблизи Каллисто составляли ~7 нТл. Причиной этих возмущений мог быть и индуцированный проводящим слоем внутри спутника диполь и дополнительно взаимодействие Каллисто с магнитосферной плазмой. Ионная плотность магнитосферной плазмы вблизи Каллисто в долях юпитерианского хвоста оценивается как 0.01–0.5 см<sup>-3</sup> (Saug и др., 2018; Kivelson и др., 2004). Neubauer (1998) отмечал, что в общем случае характерные значения плотности около Каллисто  $n_0 = 1.1$  см<sup>-3</sup> в токовом слое Юпитера, а вне токового слоя  $n_0 = 0.55$  см<sup>-3</sup>.

После пролетов Galileo вокруг Каллисто для объяснения наблюдаемых возмущений магнитного поля вблизи спутника было предположено наличие соленого океана под поверхностью (Khurana и др., 1998; Kivelson и др., 1999). Lindkvist и др. (2015), используя это предположение, моделировали три пролета Galileo вокруг Каллисто: C3, C9 и C10, рассматривая ионы как частицы, а электроны как нейтрализующую жидкость (гибридный подход). Результаты моделирования оказались приемлемыми для двух пролетов C3 и C9, когда возмущение составляло ~7 и 10 нТл, но не объясняли возмущения при C10 (~20 нТл). По мнению Menietti и др. (1998), обнаруженная Galileo зависимость дециметрового радиоизлучения в диапазоне от 2 до 5.6 МГц от положения Каллисто на орбите свидетельствует о существовании альфеновских крыльев, связанных с Каллисто и возникающих при взаимодействии магнитосферы Юпитера с ионосферой Каллисто по аналогии с другими галилеевыми спутниками. Strobel и др. (2002) полагают, что вклады в магнитные возмущения от океана и от альфеновских крыльев сравнимы и составляют ~12 нТл. Будущая миссия JUICE, которая должна быть запущена в 2022 г., продолжит изучение Каллисто.

Neubauer (1998) считал, что когда Каллисто находится в плазменном слое, альфеновское число

Маха  $M_A \sim 1$ , а звуковое число Маха  $M_s \sim 2.4$ . По оценкам Lindkvist и др. (2015) в плазменном слое  $M_A \sim 0.93$ , в долях хвоста  $M_A \sim 0.66$ , а звуковое число Маха  $M_s \sim 3$ . Оба числа Маха могут варьироваться относительно этих значений. По данным Liuzzo и др. (2015) альвеновское число Маха равно 2.77 в токовом слое и 0.277 в долях хвоста, а магнитозвуковое число Маха всюду меньше 1. Когда Каллисто находится в до-альвеновском потоке, ее проводящей ионосферой должны генерироваться альвеновские крылья, как у трех других галилеевых спутников и у Энцепада.

Детальное описание двумерных структур, называемых альвеновскими крыльями, дано, например, в работах Drell и др. (1965), Neubauer (1980; 1998; 1999), Ляцкий и Мальцев (1983), Wright, Southwood (1987), Кропоткин (1989), Алексеев, Беленькая (1989), Alexeev, Belenkaia (1991), Belenkaia (2001). Проводящее препятствие (с магнитным полем или без него) в потоке замагниченной плазмы создает структуры, ограниченные токами вдоль характеристик. Если это препятствие – спутник Юпитера, эти токи замыкаются на юпитерианской ионосфере и на самом спутнике (на его атмосфере/ионосфере или/и в подповерхностном соленом океане). В ионосфере Юпитера в корнях магнитных трубок, связанных со спутниками, возникают пятна полярных сияний. Здесь мы рассмотрим, какие следствия вытекают из взаимодействия Каллисто с набегающим потоком магнитосферной плазмы Юпитера.

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОТОКА МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ЮПИТЕРА С КАЛЛИСТО

Zimmer и др. (2000) для объяснения измеренных КА Galileo во время пролетов С3 и С9 магнитных возмущений на основе расчета электромагнитной индукции оценили глубину предполагаемого подповерхностного океана Каллисто и получили значение  $\sim 170$  км. Russell (2005) сомневался в существовании океана у Каллисто, он полагал, что атмосфера/ионосфера Каллисто взаимодействует с юпитерианской магнитосферной плазмой подобно тому, как это происходит у Венеры.

Каллисто обладает тонкой атмосферой/ионосферой, непосредственно взаимодействующей с обтекающей ее коротирующей плазмой магнитосферы (Liuzzo и др., 2015; Saug и др., 2018). Атмосфера Каллисто состоит, главным образом, из  $O_2$ ,  $CO_2$  и  $H_2O$ . Hartkorn и др. (2017) построили трехмерную модель атмосферы/ионосферы Каллисто, плотность в которой оказалась порядка ионосферной плотности вокруг других галилеевых спутников (см. также Gurnett и др. (2000)). Liuzzo и др. (2015) отмечали, что ионосфера Каллисто могла возникнуть из ее атмосферы благодаря фотоионизации, соударениям с электронами и в процессе перезарядки с магнитосферной плаз-

мой, а взаимодействие Каллисто с магнитосферой отличается от других галилеевых спутников тем, что радиус ионов в ее окрестности сравним с размером спутника. Авторы утверждали, что когда Каллисто находится в юпитерианском плазменном слое, магнитные возмущения более чем в 2 раза превышают фоновое поле. Дело в том, что когда Каллисто находится в магнитосферном токовом слое, взаимодействие ее ионосферы с магнитосферой Юпитера дает намного более сильный эффект, чем индукционный от подповерхностного океана (Liuzzo и др., 2015). С удалением от токового слоя роль этого возмущения уменьшается.

Это взаимодействие зависит от числа Маха, определяющего структуру возмущенной области вокруг препятствия. Если число Маха в обтекающем потоке  $< 1$ , возникают альвеновские крылья, генерируемые проводящими ионосферами спутников, и соответствующие пятна сияний могут наблюдаться в их пересечении с ионосферой Юпитера. Интенсивность УФ  $H_2$  сияний от Ио достигают иногда сотен кР, а от Ганимеда несколько десятков кР (Bhattacharyya и др., 2018). Сияния от Европы, обычно слабее, чем от Ганимеда, но иногда оказываются сравнимыми с ними. В то время как УФ-сияния от трех галилеевых спутников (Ио, Европы и Ганимеда) видны, практически, постоянно (Clarke, 1996), подобное свечение от Каллисто удалось выделить впервые только в 2018 г. при обработке снимков, полученных на КТ Hubble в 2007 г. (Bhattacharyya, 2018). Bonfond и др. (2017) показали, что взаимодействие Ио, Европы и Ганимеда с коротирующей магнитосферной плазмой, приводящее к возбуждению сияний в корнях их магнитных трубок, может быть описано в рамках единого универсального процесса. Для Каллисто возникают свои особенности.

Bhattacharyya и др. (2018) и Saug и др. (2018) отмечали, что в соответствии с предыдущими наблюдениями возле Каллисто магнитное число  $M_A$  близко к 1, а иногда и  $> 1$  ( $M_A = 0.02 - 1.85$ ). При  $M_A > 1$  возникает другой тип возмущенной области вокруг спутника – индуцированная магнитосфера немагнитного объекта в потоке замагниченной плазмы. При таких условиях нельзя ожидать появления сияний в корнях магнитной трубки Каллисто. В сверхальвеновском и сверхзвуковом потоке возникают ударная волна перед спутником, хвост за ним и вытянутая вдоль потока магнитоплазма (как в магнитосфере Венеры). Такая ситуация, когда  $M_A > 1$ , может возникнуть, если Каллисто находится в центре плазменного/токового слоя (Kivelson и др., 2004), однако даже там значение  $M_A$  может измениться, например, в зависимости от скорости поступления плазмы от Ио.

В периоды, когда  $M_A < 1$  вблизи Каллисто, она может генерировать альвеновские крылья в потоке замагниченной плазмы, однако, их трудно на-

блюдать по следующим причинам. Во-первых,  $M_A < 1$  не всегда. Во-вторых, как отмечали Bhattacharyya и др. (2018), площадь ионосферного пятна Каллисто намного меньше, чем, например, у Ганимеда, поскольку у Каллисто нет магнитного поля, которое увеличивает размер магнитосферы спутника, а следовательно, и поперечного сечения альвеновского крыла. В третьих, ионосферный след от Каллисто расположен очень близко от яркого главного овала Юпитера, и его там трудно различить (Bhattacharyya и др., 2018).

Теоретически исследовали альвеновские крылья Каллисто, в частности, Khurana и др. (1997, 1998), Kivelson и др. (1999), Neubauer (1998, 1999). Расчеты Kivelson и др. (1999) показали, что плотность ионосферы Каллисто слишком мала, чтобы объяснить наблюдаемые магнитные возмущения в окрестности спутника. Поэтому авторы предположили, что необходимая для создания таких возмущений проводимость может быть обеспечена подповерхностным океаном. Позже Hartkorn и др. (2017) пришли к выводу, что плотность атмосферы/ионосферы Каллисто такая же, как у других галилеевых спутников, следовательно, альвеновские крылья с сильными продольными токами вдоль характеристик могут хотя бы временно возникать, создавая сияния в корнях магнитных трубок Каллисто. Это альтернативный процесс, дополняющий влияние предполагаемого подповерхностного океана.

Bhattacharyya и др. (2018) использовали специальный метод наложения для обработки УФ снимков КТ Hubble, чтобы извлечь из них довольно слабые пятна сияний от Каллисто. Подбирались специальные дни, наиболее подходящие для выделения этих пятен из свечения главных овалов. Для проектирования на Юпитер использовалась модель магнитного поля VIP4 (Connerney и др., 1998). Bhattacharyya и др. (2018) отметили ограничения, связанные с этой моделью. 24.05.2007 и 26.05.2007 пятна от корней трубок Каллисто были обнаружены в южном полушарии Юпитера. Авторы отмечали, что когда Каллисто находилась в токовом слое (24 мая), ее свечение было ярче, чем когда она была вне его (26 мая), вследствие того, что в последнем случае взаимодействие с потоком магнитосферной плазмы было слабее (в непосредственной близости от спутника была меньше плотность плазмы).

### АЛЬВЕНОВСКИЕ КРЫЛЬЯ КАЛЛИСТО

Каллисто — единственный из галилеевых спутников, вблизи которого ионный гирорадиус зависит от положения относительно плазменного слоя Юпитера и от стохастических эффектов в магнитосфере (Saug и др., 2018). Ионный гирорадиус вблизи Каллисто по оценкам Neubauer (1998) порядка 775 км, а Kivelson и др. (2004) — 530 км для тепловых ионов, но для pickup ионов он может быть больше размера спутника (Connerney

и др., 1998; Bhattacharyya и др., 2018). Hartkorn и др. (2017) показали, что  $O_2$  доминирует в атмосфере/ионосфере Каллисто. По мнению Kivelson и др. (2004), вблизи Каллисто pickup ионы кислорода имеют гирорадиусы  $\sim 400$  км, однако, Liuzzo и др. (2015) для  $O_2^+$  дают значение  $6.61 R_C$  в токовом слое и  $0.661 R_C$  — вне его, что тоже сравнимо с размером препятствия. Таким образом, у Каллисто не выполняются необходимые условия применимости МГД: ионный ларморовский радиус меньше перпендикулярного магнитному полю размера препятствия, генерирующего альвеновские крылья, поэтому при решении задач о возмущениях в набегающем потоке необходим кинетический подход.

Liuzzo и др. (2015) в гибридной модели, в которой ионы рассматривались как частицы, а электроны как жидкость, используя кинетический подход, получили значения плотности плазмы возле Каллисто, соответствующие найденным по волновым измерениям Galileo во время пролета C10  $\sim 100\text{--}400 \text{ см}^{-3}$  (Gurnett и др., 2000). Это означает, что прямое взаимодействие ионосферы спутника с магнитосферой планеты может быть достаточно эффективным. Как было отмечено, расчеты Lindkvist и др. (2015) для пролетов Galileo C3, C9 и C10 в предположении, что источником возмущений магнитного поля является только проводящий подповерхностный океан, дали хорошее согласие с наблюдениями для C3 и C9, но не для C10, из чего следовало, что для пролета C10 взаимодействие ионосферы Каллисто с магнитосферной плазмой Юпитера тоже должно быть учтено. При пролете C10 расстояние Каллисто от центральной плоскости юпитерианского токового слоя было наименьшим для этих трех пролетов: по данным Liuzzo и др. (2015) это расстояние составило для C3  $3.24 R_J$ , для C9 —  $3.52 R_J$ , для C10 —  $2.45 R_J$ . При пролете C10 плотность плазмы ( $\sim 400 \text{ см}^{-3}$ ) была больше, чем при двух других пролетах. Чем ближе к центру токового слоя Каллисто, тем меньше вклад в магнитные возмущения токов, индуцируемых в океане, по сравнению с альвеновскими крыльями (Liuzzo и др., 2015).

Liuzzo и др. (2015) на примере пролета Galileo C10 17.09.1997 показали, что в непосредственной близости от Каллисто главную роль в магнитных возмущениях играет квазидипольное индуцированное поле, созданное благодаря проводимости подповерхностного океана, а на больших расстояниях ( $> 2 R_C$ ) — альвеновские крылья. Генерация альвеновских крыльев вызвана торможением и отклонением набегающего потока магнитосферной плазмы из-за его нагружения ионосферными ионами Каллисто, гирорадиус которых может значительно превышать размер этого спутника Юпитера. В результате возникает сильная асимметрия в возмущенной области с большим пиком величины магнитного поля в лобовой стороне и

сдвиговыми течениями между легкими и тяжелыми ионами в тыльной стороне.

Для исследования возмущений вблизи Каллисто при пролете Galileo C10 Liuzzo и др. (2017) использовали Adaptive Ion-Kinetic Electron-Fluid hybrid (AIKEF) модель. Было использовано кинетическое описание поведения ионов в окрестности Каллисто, т.к. там гирорадиусы магнитосферных и ионосферных pickup ионов спутника могут на порядок превышать его радиус. При этом ионы рассматривались как макрочастицы с отношением заряда к массе как у настоящих ионов, а электроны как безмассовая нейтрализующая заряд жидкость (Liuzzo и др., 2015). Уравнения движения решались для каждой отдельной макрочастицы:

$$dx_i/dt = v_i, \quad (1)$$

$$dv_i/dt = (q_i/m_i)[\mathbf{E} + v_i \times \mathbf{B}], \quad (2)$$

где  $x_i$  и  $v_i$  определяют положение и скорость индивидуальной макрочастицы с зарядом  $q_i$  и массой  $m_i$ , а  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  — электрическое и магнитное поля. Динамика электронов определялась решением модифицированного уравнения Навье-Стокса:

$$-en_e[\mathbf{E} + u_e \times \mathbf{B}] - \nabla P_e + n_e \eta j = 0, \quad (3)$$

где  $n_e$  и  $u_e$  — плотность и массовая скорость электронной жидкости,  $e$  — заряд электрона,  $\eta$  — удельное сопротивление,  $j$  — плотность тока. Электронное давление  $P_e$  предполагалось адиабатическим

$$P_e = P_0 (n_e/n_{e0})^\kappa, \quad (4)$$

где  $P_0$  и  $n_{e0}$  — электронное давление и плотность в невозмущенном потоке магнитосферной набегающей плазмы. Поскольку в присутствии магнитного поля уменьшается число степеней свободы движения электронов, полагали  $\kappa = 2$ . Из условия квазинейтральности следует, что плотность электронов равна сумме плотностей всех типов ионов (предполагалось, что в окрестности Каллисто существуют только однозарядные ионы, т.е.  $q_i = e$ ). Из закона Ампера следует, что

$$j = [\nabla \times \mathbf{B}]/\mu_0, \quad (5)$$

и по определению

$$j = -en_e u_e + e \sum_i n_i u_i, \quad (6)$$

здесь  $u_i$  — массовая скорость ионов. Электрическое поле записывается в виде (Liuzzo и др., 2015):

$$\mathbf{E} = -[u_i \times \mathbf{B}] + [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}]/en_i \mu_0 - \nabla P_e/en_i + (\eta/\mu_0)[\nabla \times \mathbf{B}]. \quad (7)$$

Закон Фарадея описывает временную эволюцию магнитного поля:

$$\partial \mathbf{B}/\partial t = -[\nabla \times \mathbf{E}]. \quad (8)$$

При решении системы уравнений (1)–(8) скорость набегающего потока считалась равной  $u_0 = 271.5 \text{ км с}^{-1}$ ,  $M_A = 0.808$ , магнитозвуковое число Маха  $M_{MS} = 0.802$  (все параметры находились

внутри диапазонов, указанных в работе Kivelson и др. (2004)). В альвеновских крыльях, полученных для пролета C10, драпирующиеся силовые линии вблизи Каллисто были наклонены под углом  $\sim 40^\circ$  к фоновому магнитосферному полю  $\mathbf{B}_0$ . Ударная волна не образовывалась перед Каллисто. Оба альвеновских крыла приходили к Юпитеру, пересекая его ионосферу в северном и южном полушариях (вне зоны расчета Liuzzo и др. (2015)). Результаты вычислений хорошо описывали наблюдения во время пролета Galileo C10.

Liuzzo и др. (2017) показали, что для пролетов C23 и C30, когда Каллисто была на расстоянии  $0.87 R_J$  и  $\pm 0 R_J$  от токового слоя, магнитный эффект от подповерхностного океана был незаметен, основной вклад в магнитные возмущения давали альвеновские крылья. При пролете C23 возникали асимметричные альвеновские крылья в северном и южном полупространствах. 25 мая 2001 г. был последний облет Каллисто Galileo (C30). В это время КА ближе всего подошел к Каллисто. При этом Каллисто находилась в центре токового слоя Юпитера, в магнитном экваторе. Магнитные возмущения целиком определялись альвеновскими крыльями (Liuzzo и др., 2017). Модуль возмущенного магнитного поля был  $\sim 20 \text{ нТл}$  (Liuzzo и др., 2017, фиг. 6).

Таким образом, если  $M_A > 1$  вблизи Каллисто, образуется магнитосфера типа венерианской, как предсказывал Russell (2005), если  $M_A < 1$  — возможна генерация альвеновских крыльев, которые наблюдали Bhattacharyya и др. (2018). Два независимых источника возмущений магнитного поля — индукционный диполь и альвеновские крылья могут давать различные вклады в суммарное возмущение.

Для 24.05.2007, когда наблюдался наиболее яркий след от Каллисто, Bhattacharyya и др. (2018) рассчитали разность потенциалов, создаваемую при торможении магнитосферной юпитерианской плазмы каждым из галилеевых спутников: Ио — 374 кВ, Европа — 154 кВ, Ганимед — 89 кВ, Каллисто — 51 кВ. Отсюда следует, что пятно сияний в корне трубки Каллисто слабее свечений от других галилеевых спутников.

#### ДИСКУССИЯ: ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ ОТ КАЛЛИСТО И ТЕОРИЯ ГЕНЕРАЦИИ ГЛАВНЫХ ОВАЛОВ ЮПИТЕРА

Недавние наблюдения сияний, связанных с Каллисто, подтверждают идею о том, что в субальвеновском потоке замагниченной плазмы на расстоянии  $26.93 R_J$  от центра Юпитера могут возбуждаться альвеновские крылья, в пересечении которых с юпитерианской ионосферой возникают сияния. Этот факт можно рассматривать в связи с концепцией генерации сияний главного овала Юпитера. По существующим представлениям в обоих случаях энергия ускоренных электронов,



вызывающих сияния, берется из разности электрических потенциалов, возникающей при торможении вращающейся плазмы (явление униполярной индукции).

Автоматическая межпланетная станция НАСА Juno, запущенная 05.08.2011, в августе 2016 г. передала первые данные о Юпитере. Миссия Juno, в процессе которой КА подошел к Юпитеру ближе всех остальных космических аппаратов, работавших там раньше, и стал искусственным спутником этой планеты, изучая ее полярные области, принесла много новой информации. В частности, были обнаружены  $H_3^+$  инфракрасные (ИК) сияния от Ио, Европы, Ганимеда.

До интерпретации данных Juno, приведенных в работах Connerney и др. (2017a; 2017b) и Mauk и др. (2018), считалось, что крупномасштабное нарушение твердотельного вращения плазмы в экваториальной магнитосфере из-за радиального разлета (в соответствии с законом сохранения импульса) является причиной возникновения сильных продольных токов с плотностью  $\sim 1$  мкА м<sup>-2</sup> (Cowley, Bunce, 2001), вытекающих из ионосферы и вызывающих сияния в главных овалах Юпитера (Hill, 2001; Cowley, Bunce, 2001; Southwood, Kivelson, 2001; Nichols, Cowley, 2004; Sauer и др., 2018). Эту идею высказал V.M. Vasylunas в 1999 г. на конференции, посвященной магнитосферам внешних планет (MOP) в Париже. Cowley и Bunce (2001) отмечали, что для таких токов необходима продольная разность потенциалов  $\sim 100$  кВ, энергия высыпающихся электронов в соответствии с наблюдаемым спектром эмиссии должна быть  $\sim 100$  кэВ, пик потока энергии в ионосфере, переносимой высыпающимися ускоренными электронами  $\sim 0.1-1$  Вт м<sup>-2</sup>. Этого достаточно для возбуждения УФ-сияний яркостью 1–10 МР с эффективностью преобразования 20% (Prange и др., 1998; Cowley, Bunce, 2001; Cowley и др., 2017). Наблюдаемая яркость главных овалов в УФ- и видимом диапазонах  $\geq 100$  кР (Prange и др., 1998; Vasavada и др., 1999) с узким максимумом в несколько МР.

Cowley и Bunce (2001) использовали следующую схему расчета поля и токов в системе Юпитера. Рассматривалось осесимметричное магнитное поле в цилиндрической системе координат ( $\rho$ ,  $\phi$ ,  $z$ ). Ротор азимутальной компоненты магнитного поля  $B_\phi$  дает плотность продольного тока, текущего между ионосферой Юпитера и плазменным слоем в экваториальной магнитосфере,  $\rho B_\phi = \text{const}$  вдоль силовых линий. Полоидальное поле с компонентами  $B_\rho$  и  $B_z$  описывается векторным потенциалом  $\mathbf{A}$ :  $\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$ . Функция потока для такого поля  $F = \rho A_\phi$  постоянна на силовой линии, т.е.  $(\mathbf{B} \cdot \nabla)F = 0$  (Cowley, Bunce, 2001). Проектирование между ионосферой и экваториальной плоскостью определяется уравнением:  $F_i(\theta_i) = F_e(\rho_e)$  (Cowley, Bunce, 2001), где индекс “i” обозначает ионосферу, а “e” – экваториальную магнитосферу,

$\theta_i$  – магнитная коширота. При решении задачи выделялись три скорости:  $\Omega_j \approx 1.76 \times 10^{-4}$  rad s<sup>-1</sup> – скорость вращения Юпитера;  $\omega$  – скорость плазмы на поверхности магнитных силовых линий с данным значением  $F$ ,  $\omega < \Omega_j$  (субкоротация);  $\Omega_j^*$  – угловая скорость вращения нейтралов в педерсеновском слое ионосферы планеты (Cowley, Bunce, 2001). Из условия непрерывности тока в системе магнитосфера-ионосфера, текущего вдоль магнитных силовых линий с данным значением  $F$  и растекающимся по двум ионосферным полушариям планеты и в экваториальной магнитосфере, авторы получили выражение:

$$\rho_e i_{\rho e} = 2\rho_i i_{\rho i}, \quad (9)$$

где  $i_{\rho e}$  – радиальный ток в экваториальной магнитосфере (А м<sup>-1</sup>), проинтегрированный поперек плазменного слоя;  $i_{\rho i}$  – ионосферный педерсеновский ток, проинтегрированный по высоте (направлен к экватору). Условие  $\text{div}\mathbf{j} = 0$  определяет ток  $j_z$ , текущий к северу и к югу от токового слоя:  $j_z = -(1/2\rho_e)d(\rho_e i_{\rho e})/d\rho_e$  (Cowley, Bunce, 2001). При условии, что между ионосферой Юпитера и экваториальной магнитосферой поперечных токов нет, полный продольный ток, втекающий в токовый слой на единицу азимутального радиуса равен (Cowley, Bunce, 2001):

$$I_{||} = 4\Sigma_p^*(\Omega_j - \omega)F_e. \quad (10)$$

Здесь  $\Sigma_p^*$  – эффективная педерсеновская проводимость ионосферы, которая возникает из-за проскальзывания нейтральной атмосферы благодаря столкновениям ионов с нейтралами.

Cowley и Bunce (2001) показали, что продольные токи, связанные с сияниями в главном овале, переносятся высыпающимися электронами, ускоренными продольной разностью потенциалов. Такие энергичные авроральные электроны производят радиоизлучение на частоте, близкой к локальной электронной циклотронной частоте ( $\sim 100$  кГц на вершине ускоряющего промежутка и  $\sim 20$  МГц в авроральной ионосфере). Эти оценки, как и рассчитанная интенсивность сияний в овале (1–10 МР), согласуются с наблюдениями.

У Сатурна другой механизм генерации сияний: его полярный овал расположен вблизи границы между открытыми и замкнутыми силовыми линиями (Cowley, Bunce, 2003; Cowley и др., 2008; Belenkaya и др., 2007a; Meredith и др., 2014). Таким образом, УФ-сияния обусловлены взаимодействием магнитосферы Сатурна с солнечным ветром.

После первых пролетов КА Juno вокруг Юпитера в качестве его искусственного спутника концепция механизма генерации сияний в главном юпитерианском полярном овале стала широко обсуждаться и пересматриваться (см., например, Connerney и др., 2017a; 2017b; Mauk и др., 2018). Juno одновременно измеряла частицы в авро-

ральных областях и получала УФ- и ИК-снимки полярных сияний (Connerney и др., 2017a). Connerney и др. (2017a) отмечали, что вблизи планеты измеренное КА Juno магнитное поле значительно отличалось от предсказанного существующими магнитосферными моделями.

Connerney и др., (2017a; 2017b) и Mauk и др. (2018), интерпретируя результаты измерений Juno на траектории Juno Perijove 1 (PJ1), утверждали, что никаких магнитных возмущений не было зарегистрировано при прохождении Juno через полярный овал. Таким образом, авторы делали вывод о том, что не были обнаружены авроральные продольные токи, в то время как по существующей теории главный полярный овал ассоциируется с сильными вытекающими продольными токами (Cowley и др., 2017). В то же время Connerney и др. (2017a) наблюдали на расстоянии  $6 R_J$  от центра планеты локальную интенсификацию электронов с питч-углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  при пересечении Juno силовых линий главных овалов.

Cowley и др. (2017) рассчитали в осесимметричной модели магнитосферного поля Юпитера с использованием VIP4 модели Connerney и др. (1981) азимутальные возмущения магнитного поля вдоль траектории PJ1 и получили соответствующие вытекающие из области главного овала на ионосфере Юпитера продольные токи, проектирующиеся в магнитодиск от 15 до  $50 R_J$  и разделяющие области твердотельного вращения и субкоротации. По данным Voyager-1 отставание от твердотельного вращения в экваториальной магнитосфере Юпитера происходит от  $\sim 16$  до  $30 R_J$  (McNutt и др., 1981, фигура 9). Модельный педерсеновский ионосферный ток, проинтегрированный по азимуту, достигал  $\sim 54$  МА, плотность распределенного по высоким широтам внутри овала втекающего тока была  $\sim 55\text{--}80$  нА м<sup>-2</sup>, плотность вытекающего из ионосферы тока в зоне овала была  $\sim 400$  нА м<sup>-2</sup>. Эти токи создают азимутальное магнитное поле  $B_\phi$  (в северном полупространстве отрицательное, в южном положительное), достигающее 620 нТл. Для этого пролета Juno был рассчитан ускоряющий промежуток с разностью потенциалов 80 кВ и максимальный поток энергии высыпавшихся электронов  $\sim 35$  мВт м<sup>-2</sup>, достаточный для возбуждения УФ-сияний интенсивностью  $\sim 350$  кР. Эти значения, включая кошироту и толщину овала, сопоставимы с данными УФ-снимков. По оценкам Cowley и др. (2017) для траектории PJ1 ускоряющий электронный промежуток находился на высоте от 3 до  $6 R_J$ .

КА Juno обнаружил вытекающие из двух полярных шапок Юпитера электронные продольные пучки. Это означает, что полярные шапки заполнены втекающими продольными токами. Cowley и др. (2017) подчеркивали, что в соответствии с принятой парадигмой генерации сияний главных овалов, существовавшей до работ Connerney и др. (2017a, 2017b) и Mauk и др. (2018), втекающие распреде-

ленные продольные токи должны пронизывать ионосферу в области высокоширотной проекции хвоста и внешней магнитосферы.

Структура магнитных силовых линий с корнями в полярных шапках сильно зависит от направления ММП (Belenkaya, 2004). Детальное описание параболической модели магнитного поля магнитосферы Юпитера, используемой в работе Belenkaya (2004), дано в Alexeev и Belenkaya (2005). Эта модель включает поле планеты, магнитодиска, токовой системы хвоста, токов экранировки на магнитопаузе, а также частично проникающее в магнитосферу ММП. Таким образом, анализируя проектирование с приэкваториальных областей вдоль магнитных силовых линий с корнями в высокоширотной ионосфере, желателно учитывать направление соответствующего ММП (если оно известно).

Альфвеновский Мах в окрестности Каллисто близок к 1, согласно Neubauer (1998) среднее значение  $M_A \sim 0.94$ . Так как проекция Каллисто на ионосферу Юпитера попадает почти на главный овал, это означает, что проекция овала на экваториальную магнитосферу расположена вблизи Каллисто, а, следовательно, вблизи зоны, где  $M_A \sim 1$ . Расстояние от центра планеты до места, где  $M_A = 1$ , называется альвеновским радиусом. На альвеновском радиусе плотности магнитной и кинетической энергий плазмы равны. В юпитерианской экваториальной магнитосфере на этом расстоянии происходит радиальный разлет плазмы, и ее кинетическая энергия начинает преобладать над магнитной: магнитное поле, следуя за плазмой, вытягивается в структуру магнитодиска. На альвеновском радиусе из-за роста радиальной скорости уменьшается азимутальная составляющая по закону сохранения импульса, следовательно, нарушается твердотельное вращение, что приводит к генерации сильных продольных токов, связанных с возбуждением полярных сияний в главном овале (Cowley, Bunce, 2001, Hill, 2001). Таким образом, вытекающие из главного овала Юпитера продольные токи генерируются в экваториальной магнитосфере на альвеновском радиусе (Belenkaya, Khodachenko, 2012; Belenkaya и др., 2015). Недавние наблюдения сияний от Каллисто дают косвенное подтверждение (или, как минимум, не противоречат) существовавшей ранее концепции генерации главных полярных овалов Юпитера.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Каллисто — галилеевский спутник, находящийся в экваториальной магнитосфере Юпитера вблизи альвеновского радиуса ( $M_A \sim 1$ ). Условия в магнитосфере в этом месте особенно изменчивы, и альвеновское число Маха колеблется вокруг 1. Положение Каллисто определяет особый интерес к этому объекту: он является маркером альвеновского радиуса в экваториальной магнитосфере.

ре Юпитера. В периоды, когда  $M_A < 1$  вблизи Каллисто, могут возбуждаться альфеновские крылья в потоке замагниченной магнитосферной плазмы.

Большие галилеевы спутники, находящиеся ближе к Юпитеру (Ио, Европа, Ганимед), где  $M_A < 1$ , имеют яркие пятна УФ-сияний, почти постоянно присутствующие на юпитерианской ионосфере в корнях их альфеновских крыльев. Аналогичное пятно от Каллисто было обнаружено впервые Bhattacharya и др. (2018) в результате применения специальной методики выделения слабого сигнала в специально выбранное время. Наблюдать свечение от Каллисто трудно, поскольку оно слабое, расположено очень близко от яркого главного аврорального овала Юпитера и возникает только, когда альфеновское число Маха в окрестности спутника становится меньше 1. Поскольку  $M_A$  возрастает с увеличением расстояния от Юпитера, луны, расположенные дальше, чем Каллисто, находятся в потоке плазмы с  $M_A > 1$  и не могут генерировать альфеновские крылья.

Близость корня трубки Каллисто к главному овалу Юпитера служит косвенным подтверждением (или, по крайней мере, не противоречит) существующей теории генерации сияний в главном авроральном овале, основанной на представлении о том, что сияния вызваны ускоренными электронами вытекающих из ионосферы продольных токов. Эти токи возникают из-за нарушения твердотельного вращения плазмы в экваториальной магнитосфере (явление униполярной индукции) на альфеновском радиусе за счет радиального разлета плазмы под действием центробежной силы. Если существующая теория верна, то продольные токи главного аврорального овала возникают там, где  $M_A \sim 1$ . Поскольку там же находится Каллисто, а ее проекция на ионосферу Юпитера попадает почти в главный овал, это является косвенным подтверждением рассматриваемой концепции механизма возбуждения сияний в полярном овале Юпитера.

Исследование галилеевых спутников Юпитера, включая такой сложный объект как Каллисто, дает ключ к пониманию процессов, происходящих при взаимодействии со звездным ветром близких к их центральным звездам экзопланет.

Работа поддержана Министерством Науки и Высшего Образования Российской Федерации (грант RFMEFI61619X0119), автор выражает благодарность инфраструктуре VESPA.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Алексеев И.И., Бельнская Е.С. Нелинейные альфеновские возмущения, возникающие в потоке замагниченной плазмы над проводящим телом // Геомагнетизм и Аэронаука. 1989. Т. 29. № 6. С. 902–909.

Бельнская Е.С. Переходные токовые системы в магнитосферах Земли и Сатурна // Геомагнетизм и Аэронаука. 2006. Т. 46. № 5. С. 588–595.

Кропоткин А.П. Альфеновские волны, генерируемые движущимся в ионосфере источником // Геомагнетизм и Аэронаука. 1989. Т. 29. № 3. С. 452–457.

Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М.: Наука, 1983. 192 с.

Acuna M.H., Neubauer F.M., Ness N.F. Standing Alfvén wave current system at Io: Voyager 1 observations // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 8513–8521.

Alexeev I.I., Belenkaya E.S. Alfvén wings in the vicinity of a conducting body in the magnetized plasma // J. Atmos. Terr. Phys. 1991. V. 53. № 11/12. P. 1099–1101.

Alexeev I.I., Belenkaya E.S. Modeling of the Jovian Magnetosphere // Ann. Geophys. 2005. V. 23. P. 809–826.

Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Kalegaev V.V., Lyutov Yu.G. Electric fields and field-aligned current generation in the magnetosphere // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. № A3. P. 4041–4051. <https://doi.org/10.1029/92JA01520>

Alexeev I.I., Kalegaev V.V., Belenkaya E.S., Bobrovnikov S.Yu., Feldstein Ya.I., Gromova L.I. The model description of magnetospheric magnetic field in the course of magnetic storm on January 9–12, 1997 // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № A11. P. 25683–25694.

Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Slavin J.A., Korth H., Anderson B.J., Baker D.N., Boardsen S.A., Johnson C.L., Purucker M.E., Sarantos M., Solomon S.C. Mercury's magnetospheric magnetic field after the first two MESSENGER flybys // Icarus. 2010. V. 209. № 1. P. 23–39. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.01.024>

Baumjohann W., Blanc M., Fedorov A., Glassmeier K.-H. Current systems in planetary magnetospheres and ionospheres // Space Sci Rev. 2010. V. 152. P. 99–134. <https://doi.org/10.1007/s11214-010-9629-z>

Belenkaya E.S. Two-dimensional non-linear Alfvén wings generated by the electrodynamic interaction between Callisto and the Jovian magnetosphere // Astrophys. and Space Sci. 2001. V. 277. № 1/2. P. 289–292.

Belenkaya E. The Jovian magnetospheric magnetic and electric fields: Effects of the interplanetary magnetic field // Planet. Space Sci. 2004. V. 52. P. 499–511.

Belenkaya E., Khodachenko M. Accretion and current discs controlled by strong magnetic field // Int. J. Astron. Astrophys. 2012. V. 2. P. 81–96. <https://doi.org/10.4236/ijaa.2012.22012> (<http://www.SciRP.org/journal/ijaa>).

Belenkaya E., Alexeev I., Clauer C.R. Field-aligned current distribution in the transition current system // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. № A11207. <https://doi.org/10.1029/2004JA010484>

Belenkaya E.S., Alexeev I.I., Kalegaev V.V., Blokhina M.S. Definition of Saturn's magnetospheric model parameters for the Pioneer 11 flyby // Ann. Geophys. 2006. V. 24. № 3. P. 1145–1156.

Belenkaya E.S., Alexeev I.I., Blokhina M.S., Cowley S.W.H., Badman S.V., Kalegaev V.V., Grigoryan M.S. IMF dependence of the open-closed field line boundary in Saturn's ionosphere, and its relation to the UV auroral oval observed by the Hubble Space Telescope // Ann. Geophys. 2007a. V. 25. P. 1215–1226. [www.ann-geophys.net/25/1215/2007/](http://www.ann-geophys.net/25/1215/2007/)

Belenkaya E., Alexeev I., Clauer C.R. Magnetic field of the transition current system: Dawn-dusk asymmetry // Ann. Geophys. 2007b. V. 25. № 8. P. 1899–1911. <https://doi.org/10.5194/angeo-25-1899-2007>

Belenkaya E.S., Khodachenko M.L., Alexeev I.I. Alfvén radius — a key parameter for astrophysical magneto-

- spheres, in: Helmut Lammer and Maxim Khodachenko (Eds.) *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments* // *Astrophys. Space Sci.* 2015. Library, Springer Cham Heidelberg New York Dordrecht London. V. 411. P. 239–252.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-09749-7>
- Bhattacharyya D., Clarke J.T., Montgomery J., Bonfond B., Gerard J.-C., Grodent D.* Evidence for auroral emissions from Callisto's footprint in HST UV images // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2018. V. 123. P. 364–373.  
<https://doi.org/10.1002/2017JA024791>
- Bonfond B., Grodent D., Gérard J.-C., Stallard T., Clarke J.T., Yoneda M., Radioti A., Gustin J.* Auroral evidence of Io's control over the magnetosphere of Jupiter // *Geophys. Res. Lett.* 2012 // V. 39. № L01105.  
<https://doi.org/10.1029/2011GL050253>
- Bonfond B., Grodent D., Badman S.V., Saur J., Gérard J.C., Radioti A.* Similarity of the Jovian satellite footprints: Spots multiplicity and dynamics // *Icarus*. 2017. V. 292. P. 208–217.  
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2017.01.009>
- Clarke J.T., Ballester G.E., Trauger J., Evans R., Connerney J.E.P., Stapelfeldt K., Crisp D., Feldman P.D., Burrows C.J., Casertano S., Gallagher III J.S., Griffiths R.E., Hester J.J., Hoessel J.G., Holtzman J.A., Krist J.E., Meadows V., Mould J.R., Scowen P.A., Watson A.M., Westphal J.A.* Far-ultraviolet imaging of Jupiter's aurora and the Io "footprint" // *Science*. 1996. V. 274. № 5286. P. 404–409.  
<https://doi.org/10.1126/science.274.5286.404>
- Clarke J.T., Ajello J., Ballester G., Ben Jaffel L., Connerney J., Gérard J.C., Gladstone J.R., Grodent D., Trauger P.W., Waite J.H.* Ultraviolet emissions from the magnetic footprints of Io, Ganymede, and Europa on Jupiter // *Nature*. 2002. V. 415. № 6875. P. 997–1000.  
<https://doi.org/10.1038/415997a>
- Clauer C.R., Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Baker J.B.* Special features of the September 24–27, 1998 storm during high solar wind dynamic pressure and northward interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. № All. P. 25695–25711.
- Connerney J.E.P., Acuña M.H., Ness N.F.* Modeling the Jovian current sheet and inner magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 8370–8384.  
<https://doi.org/10.1029/JA086iA10p08370>
- Connerney J.E.P., Acuna M.H., Ness N.F., Satoh T.* New models of Jupiter's magnetic field constrained by the Io flux tube footprint // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 11929–11939.  
<https://doi.org/10.1029/97JA03726>
- Connerney J.E.P., Adriani A., Allegrini F., Bagenal F., Bolton S.J., Bonfond B., Cowley S.W.H., Gerard J.C., Gladstone G.R., Grodent D., Hospodarsky G., Jorgensen J.L., Kurth W.S., Levin S.M., Mauk B., McComas D.J., Mura A., Paranicas C., Smith E.J., Thorne R.M., Valek P., Waite J.* Jupiter's magnetosphere and aurorae observed by the Juno spacecraft during its first polar orbits // *Science*. 2017a. V. 356. № 6340. P. 826–832.  
<https://doi.org/10.1126/science.aam5928>
- Connerney J.E.P., Benn M., Bjarno J.B., Denver T., Espley J., Jorgensen J.L., Jorgensen P.S., Lawton P., Malinnikova A., Merayo J.M., Murphy S., Odom J., Oliverson R., Schnurr R., Sheppard D., Smith E.J.* The Juno magnetic field investigation // *Space Sci. Rev.* 2017b. V. 213. № 1–4. P. 39–138.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-017-0334-z>
- Cowley S.W.H.*, *Magnetosphere-Ionosphere Interactions: A Tutorial Review* in: *Geophysical Monograph Series*. 2013. V. 118 / Ed. Shin-ichi Ohtani, Ryoichi Fujii, Michael Hesse, Robert L. Lysak // *American Geophys. Union*. Washington DC. P. 91–106.  
<https://doi.org/10.1029/GM118>
- Cowley S.W.H., Bunce E.J.* Origin of the main auroral oval in Jupiter's coupled magnetosphere-ionosphere system // *Planet. and Space Sci.* 2001. V. 49. P. 1067–1088.
- Cowley S.W.H., Bunce E.J.* Corotation-driven magnetosphere-ionosphere coupling currents in Saturn's magnetosphere and their relation to the auroras // *Ann. Geophys.* 2003. V. 21. № 8. P. 1691–1707.
- Cowley S.W.H., Arridge C.S., Bunce E.J., Clarke J.T., Coates A.J., Dougherty M.K., Gerard J.-C., Grodent D., Nichols J.D., Talboys D.L.* Auroral current systems in Saturn's magnetosphere: comparison of theoretical models with Cassini and HST observations // *Ann. Geophys.* 2008. V. 26. № 9. P. 2613–2630.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-26-2613-2008>
- Cowley S.W.H., Provan G., Bunce E.J., Nichols J.D.* Magnetosphere-ionosphere coupling at Jupiter: Expectations for Juno Perijove 1 from a steady state axisymmetric physical model // *Geophys. Res. Lett.* 2017. V. 44. P. 4497–4505.  
<https://doi.org/10.1002/2017GL073129>
- Drell S.D., Foley H.M., Ruderman M.A.* Drag and propulsion of large satellites in the ionosphere: An Alfvén propulsion engine in space // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. № 13. P. 3131–3145.
- Fairfield D.H.* An evolution of the Tsyganenko magnetic field model // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. № A2. P. 1481–1494.
- Gurnett D.A., Persoon A.M., Kurth W.S., Roux A., Bolton S.J.* Plasma densities in the vicinity of Callisto from Galileo plasma wave observations // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. P. 1867–1872.
- Gurnett D.A., Persoon A.M., Kurth W.S., Roux A., Bolton S.J.* Electron densities near Io from Galileo plasma wave observations // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 26225–26232.
- Hartkorn O., Saur J., Strobel D.* Structure and density of Callisto's atmosphere from a fluid-kinetic model of its ionosphere: Comparison with HST and Galileo observations // *Icarus*. 2017. V. 282. P. 237–259.  
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2016.09.020>
- Hill T.W.* The jovian auroral oval // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 8101–8107.  
<https://doi.org/10.1029/2000JA000302>
- Керко Л., McPherron R.L., Amm O., Apatenkov S., Baumjohann W., Birn J., Lester M., Nakamura R., Pulkkinen T.I., Sergeev V.* Substorm Current Wedge Revisited // *Space, Sci. Rev.* 2015. V. 190. № 1–4. P. 1–46.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-014-0124-9>
- Khurana K.K.* Influence of solar wind on Jupiter's magnetosphere deduced from currents in the equatorial plane // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 25999–26016.
- Khurana K.K., Kivelson M.G., Russel C.T., Walke R.J., Southwood D.V.* Absence of an internal magnetic field at Callisto // *Nature*. 1997. V. 387. № 6630. P. 262–264.
- Khurana K.K., Kivelson M.G., Stevenson D.J., Schubert G., Russell C.T., Walker R.J., Polanskey C.* Induced magnetic fields as evidence for subsurface oceans in Europa and Callisto // *Nature*. 1998. V. 395. № 6704. P. 777–780.
- Kivelson M.G.* Moon–magnetosphere interactions: a tutorial // *Adv. Space Res.* 2004. V. 33. P. 2061–2077.
- Kivelson M.G., Khurana K.K., Stevenson D.J., Bennett L., Joy S., Russell C.T., Walker R.J., Zimmer C., Polanskey C.*

- Europa and Callisto: Induced or intrinsic fields in a periodically varying plasma environment // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. № A3. P. 4609–4625.
- Kivelson M.G., Khurana K.K., Russell C.T., Volwerk M., Joy S.P., Walker R.J., Zimmer C., Linker J.A.* Magnetized or unmagnetized: Ambiguity persists following Galileo's encounters with Io in 1999 and 2000 // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 26121–26135.
- Kivelson M.G., Bagenal F., Kurth W.S., Neubauer F.M., Paranicas C., Saur J.* Magnetospheric interactions with satellites // Bagenal, F., Dowling, T.E., McKinnon, W.B. (Eds), *Jupiter: The Planet, Satellites and Magnetosphere*, 2004. Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K., P. 513–536.
- Korth H., Johnson C.L., Philpott L., Tsyganenko N.A., Anderson B.J.* A Dynamic Model of Mercury's Magnetospheric Magnetic Field // *Geophys. Res. Lett.* 2017. V. 44. № 20. P. 10147–10154.  
<https://doi.org/10.1002/2017GL074699>
- Lindkvist J., Holmstrom M., Khurana K.K., Fatemi S., Barabash S.* Callisto plasma interactions: Hybrid modeling including induction by a subsurface ocean // *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2015. V. 120. P. 4877–4889.  
<https://doi.org/10.1002/2015JA021212>
- Liuzzo L., Feyerabend M., Simon S., Morschmann U.* The impact of Callisto's atmosphere on its plasma interaction with the Jovian magnetosphere // *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2015. V. 120 P. 9401–9427.  
<https://doi.org/10.1002/2015JA021792>
- Liuzzo L., Simon S., Feyerabend M., Motschmann U.* Magnetic signatures of plasma interaction and induction at Callisto: The Galileo C21, C22, C23, and C30 flybys // *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2017. V. 122. P. 7364–7386.  
<https://doi.org/10.1002/2017JA024303>
- Mauk B.H., Haggerty D.K., Paranicas C., Clark, G., Kollmann P., Rymer A.M., Peachey J.M., Bolton S.J., Levin S.M., Adriani A., Allegrini F., Bagenal F., Bonfond B., Connerney J.E.P., Ebert R.W., Gladstone G.R., Kurth W.S., McComas D.J., Ranquist D., Valek P.* Diverse electron and ion acceleration characteristics observed over Jupiter's main aurora // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. P. 1277–1285.  
<https://doi.org/10.1002/2017GL076901>
- McNutt R.L., Jr., Belcher J.W., Bridge H.S.* Positive ion observations in the middle magnetosphere of Jupiter // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. № A10, P. 8319–8342.
- Menietti J.D., Gurnett D.A., Kurth W.S., Groene J.B.* Control of Jovian radio emission by Ganymede // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. № 23. P. 4281–4284.
- Menietti J.D., Gurnett D.A., Christopher I.* Control of Jovian radio emission by Callisto // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 3047–3050.  
<https://doi.org/10.1029/2001GL012965>
- Meredith C.J., Alexeev I.I., Badman S.V., Belenkaya E.S., Cowley S.W.H., Dougherty M.K., Kalegaev V.V., Lewis G.R., Nichols J.D.* Saturn's dayside ultraviolet auroras: Evidence for morphological dependence on the direction of the upstream interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. № 3. P. 1994–2008.  
<https://doi.org/10.1002/2013JA019598>
- Neubauer F.M.* Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io – Theory // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85. P. 1171–1178.
- Neubauer F.M.* The sub-Alfvénic interaction of the Galilean satellites with the Jovian magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103(E9). P. 19843–19866.
- Neubauer F.M.* Alfvén wings and electromagnetic induction in the interiors: Europa and Callisto // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 28671–28684.
- Ness N.F., Acuna M.H., Lepping R.P., Burlaga L.F., Behannon K.W., Neubauer F.M.* Magnetic field studies at Jupiter by Voyager 1: Preliminary results // *Science.* 1979. V. 204. P. 982–987.
- Nichols J.D., Cowley S.W.H.* Magnetosphere-ionosphere coupling currents in Jupiter's middle magnetosphere: Effect of precipitation-induced enhancement of the ionospheric Pedersen conductivity // *Ann. Geophys.* 2004. V. 22. P. 1799–1827.
- Olsen N., Stolle C.* Magnetic Signatures of Ionospheric and Magnetospheric Current Systems During Geomagnetic Quiet Conditions – An Overview // *Space Sci. Rev.* 2017. V. 206. № 1–4. P. 5–25.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-016-0279-7>
- Pulkkinen T.I., Ganushkina N.Y., Tanskanen E.I., Kubyschkina M., Reeves G.D., Thomsen M.F., Russell C.T., Singer H.J., Slavin J.A., Gjerloev J.* Magnetospheric current systems during stormtime sawtooth events // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. № A11S17.  
<https://doi.org/10.1029/2006JA011627>
- Prange R., Rego D., Pallier L., Connerney J.E.P., Zarka P., Queinnee J.* Detailed study of FUV jovian auroral features with the post-COSTAR HST faint object camera // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 20195–20215.
- Russell C.T.* Interaction of the Galilean moons with their plasma environments // *Planet. Space Sci.* 2005. V. 53. P. 473–485.
- Saur J., Chane E., Hartkorn O.* Modeling magnetospheric fields in the Jupiter system, in: Hemann Luhr, Johannes Wicht, Stuart A. Gilder, Matthias Holschneider (Eds.) *Magnetic fields in the solar system: Planets, moons and solar wind interactions* // *Astrophys. and Space Sci. Library.* 2018. P. 153–181.
- Siscoe G.L., Crooker N.U., Erickson G.M., Sonnerup B.U., Siebert K.D., Weimer D.R., White W.W., Maynard N.C.* Global Geometry of Magnetospheric Currents Inferred From MHD Simulations / *Geophysical Monograph Series, V. 118/Eds Shin-ichi Ohtani, Ryoichi Fujii, Michael Hesse, Robert L. Lysak* // *American Geophysical Union, Washington DC.* 2013. P. 41–52.  
<https://doi.org/10.1029/GM118>
- Southwood D.J., Kivelson M.G.* A new perspective concerning the influence of the solar wind on the Jovian magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. № A4. P. 6123–6130.  
<https://doi.org/10.1029/2000JA000236>
- Strobel D.F., Saur J., Feldman P.D., McGrath M.A.* Hubble Space Telescope space telescope imaging spectrograph search for an atmosphere on Callisto: A Jovian unipolar inductor // *Astrophys. J.* 2002. V. 581. № 1. P. L51–L54.  
<https://doi.org/10.1086/345803>
- Vasavada A.R., Bouchez A.H., Ingersoll A.P., Little B., Anger C.D.* Jupiter's visible aurora and Io footprint // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 27133–27142.
- Zimmer C., Khurana K., Kivelson M.* Subsurface oceans on Europa and Callisto: Constraints from Galileo magnetometer observations // *Icarus.* 2000. V. 147 № 2. P. 329–347.  
<https://doi.org/10.1006/icar.2000.6456>
- Wright A.N., Southwood D.J.* Stationary Alfvénic structures // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 1167–1175.

УДК 523.64

## ХИМИЧЕСКИЙ И ИЗОТОПНЫЙ СОСТАВ КОМЕТЫ 67P/ЧУРЮМОВА–ГЕРАСИМЕНКО (ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ КОСМИЧЕСКОЙ МИССИИ ROSETTA–PHILAE). СЛЕДСТВИЯ ДЛЯ КОСМОГОНИИ И КОСМОХИМИИ

© 2020 г. В. А. Дорофеева\*

Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия

\*e-mail: dorofeeva@geokhi.ru

Поступила в редакцию 18.09.2019 г.

После доработки 28.10.2019 г.

Принята к публикации 31.10.2019 г.

Результаты изучения состава и строения короткопериодической кометы семейства Юпитера 67P/Чурюмова–Герасименко, полученные в ходе недавней космической миссии Rosetta-Philae, во многом уникальны, поскольку впервые комета продолжительное время исследовалась *in situ* в условиях меняющейся инсоляции и активности. В результате посадки зонда Philae впервые получены данные о составе минеральной и органической фракций, образцы которых были взяты непосредственно с ядра кометы. Измерения состава комы приборами КА Rosetta в ранний период наблюдений позволили впервые получить данные о составе ее сверхлетучих компонентов ( $N_2$ , Ar), а анализ состава комы, выполненный в постперигельный период, дал наиболее адекватное представление о составе ледяной фракции ядра кометы. В обзоре, наряду с обобщением экспериментальных данных, обсуждаются вытекающие из них следствия для космогонии и космохимии.

**Ключевые слова:** комета, химический и изотопный состав, органические соединения, кометные льды, гетерогенность состава ядра, северное и южное полушария, Rosetta, Philae

DOI: 10.31857/S0320930X20020024

### ВВЕДЕНИЕ

Разработка теории происхождения Солнечной системы, оценка состава газопылевого вещества, из которого около 4.6 млрд лет назад она образовалась, по сей день остаются актуальными задачами космогонии и космохимии. Их решению способствуют накопление и анализ экспериментальных данных по строению и составу кометных ядер, которые, вероятнее всего, являются первичными телами Солнечной системы (например, Davidsson и др., 2016). Ядра комет образовались в первые миллионы лет ее эволюции в регионе, где температуры не превышали 20–25 К. В силу своего небольшого размера (не более нескольких десятков км) (Lamy и др., 2005), даже с учетом очень низкой теплопроводности из-за большой пористости ядра, не могли быть существенно нагреты радиогенным теплом короткоживущих изотопов ( $^{26}\text{Al}$  и  $^{60}\text{Fe}$ ) и вследствие этого полностью потерять даже самые легколетучие элементы, такие как  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$  и Ar. Кроме того, из-за очень высокой микропористости (до 70%) теплопроводность вещества кометных ядер крайне низка, поэтому даже при значительной инсоляции в период про-

хождения ими перигелия солнечное тепло распространяется только на первые метры вглубь, не изменяя состава ядер в целом (Rusol, Dorofeeva, 2018). Таким образом, кометы несут в себе ценную информацию о термодинамических и динамических условиях в дальних регионах околосолнечного газопылевого протопланетного диска.

Комета 67P/Чурюмова–Герасименко (далее 67P) принадлежит к семейству короткопериодических комет, орбиты которых эволюционируют во времени под воздействием как гравитационных, так и негравитационных факторов. Анализ показал, что на современной, наиболее близкой к Солнцу орбите комета 67P находится с 1959 г.: ее перигелий составляет 1.24 а. е., афелий 5.68 а. е., а период обращения 6.44 года (Maquet, 2015). Важной особенностью ядра 67P, которая обуславливает вариации состава ее комы, является то, что ось его собственного вращения наклонена к плоскости орбиты под большим углом ( $52^\circ$ ). Благодаря этому, а также эллиптической форме орбиты лето в северном полушарии длится 5.6 года, т.е. большую часть ее орбитального периода, но в этот период комета находится вдалеке от Солнца и поэтому ее инсоляция не слишком интенсивна.

Южное полушарие освещается Солнцем лишь около 10 месяцев, но в этот период инсоляция поверхности кометы, как и интенсивность газовой деляния, максимальна.

Космический аппарат (КА) приблизился к комете на расстояние  $\sim 100$  км в августе 2014 г., когда она находилась на гелиоцентрическом расстоянии  $r \approx 3.59$  а. е. и сопровождал ее 26 месяцев до 30 сентября 2016 г., когда после прохождения кометой перигелия в августе 2015 г. ( $1.24$  а. е.) на  $r \approx 3.5$  а. е. КА запланированно столкнулся с ее ядром. Помимо орбитального модуля в состав КА Rosetta входил также спускаемый зонд Philae, который 12 ноября 2014 г. впервые в истории совершил посадку на ядро кометы, когда она находилась на  $r \approx 3$  а. е. Зонд был предназначен для исследования химического состава и физических свойств ядра, а также состава газов, окружающих его. Однако, поскольку посадка произошла в затененном месте, программа научных исследований была выполнена частично: аппаратура смогла проработать лишь 56 ч на предварительно заряженных аккумуляторных батареях. В целом результаты, полученные на КА Rosetta дали много уникальной информации, которая ранее не могла быть получена с помощью пролетных миссий. Их анализ, с одной стороны, позволяет продвинуться в понимании ряда космогонических и космохимических проблем, а с другой, ставит новые вопросы, ответы на которые могут быть получены только с помощью дальнейших космических экспериментов.

#### ВАЖНЕЙШИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА КОМЕТЫ 67P

КА Rosetta был оснащен достаточным набором инструментов, позволивших определить основные физические характеристики ядра кометы 67P. Итоговые результаты обобщены в работах (Jorda и др., 2016) и (Pätzold и др., 2016; 2019). Полученные характеристики ядра 67P оказались аналогичными характеристикам ядер комет этого же динамического класса: оно имеет небольшой размер  $(4.34 \pm 0.02) \times (2.60 \pm 0.02) \times (2.12 \pm 0.06)$  км и состоит из двух фрагментов, соединенных перешейком, что типично для многих короткопериодических комет. Бóльший из фрагментов, условно именуемый вслед за (Sierks и др., 2015) “телом”, имеет размер  $4.1 \times 3.52 \times 1.63$  км, а меньший (“голова”)  $2.50 \times 2.14 \times 1.64$  км. Основываясь главным образом на данных системы визуализации OSIRIS (OSIRIS – Optical, Spectroscopic, and Infrared Remote Imaging System), в состав которой входили две камеры разного разрешения для детальной съемки ядра кометы, была построена его 3D модель, что позволило получить оценку объема, которая составила  $18.8 \pm 0.3$  км<sup>3</sup>. Измерения гравитационного поля кометы, проводившиеся в течение трех месяцев с расстояния 10–

100 км, дали возможность получить массу ядра:  $M = (9982 \pm 3) \times 10^9$  кг (Pätzold и др., 2016) и среднее значение плотности  $532 \pm 7$  кг м<sup>-3</sup> (Jorda и др., 2016). Для расчета пористости были использованы данные работы (Rotundi и др., 2015), в которой определено среднее значение массового отношения пылевой и газовой фракций в коме, в период, когда комета находилась на гелиоцентрическом расстоянии 3.6–3.4 а. е.;  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice}}$  составило  $4 \pm 2$ . Авторы сделали предположение, что полученное значение отражает соотношение масс пыли и льда воды в ядре кометы. В результате было получено значение его пористости 70–75%. Отметим, что весь комплекс данных, полученных в эксперименте Rosetta свидетельствует, что столь высокое значение пористости ядра обусловлено, вероятнее всего, микропористостью составляющих его частиц (поблов, от английского “pebbles”); в макромасштабе ядро кометы однородно и не содержит больших пустот.

Оценки основных физических свойств ядра 67P приведена также в работе (Pätzold и др., 2016), которые немного отличаются от оценок, данных в (Jorda и др., 2016). Авторами было выбрано несколько меньшее значение объема ядра 67P ( $18.7 \pm 0.2$  км<sup>3</sup>) и соответственно получено чуть большее значение плотности ( $533 \pm 6$ ) кг м<sup>-3</sup>. При оценке пористости ядра 67P ими также использованы данные (Rotundi и др., 2015), но состав пылевой фракции рассмотрен более детально: использован вывод Greenberg (2000), что в кометной пыли массы силикатной и органической составляющих равны. В итоге была получена оценка пористости ядра 67P 72–74% (Pätzold и др., 2016), что не противоречит результатам, полученным в работе (Jorda и др., 2016).

Поверхность ядра кометы 67P темная, ее геометрическое альbedo ( $A_{\text{geo}}$ ) составляет  $0.065 \pm 0.002\%$  (Fornasier и др., 2015). Значение хорошо согласуется с результатами, полученными с помощью прибора VIRTIS и OSIRIS на длине волны 550 нм:  $0.060 \pm 0.003$  (Caraccioli и др., 2015) и  $0.059 \pm 0.002$  (Sierks и др., 2015) соответственно. Отметим, что это самое высокое значение альbedo, когда-либо полученное для кометных ядер. В то же время, впервые на поверхности ядра кометы наблюдались вариации цвета и альbedo: так область Nari, расположенная на перешейке, на  $\sim 16\%$  ярче, чем поверхность в среднем, в то время как регионы Apis и Seth (тело) на  $\sim 8$ – $10\%$  темнее; измерения проводились на длине волны 535 нм. Предполагается, что увеличение альbedo связано с локальным повышением содержания на поверхности льдов H<sub>2</sub>O и CO<sub>2</sub> (Fornasier и др., 2015).

Ядра комет состоят из каменной (минеральной) пыли, тугоплавких органических соединений (в сумме  $\sim 50$ – $70$  мас. %) и смеси льдов ( $\sim 30$ – $50$  мас. %), в основном это лед H<sub>2</sub>O. Когда комета

приближается к Солнцу на  $r \leq 5$  а. е., т.е. пересекает орбиту Юпитера, наиболее летучие льды ( $N_2$ , Ar) начинают испаряться и вокруг ядра образуется кометная кома – газопылевая оболочка диаметром до нескольких десятков тысяч километров. Важной особенностью дегазации кометных ядер является то, что газовыделение происходит не со всей поверхности ядра, а лишь из нескольких депрессий (pits, holes), неравномерно распределенных по его поверхности, причем общая площадь депрессий составляет лишь ~10% от общей площади ядра (Vincent и др., 2015). Ранее подобные депрессии наблюдались на ядрах комет, которые исследовались с помощью пролетных космических аппаратов, – 1P/Halley, 19P/Borrelly, 81P/Wild, 9P/Tempel, 103P/Hartley (Meech, 2017). За период наблюдений в северном полушарии 67P было обнаружено около 20 депрессий, из которых только семь оказались активными, остальные либо умеренно активными, либо уже потухшими. Активные депрессии представляли собой округлые структуры диаметром от 50 до 300 м при соотношении ширины к высоте по одним данным от 0.1 до 0.9 (Vincent и др., 2015), а по другим 0.1–0.3 (Ip и др., 2016). Отметим, что именно этот интервал значений характерен для всех исследованных ранее кометных ядер. Депрессии имеют крутые склоны и плоское дно, что в корне отличает их от кратеров ударного происхождения, обнаруженных, например, на Луне или астероидах. На дне депрессий обнаружены валуны (до 15-ти штук) диаметром до 9-ти метров (Vincent и др., 2015). Происхождение этих структур до конца не ясно, но все авторы сходятся во мнении, что геометрия депрессий вероятнее всего указывает, что основная причина их возникновения – эндогенная активность. Расположение депрессий, размер, интенсивность и длительность дегазации определяются вероятнее всего неравномерностью инсоляции, геоморфологией поверхности и условиями ее изменения при очередном проходе через перигелий (Ip и др., 2016; Vincent и др., 2015). Немалую роль вероятно играет и локальная неоднородность состава ядра (Vincent и др., 2016a); более подробно этот вопрос будет рассмотрен ниже.

#### ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ ХИМИЧЕСКОГО И ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ВЕЩЕСТВА КОМЕТЫ 67P В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ROSETTA-PHILAE

Космический проект Rosetta-Philae, осуществленный ESA в 2004–2014 гг., имел своей целью длительное систематическое изучение строения и состава ядра кометы 67P/Чурюмова–Герасименко, исследования химического и изотопного состава вещества ее комы. В числе приоритетных были заявлены следующие цели (Taylor и др., 2017).

Во-первых, определить состав кометного ядра, и, сравнив его с составом ядер других комет, получить представление о составе каменно-ледяных планетезималей, из которых, вероятнее всего, образовались другие транснептуновые объекты, в том числе Плутон и его спутники, Тритон – крупнейший спутник Нептуна, нерегулярные спутники Сатурна и другие объекты. Помимо этого, знание состава кометных ядер необходимо для оценки физико-химических и динамических условий, как во внешней части газопылевого околосолнечного диска, так и в диске в целом.

Во-вторых, найти аргументы “за” или “против” гипотезы кометного происхождения воды и иных летучих на Земле и на других внутренних планетах. Эта гипотеза еще два десятилетия назад была преобладающей (Owen, Bar-Nun, 1998), но и сейчас у нее остается много сторонников (Marty и др., 2016; 2017; Маров, Ипатов, 2018).

И, наконец, главная задача миссии заключалась в том, чтобы оценить возможную роль вещества комет в происхождении жизни на Земле и других телах Солнечной системы. В частности, ответить на вопрос, могли ли кометы принести на нашу планету жизненно важные биологические соединения, или вещества-предшественники (прекурсоры) для их образования в условиях ранней Земли. Эта идея впервые была высказана Орó (1961) и в дальнейшем развита в работах (Chyba, Sagan, 1997; Delsemme, 2000 и др.).

Выполнение этих задач подразумевало тщательный анализ состава пылевой и газовой фракций кометы 67P, для чего на борту было размещено несколько приборов, среди которых: ALICE – УФ-спектрометр для анализа газового состава комы; MIRO – микроволновой зонд для измерения газовых компонентов комы; ROSINA – спектрометр ионов и нейтральных атомов для определения элементного, изотопного и молекулярного состава комы; COSIMA (COmetary Secondary Ion Mass Analyzer) – масс-спектрометр вторичных ионов для определения элементного и изотопного состава пыли, а также неорганической и органической фаз в ней; VIRTIS (Visible InfraRed Thermal Imaging Spectrometer) – тепловой спектрометр видимого и ИК-диапазона, используемый для изучения свойств грунта, а также анализатор кометной пыли GIADA (Grain Impact Analyser and Dust Accumulator). В состав посадочного зонда “Philae” входили инструмент COSAC (COmetary Sampling And Composition experiment) – анализатор определения элементного и молекулярного состава летучих веществ ядра и органических молекул; Ptolemy – газовый хроматограф для определения изотопного состава легких элементов, а также APXS – альфа-протон-рентгеновский спектрометр для определения элементного состава грунта.



## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МИНЕРАЛЬНОЙ ФРАКЦИИ КОМЕТЫ 67P

Изучение генезиса компонентов вещества кометных ядер, в том числе ее пылевой (тугоплавкой) фракции, позволяет получить важнейшую информацию об источниках вещества каменно-ледяных тел транснептунового региона и динамических условий в окколосолнечном газопылевом диске. Долгое время в космохимии господствовало представление, что минеральное вещество, входящее в состав пылевой фракции кометных ядер – наиболее примитивное в Солнечной системе, образовавшееся в межзвездной среде. Попав в окколосолнечный диск и находясь на значительном (>15–20 а. е.) удалении от Солнца, оно не могло претерпеть существенных изменений. Такая точка зрения была обусловлена еще и тем, что на первом этапе изучения вещества комет состав их пылевой фракции определялся наземным путем при исследовании спектров частиц метеорных потоков, связанных с кометами. Метод имел большие погрешности, обусловленные в основном влиянием земной атмосферы (Явнель, 1988). Однако за последние десятилетия, по мере накопления данных экспериментальных исследований состава пыли ряда комет (эксперименты Giotto, Vega, Stardust, NExT, EPOXI, Rosetta), а также объектов, происхождение которых связывается с разрушением кометных ядер – субмикронных безводных пористых частиц межпланетной пыли (IDPs и CP IDPs) (Лаврухина, Мендыбаев, 1987; Corrigan и др., 1997) и ультра-углеродистых антарктических микрометеоритов (UCAMM), эта точка зрения существенно изменилась. Результаты исследований показали, что тугоплавкое вещество комет представляет собой неравновесную в субмикронных масштабах смесь высоко- и низкотемпературных компонентов различного генезиса (Wooden и др., 2017). Ее основными составляющими являются аморфные и кристаллические силикаты, сульфид железа, металл (Fe–Ni) и тугоплавкое органическое вещество широкого спектра состава.

Впервые изучить состав тугоплавкой фракции кометы *in situ* удалось в 1986 г., когда к комете Галлея (1P/Halley) одновременно было направлено пять космических аппаратов, но основные результаты были получены советскими аппаратами Vega-1 и -2 (Sagdeev и др., 1987 и др.), а также аппаратом ESA Giotto (Jessberger и др., 1988 и др.). Было установлено, что валовый состав минеральной составляющей пыли кометы Галлея близок к хондритовому, но содержание некоторых летучих компонентов в несколько раз превосходило их содержание в наиболее примитивных углистых CI хондритах: углерода в 11 раз, азота в 8 раз, водорода в 4 раза (Engrand и др., 2016). Из этого был сделан вывод, что кометное вещество более примитивно, чем вещество углистых CI хондритов и

что оно могло подвергаться лишь минимальным изменениям (Jessberger и др. 1988). Кроме минеральной составляющей, в составе пыли присутствовало высокомолекулярное тугоплавкое органическое вещество, состоящее из углерода (C), водорода (H), кислорода (O) и азота (N), получившее название CHON (Clark и др., 1986). Для кометы 1P/Halley его состав описывался условной формулой  $C_{100}H_{80}O_{18}N_3S_3$  (Kissel, Krueger, 1987). Соотношение в ней O/C  $\approx 0.2$ , что близко к таковому в нерастворимом органическом веществе (IOM-Insoluble organic matter) метеорита Murchison, хотя элементный состав органической фракции хондрита дается несколько отличный:  $C_{100}H_{70}O_{18}N_3S_3$  (Alexander и др., 2007) и  $C_{100}H_{155}O_{20}N_3S_3$  (Quirico, 2014).

Силикатная фракция кометной пыли представлена как аморфными Fe–Mg силикатами, пироксеном и оливином (Dorschner и др., 1995), так и кристаллическими, преимущественно обогащенными магнием оливинами (Fabian, 2001). Массовое соотношение между кристаллическими и аморфными силикатами варьируется в широких пределах и составляет  $\sim 0.2$ –2. Кристаллические силикаты были обнаружены в комах комет разных динамических типов: как в короткопериодических – 103P/Hartley 2 (Harker и др., 2018), 81P/Wild 2, 9P/Tempel, 78P/Gehrels, 73P/Schwassmann-Wachmann, так и в долгопериодических, таких как C/2001Q4 (NEAT) и C/1995 O1 (Hale-Bopp). Размер кристаллических зерен силикатов составляет  $< \sim 1$  мкм, а массовая доля существенно выше по сравнению с содержанием кристаллических силикатов в межзвездных молекулярных облаках (ISM), где их содержание не превышает первых процентов (Kemper и др., 2004; 2005; Li, Draine, 2001). Поэтому более обоснованной выглядит версия образования кристаллических магниевых силикатов в окколосолнечном газопылевом диске (солнечной небуле). Действительно, согласно моделям внутреннего строения диска (Макалкин, Дорофеева, 2009), на ранней стадии его эволюции (до  $\sim 1$  млн лет) в областях близких к Солнцу ( $r < 1$  а. е.) максимальные температуры были достаточно высоки ( $T > 1500$  К при  $P = 10^{-3}$ – $10^{-4}$  бар), поэтому основная масса пыли диска была испарена. На последующей стадии остывания диска, как показали термодинамические расчеты, в системе солнечного состава, в которой парциальное давление водорода ( $p_{H_2}$ ) на 3 порядка выше, чем парциальное давление любого другого химически активного компонента, в том числе и  $p_{O_2}$ , образуются кристаллические магниевые силикаты, преимущественно в форме форстерита и иногда энстатита, а также металл (Fe–Ni), который в дальнейшем при понижении температуры, взаимодействуя с  $H_2S$ , частично преобразуется в сульфид железа (Petaev, Wood, 1998). Дополнительным до-

казательством небулярного происхождения кристаллических силикатов служат открытия экзосистем с дисками, в которых внутренние области обогащены кристаллическими силикатами по сравнению с их внешними зонами (Bouwman и др., 2003; Olofsson и др., 2009).

Попадание мелкокристаллических магниевых силикатов в зону образования каменно-ледяных тел, в том числе и ядер комет, как было показано в ряде работ (например, Bockelée-Morvan и др., 2002), могло произойти благодаря турбулентной диффузии, обеспечившей вынос газопылевого вещества из внутренней горячей зоны около-солнечного диска в холодные внешние области, за характерные времена  $\sim n \times 10^4$  лет, т.е. еще до образования Юпитера. Реальность существования такого механизма подтверждается обнаружением в пылевой фракции ряда комет наиболее древнего вещества Солнечной системы – обогащенных алюминием и кальцием тугоплавких включений (CAIs); они были найдены в кометах 1P/Halley (Schulze и др., 1997) и 81P/Wild 2 (Matzel и др., 2010), а также в большом кластере межпланетной пыли (giant cluster IDP) U2-20GCP, имевший вероятнее всего кометное происхождение (Joswiak и др., 2014). Размеры CAIs колеблются от  $\sim 1$  до  $15 \mu\text{m}$ , что подтверждает возможность их переноса с малых радиальных расстояний в область образования комет вместе с газом на ранней стадии эволюции небулы (Hughes, Armitage, 2010).

Наряду с обогащенными магнием кристаллическими силикатами в минеральной фракции кометных ядер были найдены кристаллические силикаты с высоким содержанием железа, у которых значение  $\text{Fe}/(\text{Fe} + \text{Mg})$  варьируется в пределах от 0.1 до хондритового значения  $\sim 0.5$  (Zolensky и др., 2008). Вопрос об образовании этих фаз остается до сих пор открытым.

Аморфные Fe–Mg силикаты, впервые обнаруженные при наземных наблюдениях в ИК диапазоне долгопериодической кометы C/1995 O1 Hale-Bopp (Crovisier, 1997), вероятнее всего имеют досолнечное происхождение; они попали в околосолнечный диск вместе с веществом межзвездного молекулярного облака, фрагмент которого послужил строительным материалом для нашей Солнечной системы. Генезис вещества ISM связан с эволюцией звезд большой массы, в которых происходит нуклеосинтез основных породообразующих элементов. Конечный этап эволюции массивной звезды – взрыв сверхновой. При остывании в ее оболочке, имеющей высокие  $p_{\text{O}_2}/p_{\text{H}_2}$ , конденсируются кристаллические Fe–Mg силикаты микронного размера. При дальнейшем рассеивании звездной оболочки микронные пылинки кристаллических силикатов находятся в межзвездном пространстве. Со временем они могут войти в состав межзвездных молекулярных облаков

(ISM), из фрагмента которых образуются звезды следующего поколения; у некоторых из них могут образоваться протопланетные диски. Однако наблюдения показывают, что межзвездные молекулярные облака содержат в основном аморфные Fe–Mg силикаты, а содержание кристаллических силикатов в ISM не превышает по одним данным 2.5% (Kemper и др., 2004; 2005), а по другим 5% (Li, Draine, 2001). Следует отметить, что важной составляющей аморфных силикатов является стекло  $\text{SiO}_2$  с вкраплениями металла и сульфидов, идентифицируемое как GEMS (Glass with Embedded Metal and Sulfides) (Bradley, 2013). Можно предположить, что аморфизация кристаллических Fe–Mg силикатов, как и образование GEMS происходит на стадии, когда кристаллические Fe–Mg силикаты находились в межзвездном пространстве, подвергаясь воздействию межгалактических космических лучей.

Отдельного рассмотрения заслуживает вопрос о возможном присутствии в составе вещества кометной пыли минералов, образование которых требует присутствия жидкой воды; такие минералы были обнаружены при исследовании некоторых комет. Так, в пылевой фракции кометы 81P/Wild 2 были найдены ряд сульфидов – кубанит, пирротин, сфалерит (Berger и др., 2011), – а также магнетит (Stodolna и др., 2012) и карбонат магния (Flynn, 2008). Присутствие карбонатов магния ранее было зафиксировано в пылевой фракции кометы Галлея (Fomenkova и др., 1992) и 9P/Tempel 1 (4.7%). Кроме того, в 9P/Tempel были найдены гидратированные силикаты (8.2%) (Lisse и др., 2006), которые столь характерны для вещества примитивных углистых хондритов (Zolensky и др., 2008). О происхождении в пылевой фракции комет минералов гидротермального генезиса нет единого мнения, но сам факт их обнаружения принципиален для космогонии. Он может свидетельствовать, например, о том, что кометы не являются первичными телами, а образуются при импактном разрушении более крупных каменно-ледяных тел диаметром  $> \sim 50$  км, в которых в течение первых нескольких миллионов лет был возможен нагрев и плавления льда воды за счет радиогенного тепла  $^{26}\text{Al}$  и  $^{60}\text{Fe}$  (Макалкин, Зиглина, 2004); этой точки зрения придерживаются A. Morbidelli и его коллеги (Morbidelli, Rickman, 2015; Jutzi и др., 2017). Однако возможны и другие объяснения. Так в (Levasseur-Regourd и др., 2018) высказывается предположение, что идентификация гидросиликатов, возможно, была ошибочной, поскольку эталонные стандарты, использованные при расшифровке спектров кометы 9P/Tempel, могли не отражать все особенности исследуемых минеральных зерен кометной пыли. С другой стороны, минералы гидротермального генезиса могли быть привнесены вместе с газом в виде мелкой пыли из внутренних областей протопла-

нетного диска, а затем аккрецированы образующимися протокометными телами. Но следствием такого предположения будет то, что аккреция Юпитера началась достаточно поздно – после образования родительских тел недифференцированных хондритов и их постааккреционного нагрева и ударного разрушения, поскольку радиальный транспорт вещества из внутренних зон диска в транснептуновый регион после начала аккумуляции Юпитера был затруднен.

Таким образом, весь комплекс полученных до 2014 г. данных свидетельствует, что минеральная фракция комет – это совокупность частиц вещества, как досолнечного, так и небулярного происхождения, мало измененного вторичными процессами, химически неравновесного по составу в субмикрометровых масштабах. Основная проблема при изучении кометной пыли состояла в трудностях ее сбора, поскольку из-за большой разницы относительных скоростей кометы и приемника, установленного на пролетающем вблизи кометы космическом аппарате ( $\sim 6 \text{ км с}^{-1}$ ): при ударе о мишень часть вещества, в особенности органических компонентов пыли термически разрушалась или испарялась. В отличие от прошлых космических экспериментов КА Rosetta мог сблизить свою скорость со скоростью кометы до  $\sim 10 \text{ м с}^{-1}$  и поэтому значительное количество частиц, уловленных мишенью, в основном сохранили свой химический состав и физическую структуру (Rotundi и др., 2015). Всего удалось уловить более 35 тысяч пылевых частиц размером от 10 до 1000 мкм и проанализировать около 250 из них (Meouane и др., 2017). Исследования частиц проводились с помощью масс-спектрометра вторичных ионов COSIMA и картирующего спектрометра VIRTIS. Основные результаты представлены в (Fray и др., 2016; Wooden и др., 2017; Bardyn и др., 2017) и в некоторых других работах. К сожалению, поскольку изучение минеральной фракции кометной пыли в эксперименте Rosetta-Philae не было приоритетным направлением исследования, возможности приборов в этом отношении были ограничены. Так диаметр электронного пучка в COSIMA (40 мкм) сопоставим с размером крупнейших частиц, доставленных на Землю в эксперименте Stardust. Реально спектрометр мог анализировать частицы пыли в интервале размеров от 50 до 1000 мкм (Bardyn и др., 2017) и с его помощью было практически невозможно идентифицировать отдельные минералы в каждой анализируемой частице. Возможно по этой причине в конечном итоге все железо было отнесено к сульфидным фазам, а силикаты с высоким содержанием Fe вообще не были определены (Rotundi и др., 2015; Hilchenbach и др., 2016). Однако доказательство миграции газопылевого вещества из внутренних зон диска в регион образования кометы все же было найдено: в составе минеральной фракции 67P обнаружено

одно зерно, по составу подобное обогащенным Ca и Al тугоплавким включениям (CAI) (Paquette и др., 2016; Joswiak и др., 2017).

Полученные результаты показали, что тугоплавкая фракция ядра кометы 67P состоит из минеральной пыли и сложных тугоплавких органических соединений. Минеральная составляющая представляет собой неравновесную смесь безводных силикатов, сульфида железа типа троилита и пирротина (FeS), солей аммония аморфного углерода. Особо отметим, что минералов, образование которых требует присутствия жидкой воды, в составе пыли кометы 67P обнаружено не было (Stenzel и др., 2017). В целом минеральный состав кометы 67P отвечает составу межзвездной пыли, а соотношения основных породообразующих элементов (Fe, Mg, Si, Al, Na, K, Ca, а также Cr и Mn) близко к хондритовому, как и в ранее исследованных кометах Halley и Wild 2. Исключением является углерод, о чем свидетельствуют, в частности, результаты измерения составов с помощью масс-спектрометра COSIMA пылевых частиц комы размером от 50 до 1000 мкм, собранных за двухлетний период, в которых атомное отношение  $(\text{C/Si})_{\text{dust}} = 5.5^{+1.4}_{-1.2}$  (Bardyn и др., 2017), что в 7 раз превышает хондритовое ( $0.76 \pm 0.10$ ), но меньше протосолнечного значения  $(\text{C/Si})_{\text{solar}} = 7.19 \pm 0.83$  (Lodders, 2010). Согласно данным, полученные с помощью анализатора пыли GIADA содержание тугоплавких углеводородов в пылевой фракции кометы 67P составляет  $(38 \pm 8) \text{ мас. } \%$ , а содержание минеральной фракции  $(62 \pm 8) \%$  (Fulle и др., 2018). Эти данные близки значениям, полученным для кометы Halley:  $(\text{C/Si})_{\text{dust}} = 4.4 \pm 1.3$  и массовая доля CHON  $\approx 36 \text{ мас. } \%$  (Jessberger и др., 1988). Дополнительные источники информации – межпланетная пыль и арктические микрометеориты – дают более широкий диапазон значений массовой доли CHON: от  $26 \pm 6$  до  $58 \pm 14 \text{ мас. } \%$  (Wooden и др., 2018).

Помимо CHON, в состав тугоплавкой фракции комет входит значимое количество аморфного углерода. Для 67P было получено значение объемного соотношения аморфного углерода и оливина  $\sim 66\%$  (Bockelée-Morvan и др., 2017).

Высказано предположение, что аморфный углерод является продуктом термического разложения алифатических углеводородов при ударе о мишень. В ряде других работ предполагается, что аморфный углерод имеет межзвездное происхождение, поскольку он не может образовываться в околозвездных дисках, в которых неизбежно будет окислен  $\text{H}_2\text{O}_{\text{газ}}$  до CO, или  $\text{CO}_2$  (подробнее в Wooden и др., 2017).

Таким образом, исследование минеральной фракции кометной пыли позволяет сделать важные космогонические выводы, поэтому оно должно

быть одной из приоритетных тем дальнейших космических экспериментов. В особенности это касается массовой доли углерода, поскольку она, как будет показано далее, в конечном итоге, определяет такой важнейший параметр ранней Солнечной системы, как содержание воды в небуле в целом, и в ее дальних регионах в частности.

### ТУГОПЛАВКОЕ ОРГАНИЧЕСКОЕ ВЕЩЕСТВО В СОСТАВЕ ПЫЛИ КОМЕТЫ 67P

Тугоплавкое органическое вещество ранее, как уже отмечалось, было найдено в составе кометной пыли ряда комет – 1P/Halley, 81P/Wild 2, 9P/Tempel 1, 26P/Grigg-Skjellerup, в примитивных метеоритах, а также в частицах межпланетной пыли и высокоуглеродистых арктических микрометеоритах. Оно представляет собой смесь макромолекулярных полимеров ароматической и алифатической структур, состоящих в основном из C, H, O и N, при этом состав CHON непостоянен даже в пределах одного объекта (Clark, 2018). CHON термически устойчив вплоть до  $T \sim 500$  K (Pollack, 1994). Его образование, предположительно, происходило в межзвездной среде, в холодных молекулярных облаках (Greenberg, 1998) в пользу чего свидетельствует их обогащение тяжелыми изотопами азота и водорода (Alexander, 2019). Помимо досолнечного происхождения в литературе рассматривается образование CHON в дальних регионах околосолнечного протопланетного диска (Ciesla, Sandford, 2012); вероятно были возможны оба сценария (Wooden, 2008).

Сбор высокомолекулярных органических соединений кометной пыли для последующих исследований в еще большей степени, чем сбор минеральной пыли, осложнен их импактным нагревом и последующим разрушением вследствие большой разницы относительных скоростей комет и прелетных космических аппаратов (Brownlee, 2014). Поэтому столь ценными являются данные по составу тугоплавкого органического вещества пылевых частиц кометы 67P. CHON были обнаружены инструментом COSIMA в семи из более чем двухсот проанализированных пылинок (Fray и др., 2016). Две частицы, названные Keneth и Juliette размером более 100 мкм, были признаны наиболее представительными и изучены наиболее тщательно. Оказалось, что исследованный материал чрезвычайно разнообразен по составу; он аналогичен нерастворимому органическому остатку примитивных углистых хондритов Orgueil и Murchison (Alexander, 2007), но имеет более высокое атомное соотношение N/C, что может указывать на более примитивный характер кометного тугоплавкого углеродсодержащего вещества в отличие от астероидного, поскольку родительские тела хондритов вероятно частично

потеряли водород в процессе внутреннего нагрева за счет короткоживущих  $^{26}\text{Al}$  и  $^{60}\text{Fe}$  (Alexander и др., 2008).

При анализе органической фракции в пылевой составляющей 67P отмечалось отсутствие легких углеводородов, по составу аналогичных растворимому органическому веществу хондритов: алифатических и циклических углеводородов, карбоновых и аминокислот и других соединений (Fray и др., 2016). На основании этих результатов делается вывод, что источники сложных органических комплексов и летучих органических соединений, обнаруженных в составе комы, в ядре кометы различны.

Характерной особенностью тугоплавкого органического вещества кометы 67P, как и кометы 1P/Halley, является высокое содержание азота: так отношение N/C =  $0.035 \pm 0.011$  (Fray и др., 2017), что втрое выше, чем в углистых хондритах. А вот содержание кислорода в пылевой фракции обеих комет ниже, чем в примитивных хондритах,  $\text{O}/\text{Si}_{67\text{P}} = 5.5 \pm 0.5$ . Это объясняется тем, что в состав кометного вещества входят только негидратированные минералы, в то время как в примитивных углистых хондритах типа CI все силикаты гидратированы.

Помимо анализа пылевых частиц, выброшенных газовым потоком, спектрометром VIRTIS изучался состав органических соединений, обнаруженных на поверхности кометы 67P (Saracino и др., 2015; Quirico и др., 2016). Наряду с многоатомными тугоплавкими соединениями были идентифицированы льды летучих углеродсодержащих соединений, таких как  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ , а также льды карбоновых кислот общей формулы R-COOH. Один из важных результатов исследований с помощью инструмента VIRTIS состоял в том, что на поверхности 67P не было обнаружено никаких признаков присутствия гидратированных минералов, что может служить свидетельством отсутствия постагреционного внутреннего нагрева ядра 67P.

В ходе эксперимента Rosetta-Philae впервые был проанализирован состав вещества, отобранного непосредственно с поверхности кометного ядра, что было сделано с помощью приборов, установленных на борту зонда Philae – это первый в истории космический аппарат, совершивший мягкую посадку на ядро кометы. К сожалению, посадка произошла в месте, не позволившем зонду использовать солнечные батареи, и все измерения были проведены за 57 ч за счет энергии предварительно заряженных аккумуляторов. Результатам исследований был посвящен специальный выпуск “Science” от 30 июля 2015 г.

Помимо иных приборов, зонд Philae был оборудован двумя масс-спектрометрами: COSAC в комплекте с газовым хроматографом, предназна-

ченный для анализа химического состава пыли, и Ptolemy – ионный масс-спектрометр для анализа химического и изотопного состава газа. COSAC проанализировал вещество, попавшее в его приемник в момент первого контакта с поверхностью кометы в области Agilkia. Материал оказался беден льдом, но богат органическим веществом (Goesmann и др., 2015). Было идентифицировано 16 различных органических соединений, в том числе карбоксильные кислоты (Quirico и др., 2016), полиоксиметилен (Wright, 2015), аминокислота глицин ( $C_2H_5NO_2$ ), а также фосфор (Altwegg и др., 2015), без которых невозможен синтез белков. Следует отметить, что ранее глицин (Elsila и др., 2009) и еще несколько аминов и аминокислот были найдены в доставленном на Землю веществе кометы Wild 2 (Sandford и др., 2006; Cody и др., 2007). Однако корректность этих результатов была поставлена под сомнение из-за возможной контаминации земным веществом, поскольку оболочка капсулы при приземлении была повреждена. Молекулы глицина были также обнаружены в составе межзвездных молекулярных облаков и в органической составляющей углистых хондритов.

Исследование *in situ* вещества кометы 67P однозначно показало присутствие в ее составе важнейших компонентов, входящих в состав многих белков и биологически активных соединений. В ходе исследований были также найдены четыре органических соединения, которые прежде не обнаруживались на кометах. Это метилизоцианат ( $CH_3NCO$ ), ацетон ( $CH_3COCH_3$ ), пропионовый альдегид ( $C_2H_5CHO$ ) и ацетамид ( $CH_3CONH_2$ ) (Goesmann и др., 2015).

Одновременно Ptolemy проанализировал состав эфемерной атмосферы вокруг посадочного аппарата и зафиксировал основные ее компоненты – водяной пар, угарный и углекислый газы. В качестве примесей было обнаружено еще несколько летучих органических соединений, в том числе формальдегид (Wright и др., 2015).

Сравнительный анализ составов органических соединений, идентифицированных в пылевой фракции кометы 67P с помощью масс-спектрометров ROSINA–DFMS KA Rosetta и COSAC в эксперименте Philae, показал их качественное совпадение. Они включают большое число сложных органических соединений, содержащих группы  $CH^-$ ,  $CHN^-$ ,  $CHS^-$ ,  $CHO_2^-$  и  $CHNO^-$ , а также серу и фосфор (Altwegg и др., 2017). Некоторые из этих соединений, в особенности те, которые содержат углерод-азотные связи, играют ключевую роль в синтезе аминокислот, сахаров и нуклеинов. Например, формальдегид, зафиксированный в коме 67P, участвует в формировании рибозы, производная которой глицин (компонент ДНК) обычно встречается в белках, а фос-

фор является ключевым компонентом ДНК и клеточных мембран. Все это говорит о том, что с учетом присутствия большого количества воды и углекислого газа, кометное вещество содержит строительные блоки для синтеза аминокислот, сахаров и нуклеинов — необходимых компонентов для зарождения жизни. Однако, чтобы однозначно ответить на вопрос, достаточно ли обнаруженного набора органических молекул, чтобы кометное вещество стало источником возникновения органической жизни, в частности, на Земле, необходимы дальнейшие исследования.

Вопрос о происхождении органических соединений в кометах однозначно не определен. С одной стороны, известно, что некоторые из них наблюдаются в межзвездных молекулярных облаках, например, цианистый водород (HCN). В то же время, это соединение, наряду с некоторыми другими того же семейства, были обнаружены во внешних холодных областях протопланетного диска, окружающего молодую звезду MWC 480 (Guzman и др., 2015). Примечательным является то, что обилие молекул, найденное телескопом ALMA в протопланетном диске звезды MWC 480, значительно превышает то, которое характерно для межзвездных облаков. Это может означать, что сложные органические молекулы образуются в протопланетных дисках, причем на относительно коротких временных масштабах. Однако, чтобы делать более обоснованные выводы, необходимы дальнейшие исследования.

Обобщая данные по составу кометной пыли, полученные в ходе эксперимента Rosetta-Philae, можно сделать следующий вывод. Высокое содержание углерода и отсутствие гидратированных силикатов, высокое значение C/N в органическом веществе пыли свидетельствуют о том, что пылевое вещество комет не подвергалось постаккреционной переработке и, таким образом, характеризует первичный состав пылевой фракции околосолнечной небулы и является важнейшим источником информации о физических, химических и динамических условиях в протопланетном диске на ранних этапах его эволюции. Дополнительные аргументы в пользу этого тезиса приведены в следующем разделе.

## СООТНОШЕНИЕ МАСС ПЫЛЕВОЙ И ГАЗОВОЙ ФРАКЦИЙ В ЯДРЕ 67P

Соотношение масс тугоплавкой фракции и льдов ( $M_{dust}/M_{ice}$ ), и в частности, соотношение масс тугоплавкой фракции и льда воды ( $M_{dust}/M_{ice-H_2O}$ ) являются ключевыми параметрами моделей внутреннего строения газопылевого околосолнечного диска, происхождения кометных ядер, а также позволяет судить о термодинамических условиях в регионе образования комет. Представления о воз-

можном значении этих параметров за последние десятилетия существенно изменились: от модели Уиппла (Whipple, 1950), считавшего, что ядро кометы это ком грязного снега (“dirty snowballs”) с соотношением масс пыли и льда  $\sim 1$ , до современных моделей, согласно которым, кометное ядро с большим основанием можно назвать комом замороженной грязи (“frozen mudballs”) с соотношением масс пыли и льда  $> 1$  (Sykes, Walker, 1992). Однако получить точное значение  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice}}$  в коме кометы и соотнести его со значением в ядре весьма трудно; это обусловлено сложностями в оценке максимального размера твердых частиц в газопылевом потоке комы, распределения частиц по размерам, их плотности и состава, массы тугоплавкой фракции, безвозвратно теряемой ядром и переотложенной на поверхности ядра, а также не определенностью многих других факторов, подробно изложенных в (Fulle и др., 2019). Поэтому результаты исследования состава комы кометы 67P с помощью инструментов MIRO и ROSINA, установленных на борту КА Rosetta, ожидалось с особым интересом.

Анализ первых полученных результатов позволил получить оценку значения  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice}} = 4 \pm 2$ , где  $M_{\text{ice}} = M_{\text{ice\_H}_2\text{O}} + M_{\text{ice\_CO}} + M_{\text{ice\_CO}_2}$ , а с учетом того, что по данным (Hässig и др., 2015)  $M_{\text{ice\_CO}} + M_{\text{ice\_CO}_2} = 0.5M_{\text{ice\_H}_2\text{O}}$ , было получено значение  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice\_H}_2\text{O}} = 6 \pm 2$  (Rotundi и др., 2015). В расчетах максимальный размер тугоплавких частиц был принят 2 см, их форма — сферической, скорость потери пыли  $7 \pm 1 \text{ кг с}^{-1}$ , плотность пылевых частиц  $1.9 \pm 1.1 \text{ г см}^{-3}$ .

В работе (Moreno и др., 2016) были использованы данные наземных наблюдений (VLT, Чили), из которых авторы вывели законы распределения мелких ( $< 1 \text{ мм}$ ) и крупных ( $> 1 \text{ мм}$ ) пылевых частиц по размерам, что позволило рассчитать скорость потери массы пыли в период, когда комета находилась на гелиоцентрических расстояниях от 4.4 до 2.9 а. е. В сочетании с данными о темпах потери воды (MIRO, Rosetta) был оценен интервал возможных значений соотношения масс пыли и воды в коме кометы 67P от 3.8 до 6.5, что не противоречит оценкам (Rotundi и др., 2015).

В работе (Fulle и др., 2017), авторы уточнили полученное ими ранее значение  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice}}$ . Было принято во внимание, что вблизи точки перигелия происходит переотложение значительной части пыли из южного региона ядра кометы в северный, при этом льды летучих компонентов из достаточного большого объема вещества полностью теряются, сохраняясь лишь в крупных пылинках. Этот процесс приводит к увеличению с каждым оборотом вокруг Солнца доли пыли в ядре кометы и в настоящее время для 67P оно оценивается величиной  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice}}$ , обозначаемой как  $\delta = 7.5$ .

Полученное значение соответствует  $\approx 12 \text{ мас. \%}$  льда воды, что даже ниже, чем в CI хондритах, в которых гидратированные фазы силикатов могут содержать до 15 мас.  $\% \text{ H}_2\text{O}$  (Marty и др., 2016; Alexander, 2019).

В последующей работе (Fulle и др., 2019), авторы постарались количественно учесть влияние на значение массового соотношения тугоплавкой и ледяной составляющих пыли, переотложенной после ее выброса из южного полушария во время прохождения кометой перигелия в период с 24 июля 2015 г. по 15 сентября 2015 г. (максимальное сближение с Солнцем происходило в августе 2015 г.). Согласно приведенным оценкам, в этот период значительной эрозии подвергается  $\approx 1/5$  общей поверхности ядра (Preusker и др., 2017), что составляет  $\approx 10 \text{ км}^2$ . Средняя толщина эродированного слоя оценивается по величине обнажившихся после прохождения перигелия камней примерно в 4 м (El-Maarry и др., 2017), при этом предполагается, что  $\sim 80\%$  выброшенной массы вещества переоткладывается на поверхности ядра кометы в основном в ее северном полушарии, образуя слой пыли толщиной до 0.8 м, практически не содержащей летучие. Подобного рода оценки были сделаны также в (Thomas и др., 2018), они примерно в 1.5–2 раза превышают оценки (Fulle и др., 2019): площадь эрозии  $14 \text{ км}^2$  и толщина слоя пылевого осадка  $1.8 \pm 1.6 \text{ м}$ . В то же время в работе (Lai и др., 2016 и ссылки там же) указывается, что в период максимальной освещенности, согласно наблюдениям и сделанным на их основе численным оценкам, за одно прохождение перигелия южное полушарие ядра кометы 67P теряет в среднем слой вещества толщиной 1–2 м. Такое расхождение, по мнению (Fulle и др., 2019), в основном объясняется большой неопределенностью параметров, входящих в расчет указанных значений.

При последующем движении по орбите большая часть этого вновь образованного на поверхности ядра пылевого слоя, главным образом в северном полушарии, уносится вместе с газом, но в некоторых областях происходит его накопление, что наблюдается, например, в области Нарі (Pajola и др., 2017). Переотложенная пыль препятствует газовой выделению, как с поверхности, так и из субповерхностных слоев, поскольку она является хорошим теплоизолятором, но сама летучих практически не содержит. Таким образом, с каждым новым оборотом кометы вокруг Солнца в несколько раз повышается значение  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice}}$  в ядре кометы. С учетом этого, а также ряда других факторов, их количественную неопределенность в (Fulle и др., 2019) получен вероятный нижний предел значений массового отношения тугоплавкой и ледяной составляющих в ядре кометы 67P  $\delta > 3$ . Авторы особо подчеркивают, что полученная оценка удовлетворяет требуемым значениям

исходных параметров модели образования кометных ядер в процессе мягкого гравитационного коллапса пеллюлов (камешков) размером  $\sim 1$  см, наступающего вследствие потоковой неустойчивости (Blum и др., 2017). Анализ и оценка этой модели выходит за рамки настоящей работы, хотя автор придерживается той точки зрения, что образование кометных ядер по механизму потоковой неустойчивости (Davidsson и др., 2016) выглядит с учетом новых данных о внутреннем строении кометы 67P и мелкомасштабной химической неоднородности предпочтительнее, нежели модель импактного разрушения крупных каменно-ледяных тел (Morbidelli, Rickman, 2015; подробнее см. Емельяненко, 2018 и ссылки в ней). Дополнительным аргументом в пользу гипотезы первичного происхождения кометных ядер, помимо приведенных в предыдущем разделе, является присутствие в коме 67P не только плотных пылевых частиц размером 80–800 мкм и плотностью  $(1.9 \pm 1.1) \times 10^3$  кг м<sup>-3</sup>, но и очень рыхлых (флаффированных) структур размером 0.2–2.5 мм с плотностью менее 1 кг м<sup>-3</sup> (Della Corte и др., 2015; 2016). Их образование связывается с процессами в раннем газопылевом протопланетном диске и “выжить” в крупном теле размером несколько сотен километров подобные агрегаты вряд ли могли.

Однако следует отметить, что, полученные высокие значения  $\delta > 3$  и  $M_{\min} : M_{\text{org}} = 55 : 45$  для комы вряд ли можно переносить на состав кометных ядер; в лучшем случае они могут характеризовать *текущее значение* этих параметров в некотором участке ядра, но не величину на момент образования первичных каменно-ледяных тел в транснептуновом регионе. Эти значения противоречат данным о солнечной распространенности элементов в протопланетном диске 4.56 млрд лет назад (Lodders, 2010) и друг другу. Покажем это на примере. В системе, содержащей 1 моль Si, как это принято в космохимии, масса минеральной фракции пыли в системе солнечного состава составляет  $M_{\min} \approx 175$  г (все дальнейшие расчеты будут также вестись на 1 моль Si). Тогда при соотношении  $M_{\min} : M_{\text{org}} = 55 : 45$  масса органического вещества  $M_{\text{org}} \approx 143$  г. Массовая доля углерода в нем будет составлять  $\approx 0.7$  вне зависимости какой из предложенных химических формул описывается состав CHON (Alexander и др., 2007; Quirico, 2014). Отсюда масса углерода в кометной пыли составит  $M_{C_{\text{dust}}} \approx 100$  г или  $n_{C_{\text{dust}}} \approx 8.4$  моля на 1 моль Si, что превышает значение относительной распространенности углерода C/Si  $\approx 7.2$  (Lodders, 2010), при этом 11 молей кислорода (4.7 молей заключено в пылевой фракции) должно находиться в форме льда воды, что составляет 198 г. В итоге получаем  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice}} = (175 + 143) / 198 = 1.6$ , что существенно меньше предполагаемого (Fulle и др., 2019).

Отметим, что, исходя из солнечных пропорций и принятого во многих работах предположения, что в тугоплавком органическом веществе содержится  $\approx 50\%$   $\Sigma C$ , значение соотношения  $M_{\min} : M_{\text{org}} \approx 75 : 25$ .

Значение  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice}}$  определяется помимо значения  $M_{\min} : M_{\text{org}}$  еще и соотношением основных углерод содержащих газов – CO, CO<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>OH и CH<sub>4</sub>, которое нам точно неизвестно. Но с учетом всего комплекса космохимических данных о составе межзвездных молекулярных облаков и газопылевых околосредных дисков, а также экспериментальных данных по составу кометных ком можно указать наиболее вероятный интервал *начальных значений*  $M_{\text{dust}}/M_{\text{H}_2\text{O}}$  в ядрах комет и других первичных каменно-ледяных телах, образовавшихся в транснептуновом регионе:  $\delta \approx 1.2–2$  (Дорофеева, Девина, 2018). Отметим, что в классической работе (Pollack и др., 1994) были получены близкие оценки:  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice}} = 1.27$  и  $M_{\text{dust}}/M_{\text{H}_2\text{O}} = 1.41$ . Именно эти значения, с нашей точки зрения, и следует сравнивать с составом углистых хондритов, в которых  $M_{\text{dust}}/M_{\text{H}_2\text{O}} \approx 5.5$  (Marty и др., 2016); из этого сравнения с очевидностью следует, что кометы содержат в 2–3 раза больше воды, чем родительские тела углистых хондритов. Разумеется, нужно согласиться с Fulle и др., 2019, что каждый последующий оборот кометы 67P вокруг Солнца увеличивает значение отношения  $M_{\text{dust}}/M_{\text{ice}}$  в ее ядре. Однако, как было указано выше, на современной орбите с перигелием 1.24 а. е. комета 67P находится  $\sim 60$  лет, совершив, таким образом, менее 10 оборотов. Даже, если за это время комета потеряла 50–100-метровый слой южного полушария и часть дегазированной пыли осела на поверхности северного полушария, трудно предположить, что при размере ядра  $\approx 3.5 \times 4.5$  км соотношение в нем тугоплавкой и ледяной фракций вследствие этого радикально изменилось. Ранее же комета 67P находилась на значительно большем удалении от Солнца, и, следовательно, инсоляция ее ядра была на порядки ниже, хотя в литературе обсуждается возможное снижение содержания летучих в ядрах короткопериодических комет в период их нахождения на орбитах кентавров.

К тому же в период проведения эксперимента Rosetta были получены и иные оценки значения соотношения масс пыли и газа для локальных участков кометы 67P. Так в 12 марта 2015 г. на гелиоцентрическом расстоянии 2.12 а. е. был зафиксирован небольшой по мощности газопылевой джет, кратковременно исходивший из области Imhotep (торцевая часть большей доли кометы), которая в этот период не была освещена Солнцем. Значение отношения масс пыли и газа в джете было оценено  $\delta \approx 0.6–1.8$  (Knollenberg и др., 2016).

В заключение данного раздела отметим большую зависимость  $\delta$  от многих параметров. Так с

помощью инструмента CONSERT (длинноволновой передатчик), установленного на Philae lander, было проведено зондирование малой доли (“головой”) кометы и определена ее средняя диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 1.27 \pm 0.1$  (Kofman и др., 2015), которая является функцией нескольких свойств ядра: пористости, состава, температуры, внутренней структуры, масштаба неоднородностей. Путем модельных оценок для данной  $\epsilon$  была получена оценка пористости для структурно гомогенного на масштабах десятков метров региона Abydos (север малой доли), которая составила 75–85% и значение объемного соотношения пыли и газа = 0.4–2.6. Но измерения также показали, что внешний слой ~5–10 м (предел разрешения CONSERT на длине волны 3 м), вероятно, несколько плотнее, т.е. имеет меньшую пористость, чем весь объем региона (Ciarletti и др., 2015). Указывается также, что диэлектрическая проницаемость уменьшается с глубиной, что может быть объяснено увеличением либо пористости, либо отношения лед/пыль, или изменением состава. Из этих экспериментальных результатов видно, на сколько велика зависимость  $\delta$  от значения пористости, которая в свою очередь является производной целого ряда физических характеристик ядра.

Выше отмечалось влияние на значение  $\delta$  распределение пылевой составляющей по размерам и оценка ее максимального размера. Возможно последний параметр еще до конца не оценен, поскольку помимо пыли, из ядра 67P выбрасывались и достаточно крупные камни. Так недавно на снимках, сделанных КА Rosetta, был обнаружен четырехметровый объект, расположенный на расстоянии от 2.4 до 3.9 км от центра кометы. Очевидно, что для более точного определения содержания воды и тугоплавкого органического вещества необходимы экспериментальные исследования материала ядра комет *in situ*, причем взятого в разных его регионах и с разной глубины, что видимо и будет целью дальнейших космических экспериментов по исследованию комет.

#### СОСТАВ ЛЕДЯНОЙ ФРАКЦИИ КОМЕТЫ 67P. ХИМИЧЕСКАЯ ГЕТЕРОГЕННОСТЬ ЕЕ ЯДРА

О химическом составе ледяной фракции ядра комет судят в основном по составу кометной комы – газопылевой оболочки диаметром в несколько десятков тысяч километров, которая образуется вокруг ядра благодаря испарению льдов при приближении кометы к Солнцу на  $r \leq 5$  а. е., т.е. при пересечении орбиты Юпитера. Температуры сублимации основных льдов представлены в таблице. Благодаря переходу льдов в газообразное состояние, появляется возможность фотометрическими и спектроскопическими методами определить не только качественный, но и количе-

**Таблица 1.** Температуры сублимации основных компонентов кометных льдов при  $P \sim 10^{-9}$  бар

Лед	$T_{\text{субл}}, \text{K}$	Лед	$T_{\text{субл}}, \text{K}$	Лед	$T_{\text{субл}}, \text{K}$
H <sub>2</sub> O	150–140	HCN	110–95	CO	25
CO <sub>2</sub>	90–80	NH <sub>3</sub>	80–70	N <sub>2</sub>	22
CH <sub>3</sub> OH	100	CH <sub>4</sub>	30	Ar	22

ственный состав комы. Таким образом он был определен для более чем 30-ти комет: основная составляющая кометных льдов – это лед H<sub>2</sub>O (80–85%), а также льды CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>, CH<sub>3</sub>OH, NH<sub>3</sub> и др. (Bockelée-Morvan, 2011).

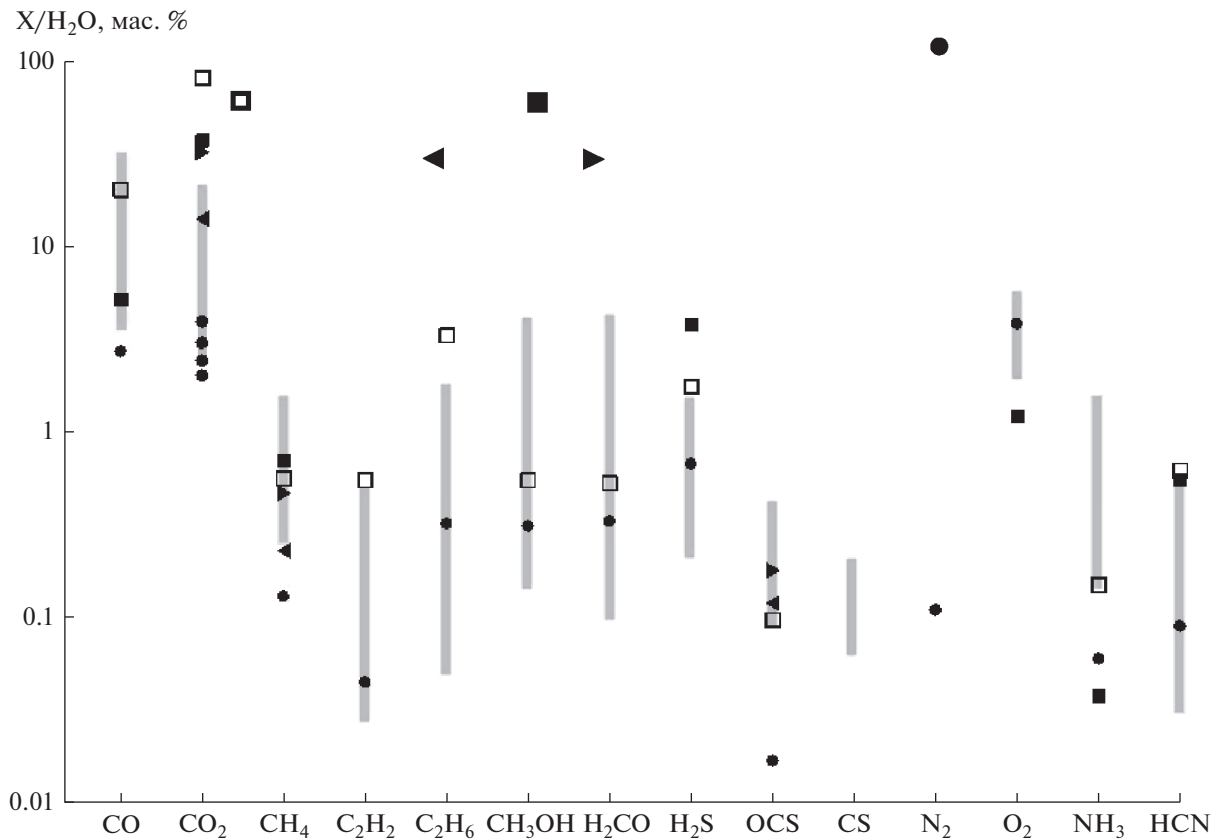
К настоящему времени в комах комет различных динамических типов экспериментально обнаружено более 20, так называемых материнских молекул и радикалов, и большое количество вторичных молекул, образующихся непосредственно в коме. В ряде молекул и радикалах были определены значения изотопных отношений, например, D/H молекулах H<sub>2</sub>O и HCN, а также <sup>14</sup>N/<sup>15</sup>N

в CN, HCN и NH<sub>2</sub><sup>+</sup>. Установлено, что максимальными обилиями в комах комет, кроме молекул H<sub>2</sub>O, обладают молекулы CO<sub>2</sub> и CO, остальные же компоненты, включая и многочисленные органические молекулы, содержатся в подчиненных количествах (менее 5%). Поскольку вода является основным компонентом кометных льдов и соответственно комы, содержания всех остальных ее составляющих определяются именно относительно содержания H<sub>2</sub>O<sub>газ</sub> – число молей любого газа нормируется к 100 молям H<sub>2</sub>O. В ряде случаев молекулярные обилия определяются по отношению к компоненту близкому по летучести, например, CO/N<sub>2</sub>, Ar/N<sub>2</sub>. Интервалы изменений содержаний газовых компонентов по отношению к воде в комах более чем 30-ти комет различных динамических типов показаны на рис. 1 серыми прямоугольниками, для построения которого использовался составленный автором банк данных комет (Дорофеева, 2019).

В литературе имеются также данные об обнаружении галогенсодержащих соединений HF, HCl и HBr, обилия которых относительно кислорода составляют F/O  $\approx 8.9 \times 10^{-5}$ , Cl/O  $\approx 1.2 \times 10^{-4}$  и Br/O  $\approx 2.5 \times 10^{-6}$ . Определено также, что изотопные отношения <sup>37</sup>Cl/<sup>35</sup>Cl и <sup>81</sup>Br/<sup>79</sup>Br в пределах погрешности соответствуют средним значениям для Солнечной системы.

Состав ледяной фракции ядра кометы 67P изучался по составу газов ее комы с помощью ИК-спектрометра высокого разрешения VIRTIS-H (Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer) и масс-спектрометров DFMS и RTOF прибора ROSINA (Rosetta’s Orbiter Spectrometer for Ion and





**Рис. 1.** Значения относительных содержаний наиболее обильных компонентов комы кометы 67P/Чурюмова–Герасименко для северного полушария летом ( $\bullet$ ),  $r \approx 3$  а. е.; южного полушария зимой ( $\square$ ),  $r \approx 3$  а. е. и летом ( $\blacksquare$ ),  $r \approx 2\text{--}2.7$  а. е., а также для южного полушария вблизи перигелия, незадолго до ( $\blacktriangleleft$ ) и после ( $\blacktriangleright$ ) его прохождения. Затененными прямоугольниками обозначены интервалы значений относительных содержаний компонентов ком более чем 30-ти комет (использованы данные: Mumma, Charnley, 2011; Le Roy и др., 2015; Cochran и др., 2015; DelloRusso и др., 2016; Bockelée-Morvan и др., 2016; Gasc и др., 2017 и других работ).

Neutral Analysis) – спектрометра ионов и нейтральных атомов для определения элементного, изотопного и молекулярного состава газов. В период с августа 2014 г. (начало наблюдений) по май 2015 г., когда комета достигла точки равноденствия ( $r \approx 1.7$  а. е.), Солнце освещало северное полушарие, поэтому именно оно было основным источником газовой выделению. Как отмечалось выше, внешние слои северного полушария все предыдущие обороты дегазировали, но при этом не разрушались; потеря летучих происходит из слоя толщиной  $< 1$  м, поскольку именно на такую глубину прогревается ядро кометы при инсоляции даже при прохождении по орбите несколько десятков раз (Rusol, Dorofeeva, 2018). К тому же некоторые северные регионы после прохождения кометой перигелия засыпались переотложившимся из южного полушария веществом (Keller и др., 2015), которое неравномерно покрывало поверхность кометы, при этом мелкая пыль, которая была практически полностью дегазирована, экранировала поверхность, препятствуя газовой выделению с ее активных участков. Более крупные куски, вы-

брошенные газовым потоком, могли сохранить льды наименее летучих газов –  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  и стать таким образом дополнительным источником летучих в коме (так называемый, распределенный источник). Нечто подобное впервые наблюдалось при изучении состава комы гиперактивной кометы 103P/Hartley 2 (Kelley и др., 2013). Основной объем данных по относительным содержаниям компонентов в газе, источником которого было летнее северное полушарие, получены 19–20 октября 2014 г., когда комета находилась на гелиоцентрическом расстоянии  $r \sim 3$  а. е. (LeRoy и др., 2015). Полученные значения, показанные на рис. 1 черными кружками, и, как отмечал ряд авторов, вероятнее всего занижены относительно содержаний компонентов в ядре кометы (Bockelée-Morvan и др., 2016; Keller и др., 2017). Однако при сопоставлении данных, представленных на рис. 1, надо иметь в виду, что измерения для северного полушария 67P в доперигельный период проводились в основном на  $r \sim 3$  а. е., в то время как для большинства других комет на  $r < 2$  а. е.

Тем не менее полученные в этот период результаты оказались чрезвычайно важными и позволили сделать ряд космохимических выводов. Было определено, что основными газами комы 67P, как и ком большинства других комет, являются  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  и  $\text{CO}$ . В качестве компонентов-примесей в ней присутствуют  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  и другие легкие углеводороды, соединения азота —  $\text{HCN}$ ,  $\text{NH}_3$  и  $\text{N}_2$  и серы —  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{COS}$ , а также молекулярный кислород  $\text{O}_2$ . Особый интерес, с точки зрения астробиологии, представляет определение в составе комы 67P большого количества углеводородов, включая органические соединения, в состав которых входит азот (Filacchione и др., 2019). Всего в коме 67P было определено 24 материнских молекул; кроме того, в ней присутствуют значительное количество вторичных (дочерних) молекул и радикалов. Помимо соединений химически активных элементов был идентифицирован инертный газ аргон и определен его изотопный состав: значение  $^{36}\text{Ar}/^{38}\text{Ar} = 5.4 \pm 1.4$  (Balsiger и др., 2015), что в пределах ошибки согласуется со значением для солнечных обилий  $= 5.37$ . Кроме этого, в составе комы впервые был зафиксирован молекулярный азот  $\text{N}_2$  и установлена линейная корреляция содержаний  $\text{N}_2$  и  $^{36}\text{Ar}$  (Balsiger и др., 2015). Поскольку температуры образования льдов  $\text{N}_2$  и  $^{36}\text{Ar}$  близки ( $T_{\text{субл}} \approx 20 \text{ K}$ ) этот факт может свидетельствовать об едином механизме аккумуляции этих газов в кометных ядрах. В то же время корреляции содержания  $\text{N}_2$  и другого высоко летучего компонента  $\text{CO}$  ( $T_{\text{субл}} \approx 25 \text{ K}$ ) обнаружено не было — в серии из 138 замеров отношение  $\text{N}_2/\text{CO}$  менялось от  $1.7 \times 10^{-3}$  до  $1.6 \times 10^{-2}$ , среднее значение соотношения  $\text{N}_2/\text{CO} = (5.70 \pm 0.66) \times 10^{-3}$  (Rubin и др., 2015). Это может свидетельствовать о вторичных процессах, протекающих в ядре комет, связанных, например, с изменением агрегатного состояния льда воды — перехода из аморфного состояния в кристаллическое и образовании кристаллогидратов, в частности  $\text{CO} \cdot 5.75\text{H}_2\text{O}$ , температура сублимации которого примерно на 20 K выше, чем  $T_{\text{субл}} \text{CO}_{\text{лед}}$ . В то же время получено значение относительного содержания молекулярного азота  $\text{N}_2/\text{H}_2\text{O} = (8.9 \pm 2.4) \times 10^{-4}$  более чем в 25 раз ниже, чем можно было ожидать, исходя из солнечных пропорций (Lodders, 2010), но дефицит  $\text{N}_2$  характерен для всех комет, за которыми проводилось наблюдение. Причины этого кроются вероятнее всего в механизмах аккумуляции и температурах, при которых эта аккумуляция происходила.

Относительные содержания двух других инертных газов — криптона и ксенона были измерены позднее, в конце миссии, в мае 2016 года, когда КА “Rosetta” снова могла близко подойти к ядру. Было также определено соотношение обилий семи ос-

новных стабильных изотопов ксенона:  $^{128}\text{Xe}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{130}\text{Xe}$ ,  $^{131}\text{Xe}$ ,  $^{132}\text{Xe}$ ,  $^{134}\text{Xe}$  и  $^{136}\text{Xe}$ , установлено обеднение тяжелыми изотопами  $^{134}\text{Xe}$  и  $^{136}\text{Xe}$  и обогащение более легким изотопом  $^{129}\text{Xe}$  по отношению к солнечным и хондритным значениям (Marty и др., 2017). Там же обсуждаются возможные причины наблюдаемых отклонений. В этот же период было измерено относительное содержание изотопов криптона:  $^{82}\text{Kr}$ ,  $^{83}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{86}\text{Kr}$ . Единственный инертный газ, который не был обнаружен — это самый летучий из них неон. В (Rubin и др., 2018) обобщены данные по содержанию инертных компонентов в коме комет 67P и даны максимальные оценки их относительных содержаний:  $\text{Ar}/\text{H}_2\text{O} = (5.8 \pm 2.2) \times 10^{-6}$ ,  $\text{Kr}/\text{H}_2\text{O} = (4.9 \pm 2.2) \times 10^{-7}$ ,  $\text{Xe}/\text{H}_2\text{O} = (2.4 \pm 1.1) \times 10^{-7}$ .

Важным результатом первого периода наблюдения стало обнаружение в составе комы с помощью спектрометров (DFMS) и (ROSINA) молекулярного кислорода. Его относительное содержание варьировалось в интервале 1–10%, что значительно выше, чем ожидалось. В итоге молекулярный кислород оказался четвертым по обилию компонентом комы 67P/C-G со средним относительным содержанием  $3.80 \pm 0.85\%$  (Bieler и др., 2015). Следует отметить, что после публикации этих данных были повторно проанализированы данные Neutral Mass Spectrometer, установленного на борту КА Giotto. В результате для кометы 1P/Halley было установлено близкое значение  $\text{O}_2/\text{H}_2\text{O} = 3.7 \pm 1.7\%$  (Rubin и др., 2015; Keeney и др., 2019) и кислород стал третьим по обилию компонентом комы данной кометы.

Происхождение  $\text{O}_2$  в кометах вызвало дискуссию, поскольку его содержание в межзвездной среде незначительно, например, в регионе маломассивной протозвезды NGC1333-IRAS4A значение  $\text{O}_2/\text{H}_2\text{O} < 6 \times 10^{-9}$  (Yildiz и др., 2013). Обсуждаются несколько возможных механизмов образования  $\text{O}_2$ : досолнечный, т.е. в протосолнечном газопылевом облаке, в окосолнечном диске во время его формирования, а также в период его ранней эволюции при вспышках светимости молодого Солнца (Taquet и др., 2016). Первый механизм может быть связан с реакциями в поверхностных слоях льда межпланетной пыли (Taquet и др., 2016), или в результате газофазных реакций (Rawlings и др., 2019). Возможно также образование  $\text{O}_2$  в межзвездной среде в процессе аморфизации кристаллических Fe—Mg силикатов и частичном их восстановлении с образованием GEMS — стекла  $\text{SiO}_2$  с вкраплениями металла и сульфидов (Glass with Embedded Metal and Sulfides) — важной составляющей аморфных силикатов комет (Bradley, 2013). Рассматривается также возможность образования  $\text{O}_2$  в результате радиолиза молекулы  $\text{H}_2\text{O}_2$ , относительное содержание которого в меж-

звездных льдах оценивается  $H_2O_2/H_2O = 9 \pm 4\%$  (Dulieu и др., 2017). Однако эти и другие предлагаемые механизмы (Mousis и др., 2016а, 2016б и др.) сопряжены с рядом ограничений, одно из самых существенных – сложность объяснения, почему относительное обилие  $O_2$  столь велико, а содержание  $N_2$ , который близок по свойствам  $O_2$ , в 25 раз ниже солнечного обилия азота. На данный момент очевидно, что является ли  $O_2$  материнской или дочерней молекулой должны показать дальнейшие исследования.

Из макрокомпонентов, помимо содержания  $CO$ , было измерено относительное содержание  $CO_2$ . Когда комета находилась на  $r = 3.5$  а. е., содержания обоих компонентов были невелики:  $CO/H_2O = 0.13 \pm 0.07$ , а  $CO_2/H_2O = 0.08 \pm 0.05$  (Hässig и др., 2015) при том, что температура сублимации  $CO_2$  втрое выше, чем  $CO$  ( $\sim 80$ – $90$  К против  $23$ – $25$  К). Но уже через месяц в середине октября, когда комета приблизилась к Солнцу на  $r = 3.15$  а. е., содержания обоих компонентов увеличились более чем на порядок:  $CO/H_2O = 2.7\%$  и  $CO_2/H_2O = 2.5\%$  (LeRoy и др., 2015), что и отражено на рис. 1. Кроме указанных на рисунке, в коме кометы 67P были определены относительные содержания таких микрокомпонентов, как  $SO$  (0.004),  $SO_2$  (0.011),  $CS_2$  (0.003),  $S_2$  (0.0004),  $HNCO$  (0.016),  $CH_3CN$  (0.006),  $HC_3N$  ( $< 2 \times 10^{-5}$ ).

В этот же период из-за сложной формы кометного ядра и его суточного вращения инсоляции подвергались некоторые регионы южного полушария, в котором была зима. Поскольку при предшествующих прохождениях перигелия внешние слои в этих регионах могли быть разрушены, вследствие чего обнажились недегазированные субповерхностные слои, были получены сверхвысокие значения, возможно отражающие только локальные содержания макрокомпонентов в регионе:  $CO/H_2O \approx 20\%$  и  $CO_2/H_2O \approx 80\%$  (LeRoy и др., 2015). Эти и относительные содержания других компонентов показаны на рис. 1 пустыми квадратами. Кроме того, были определены относительные содержания  $SO$  (0.0014),  $SO_2$  (0.041),  $CS_2$  (0.024),  $S_2$  (0.0013),  $HNCO$  (0.031),  $CH_3CN$  (0.016),  $HC_3N$  ( $< 5 \times 10^{-4}$ ). Из рис. 1 видно, что все полученные значения оказались значительно выше, чем для северного летнего полушария, но нет уверенности, что указанные значения отражают реальные содержания компонентов в ядре кометы.

По достижении кометой точки равноденствия ( $r \approx 1.7$  а. е., май 2015 г.) наступало лето в южном полушарии, и, хотя по продолжительности оно очень короткое (меньше года), значительная его инсоляция сопровождалась резким увеличением интенсивности выделения воды, а вместе с ней и интенсивности выделения других компонентов кометного льда. Так в июле–августе 2015 г. неза-

долго до прохождения перигелия ( $q = 1.24$  а. е., август 2015 г.) были измерены относительные содержания  $CO_2$ ,  $CH_4$  и  $OCS$ ; полученные значения оказались существенно выше, полученных ранее для летнего северного полушария:  $CO_2$  – 14%,  $CH_4$  – 0.23% и  $OCS$  – 0.12%. Но еще большее увеличение наблюдалось через две недели после прохождения перигелия:  $CO_2$  – 32%,  $CH_4$  – 0.47% и  $OCS$  – 0.18% (Bockelée-Morvan и др., 2016); обе серии измерений отмечены на рис. 1 черными треугольниками с разнонаправленными вершинами.

Следующая серия измерений была проведена в марте 2016 г., когда комета находилась на расстоянии  $2$ – $2.7$  а. е. от Солнца (Gasc и др., 2017), на рис. 1 ее результаты показаны черными квадратами. Полученные значения оказались максимальными для южного полушария летом:  $CO_2$  – 36.9%,  $CO$  – 5.17%,  $CH_4$  – 0.7% и  $OCS$  – 0.12%. Видимо именно эти значения могут быть корректно сопоставлены со значениями для других комет. Отметим, что относительное содержание  $CO_2$  является самым высоким из наблюдаемых в кометных комах. Ранее наибольшее  $CO_2/H_2O \sim 10$ – $20\%$  было установлено у гиперактивной кометы 103P/Hartley 2. Содержание  $CO$  ниже:  $CO/CO_2$  в период наблюдений менялось в диапазоне от 0.1 до 0.6 (Hegny и др., 2018). Таким образом, в среднем южное полушарие в летний период оказалось примерно в 10 раз более продуктивным по  $CO_2$  и  $COS$  относительно воды и в  $2$ – $5$  раза более продуктивным по  $CH_4$ , чем северное полушарие летом, при этом интенсивность выделения воды в перигелии возросло в 16 раз.

Какие из полученных за период наблюдений наборов значений наиболее адекватно отражают первичный состав ледяной фракции ядра кометы 67P? Представляется, что именно последние, полученные в (Gasc и др., 2017). Но чтобы быть уверенным в этом и тем более определить таковые для иных комет, нужны дальнейшие исследования *in situ*, результаты которых позволят учитывать не только состав летучих в коме, но и разницу в летучестях ее компонентов, а также особенности состояния участков поверхности, на которых измеряется дегазация. Но уже сейчас очевидно, что большой разброс данных по составу комы (до порядка величины), получаемый в один и тот же период наблюдений (Hässig и др., 2015), т.е. гетерогенность комы, зависит не только от изменения инсоляции исследуемого участка поверхности кометы, но и от гетерогенности состава ядра кометы в масштабах сотен метров (Hoang и др., 2017).

Очень трудно разделить влияние этих двух факторов на интенсивность газовыделения и неоднородность состава комы, но все же к настоящему времени накоплено достаточное количе-

ство фактов, свидетельствующих, что ядро кометы 67P, как и ядра других комет, неоднородно и по строению, и по составу (Luspay-Kuti и др., 2015; Fornasier и др., 2016). Возможно наиболее яркими проявлениями указанных свойств является неравномерное распределение на поверхности кометы депрессий, близкое расположение депрессий разной степени активности (Vincent и др., 2016b), а также наличие пинаклов. Пинаклы на поверхности комет 67P – это вертикальные структуры высотой до 100–200 м и диаметром у основания ~75–100 м (Basilevsky и др., 2017a), обнаруженные камерами NavCam и OSIRIS в регионах Hantor, Ash, Ma'at, Seth и др. Ранее подобные структуры наблюдались на поверхности другой короткопериодической кометы семейства Юпитера 81 P/Wild 2 (Brownlee и др., 2004). Происхождение пинаклов связывается с фракционным испарением материала комет, при этом мощность эродированных слоев, оцененная в среднем в десятки метров, коррелирует с предположением о крупноразмерной зернистости материала ядра (Basilevsky и др., 2017b; Davidson и др., 2016), которая вероятно отражает первичную неоднородность материала, из которого образовалось ядро кометы. Последнее согласуется с заключением Vincent и др. (2016a) и Ip и др. (2016), что неоднородность материала ядра примерно того же масштаба, что и размер круговых депрессий.

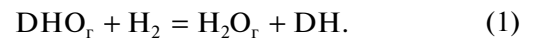
В заключение можно отметить, что вопрос о неоднородности кометных ядер тесно связан с вопросом их образования, который, как уже отмечалось выше, на сегодняшний день является одним из важнейших вопросов космогонии, но для его успешного решения необходимы новые данные исследования комет *in situ*.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ИЗОТОПНЫХ СООТНОШЕНИЙ В КОМЕ 67P И ИХ КОСМОГОНИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ

Значения изотопных соотношений атомов водорода, кислорода, серы, инертных газов служат индикаторами термодинамических условий, при которых они установились, что помогает оценить внутреннюю структуру и интенсивность динамических процессов в ранней Солнечной системе, а также механизмы и условия аккумуляции в ней тел, в частности, рассмотреть возможные источники воды и иных летучих на Земле и других внутренних планетах. Зародыши этих планет формировались во внутренней зоне околосолнечного диска, в которой температуры до диссипации газа не опускались ниже  $T_{\text{cond H}_2\text{O}}$  (Макалкин, Дорофеева, 2009), поэтому в их составе воды не могло быть. Тем не менее, хотя истинное содержание воды на Земле неизвестно, принято считать, что ее современное содержание составляет не менее

$5 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ . Было предложено несколько механизмов появления воды на Земле (O'Brien и др., 2018), но наиболее часто рассматривается радикальный транспорт вещества из внешних регионов диска. Это либо вещество из зоны Главного пояса астероидов, аналогичного по составу веществу углистых хондритов (Halliday, 2013; Alexander и др., 2018), либо вещество комет (Mandt и др., 2015). Идентифицировать источник можно по совпадению присутствующих в нем изотопных составов летучих с земными значениями, которые, как полагают, не претерпели кардинальных изменений с момента образования планеты. Наиболее информативным с этой точки зрения является соотношение изотопов водорода (D/H) в наиболее обильных молекулах протосолнечной туманности и околосолнечного газопылевого протопланетного диска – в молекулах  $\text{H}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . Значение  $\text{D}/\text{H}_{\text{H}_2}$  в солнечной небуле оценивается величиной  $2.1 \times 10^{-5}$  (Hartogh и др., 2011), или  $(2 \pm 0.35) \times 10^{-5}$ , согласно оценке (Geiss, Gloecker, 2003), что лишь немногим ниже первоначального значения  $\text{D}/\text{H}_{\text{H}_2}$  в момент образования водорода при Большом взрыве и равного  $2.5 \times 10^{-5}$  (Cooke и др. 2014).

Начальное содержание дейтерия в молекуле воды ( $\text{D}/\text{H}_{\text{H}_2\text{O}}$ ) в протосолнечной небуле неизвестно; предполагается, что оно находилось в интервале значений от  $1.0 \times 10^{-2}$  до  $1.0 \times 10^{-3}$ , определенные для молекул воды в молекулярных облаках (Ceccarelli и др., 2005) и межзвездной среды (Butner и др., 2007) соответственно. В тех регионах околосолнечного диска, где лед воды испарялся и достаточно долгое время вода находилась в газообразном состоянии, значение ( $\text{D}/\text{H}_{\text{H}_2\text{O}}$ ) понижалось благодаря протекавшей в газовой фазе реакции  $\text{H}_2\text{O}_r$  с изотопно более легким и на 3 порядка более обильным  $\text{H}_2$ :



Константа равновесия и кинетика реакции зависели от  $T$  и  $P$ : и во внутренних регионах диска, где температура была выше 600 К, а давление  $10^{-5}$  бар, по оценке (Yang и др., 2013), равновесие устанавливалось за несколько сотен лет. Понижение температуры до 300 К и давления до  $10^{-7}$  бар увеличивало время достижения равновесия на 3 и более порядка. Поэтому с увеличением радиального расстояния скорость реакции (1) падала, а в регионах, где лед воды не испарялся (внешняя зона от “snowline”, находившейся на  $r \sim 4\text{--}5$  а. е.), она не протекала вообще и все изменения  $\text{D}/\text{H}_{\text{H}_2\text{O}}$  определялись степенью ее смешения с водой (льдом), вынесенной туда благодаря радиальному транспорту газопылевого вещества из внутренних, более теплых зон диска. Репером для значения  $\text{D}/\text{H}_{\text{H}_2\text{O}}$  во внутренней зоне, включая астеро-

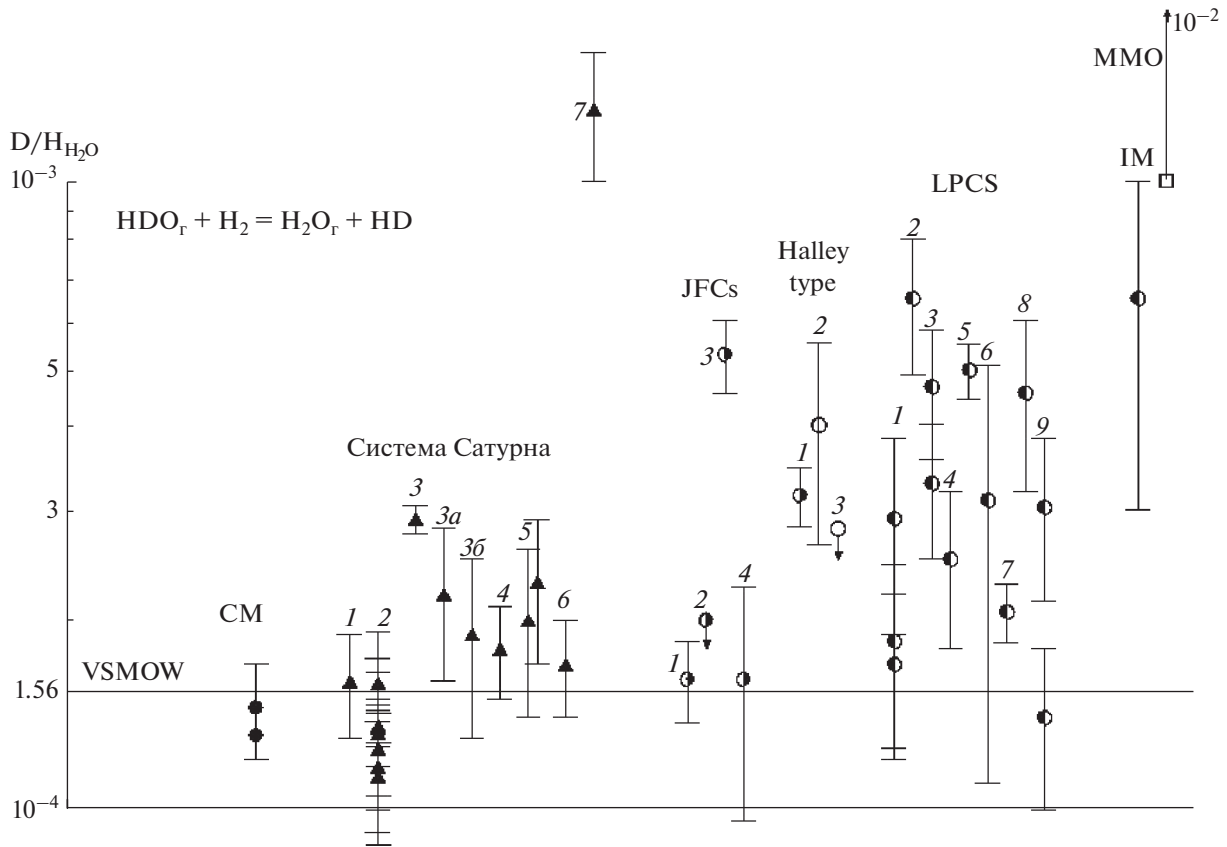
идный пояс, может служить валовый изотопный состав воды на Земле  $(D/H_{H_2O})_{\oplus} = 1.46 \times 10^{-4}$  (Lescuyer и др., 1998), где она, в отличие от Венеры и Марса, с момента образования не подвергалась глобальному изотопному фракционированию. Отметим, что возможно  $(D/H_{H_2O})_{\oplus}$  еще ниже, если значения  $D/H_{H_2O}$ , полученные в (Hallis и др., 2015), окажутся представительными для всей нижней мантии. Но для внешней водной оболочки Земли в настоящее время принят, так называемый, венский стандарт океанической воды (VSMOW), согласно которому,  $(D/H_{H_2O})_{SMOW} \approx 1.56 \times 10^{-4}$  (Gonfiantini, 1978). Этому значению близки  $D/H_{OH}$  в гидросиликатах углистых хондритов (Robert, 2006), образовавшихся в Главном астероидном поясе на  $r \sim 2.5\text{--}3.5$  а. е. Именно поэтому вещество астероидного пояса принято считать основным источником летучих на Земле, но и возможный вклад кометного вещества активно обсуждается.

В предшествующих миссиях Rosetta эксперимента было измерено отношение  $D/H_{H_2O}$  в кометах более 10 комет. Для двух короткопериодических комет, принадлежащих семейству Юпитера (JFCs) — 103P/Hartley 2 и 45P/Honda-Mrkos-Pajdušáková,  $D/H_{H_2O}$  оказалось равно (103P), или близко (45P) значению  $D/H_{SMOW}$  (рис. 2), что свидетельствовало, о том, что короткопериодические кометы могли быть одним из вероятных источников летучих на Земле. Однако результаты изотопных исследований, проведенных в ходе эксперимента “Rosetta”, не подтвердили этих предположений, поскольку для JFC 67P было получено  $D/H_{H_2O} = (5.3 \pm 0.7) \times 10^{-4}$  (Altwegg и др., 2015), т.е. более чем в три раза выше земной величины. Между тем в 2019 г. были опубликованы данные по  $D/H_{H_2O}$  еще для одной короткопериодической кометы семейства Юпитера — 46P/Wirtanen (Lis и др., 2019): оно оказалось практически равным земному значению и составило  $(1.61 \pm 0.65) \times 10^{-4}$ .

У всех долгопериодических комет (LPCs)  $D/H_{H_2O}$  превышало  $D/H_{SMOW}$  в 2–3 раза, за исключением кометы C/2014 Q2 (Lovejoy), у которой, согласно наземным наблюдениям в доперигельный период (Biver и др., 2016), оно оказалось близким SMOW:  $D/H_{H_2O} = (1.4 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ . Годом позже были опубликованные результаты измерений, проведенные для той же кометы, но в постперигельный период (Paganini и др., 2017), когда было получено  $D/H = (3.02 \pm 0.87) \times 10^{-4}$ . Возможные причины столь существенного различия подробно обсуждаются в (Paganini и др., 2017), но однозначного объяснения этого факта пока нет.

Свидетельствует ли результат определения  $D/H_{H_2O}$ , полученный для 67P, о немономонном характере зависимости  $D/H_{H_2O}(r)$ , возможность которого была рассмотрена в (Yang и др. 2013), или о том, что, учитывая данные (Biver и др., 2016) по комете C/2014 Q2 (Lovejoy), зоны формирования двух семейств в значительной степени перекрывались и были растянуты в широком диапазоне гелиоцентрических расстояний (Brasser, Morbidelli, 2013), сказать в настоящее время трудно. Возможно также, что близкие к земным значениям  $D/H_{H_2O}$  в кометах, в будущем будут скорректированы в сторону их увеличения, если подтвердится гипотеза, высказанная в (Lis и др., 2019), что низкие значения  $D/H_{H_2O}$  характерны лишь для гиперактивных комет, к которым относятся и 103P/Hartley 2, и 46P/Wirtanen. У таких комет площадь газовыделения больше половины общей площади поверхности ядра, а радиус не превышает  $< \sim 1.2$  км. Это увеличение площади происходит за счет того, что гиперактивные кометы имеют два источника поступления  $H_2O$  в кому: само ядро и переотложенное, возможно переиспаренное вещество в виде ледяных зерен — так называемый, распределенный источник, который вероятно и обеспечивает снижение изотопного состава водорода кометной воды. Однако механизм изменения изотопного состава воды при переиспарении в вакууме, предложенный в (Lis и др., 2019), непонятен. Кроме того, во многих работах подчеркивается значительная неопределенность получаемого значения  $D/H_{H_2O}$ , благодаря ошибкам экспериментальных определений темпов выделения водяного пара, поэтому вполне вероятно, что часть значений будет впоследствии скорректировано.

Недавно были опубликованы значения  $D/H_{H_2O}$  для основных объектов системы Сатурна: поверхности кольца В и регулярных спутников Реи, Гипериона и Япета, полученные по результатам спектральных исследований в эксперименте Cassini-Huygens (Clark и др., 2019). Все значения оказались близки VSMOW и значению  $D/H$  в молекуле метана (Nixon и др., 2012) в атмосфере крупнейшего регулярного спутника Сатурна Титана. Отметим, что метан, вероятнее всего, унаследовал изотопный состав водорода от молекул воды, которые участвовали в его образовании в условиях субповерхностного океана (Дорофеева, 2016). Ранее в водных плюмах Энцелада было экспериментально определено высокое, “кометное” значение  $D/H_{H_2O} = (2.9 \pm 1.5) \times 10^{-4}$  (Waite и др., 2009), но для поверхности оно оказалось на треть ниже, что приближает его к  $D/H_{SMOW}$ . Если полученные значения  $D/H_{H_2O}$  для колец и регулярных спутников Сатурна не обусловлены их постаккреционными изменениями, например, взаимодей-



**Рис. 2.** Значения изотопных отношений водорода в молекуле воды ( $D/H_{H_2O}$ ), измеренных в объектах внешней Солнечной системы в сравнении с данными для углистых CM хондритов и Венского стандарта морской воды Земли (VSMOW). Система Сатурна: 1 – кольцо В; регулярные спутники: 2 –  $D/H_{CH_4}$  в атмосфере Титана; 3 – водные плюмы Энцелада; 3a – поверхность Энцелада, северное полушарие; 3б – поверхность Энцелада, южное полушарие; 4 – Рея; 5 – Гиперион; 6 – Япет; 7 – Феба (захваченный спутник). Короткопериодические кометы семейства Юпитера (JFCs): 1 – 103P/Hartley; 2 – 45P/Honda-Mrkos-Pajdušáková; 3 – 67P/C-G; 4 – 246P/Wirtanen. Кометы Галлеевского типа (Halleytype): 1 – 1P/Halley; 2 – 8P/Tuttle; 3 – 153P/Ikeya-Zang. Долгопериодические кометы (LPCs): 1 – C/1996 B2 (Hyakutake); 2 – C/2012 (Lemmon); 3 – C/1995 O1 (Hale-Bopp); 4 – C/200 T7 (LINEAR); 5 – C/2007 N3 (Lulin); 6 – D/2012 S1 (ISON); 7 – C/2009 P1 (Garrad); 8 – C/2001 Q4 (NEAT); 9 – C/2014 (Lovejoy).

ствием поверхностных льдов с солнечным ветром, то возникает вопрос: как далеко радиальный транспорт мог выносить газ из внутренних областей диска и достигал ли он зоны образования не только протоспутниковых, но и протокометных тел. Все имеющиеся на данный момент данные по изотопным отношениям водорода в молекуле воды внешних регионов Солнечной системы представлены на рис. 2 в форме, впервые предложенной в (Hartogh и др., 2011).

Таким образом, роль комет в доставке летучих на внутренние планеты, как и механизм их образования остается неясным, но аргументы, приведенные ниже, позволяют говорить, что вещество Главного пояса астероидов, подобное CI/CM углистым хондритам, было все же основным источником воды и иных летучих на земные планеты (Halliday, 2013; Alexander и др., 2018). И хотя в нем валовое содержание воды ниже, чем в кометах, расчеты показали, что аккреции  $\sim 2\text{--}4\%$  от массы

Земли хондритового вещества типа CI/CM было бы достаточно для появления океанов на нашей планете (Alexander и др., 2012; Marty, 2012). И доказательства того, что JFCs не являлись основным источником летучих на Земле, были получены в эксперименте Rosetta. Так в комете 67P впервые было определено значение мольного отношения аргона к молекулярному азоту  $^{36}\text{Ar}/\text{N}_2 = (9.1 \pm 0.3) \times 10^{-5}$  (Balsiger и др., 2015), в то время как на Земле  $^{36}\text{Ar}/\text{N}_2 = 0.24 \times 10^{-5}$  (Halliday, 2013). Таким образом, кометы почти в 40 раз обогащены  $^{36}\text{Ar}$  по сравнению с Землей, и трудно представить себе процесс, в результате которого ею будет потеряно 98% первоначально аккрецированного  $^{36}\text{Ar}$ .

Еще одно доказательство вытекает из впервые оцененного из данных эксперимента Rosetta содержания  $\text{N}_2$  по отношению к CO. В серии из 138 замеров значение мольного отношения  $\text{N}_2/\text{CO}$  менялось от  $1.7 \times 10^{-3}$  до  $1.6 \times 10^{-2}$ , составив в

среднем  $(5.70 \pm 0.66) \times 10^{-3}$  (Balsiger и др., 2015). Это на 2 порядка меньше, чем  $\text{NH}_3/\text{CO}$ , определенное ранее для нескольких комет (Dello Russo и др., 2016; Marty и др., 2016). В то же время известно, что в небуле основными азотсодержащими молекулами были  $\text{N}_2$  и  $\text{NH}_3$ , имевшими различный изотопный состав азота. Для  $\text{N}_2$  он был определен по солнечному ветру:  $^{14}\text{N}_{\text{N}_2}/^{15}\text{N}_{\text{N}_2} = 441 \pm 5$  (Marty и др., 2010), а для  $\text{NH}_3$  по кометным данным. Для 13 комет был измерен изотопный состав азота в радикале  $\text{NH}_2$ , который, как полагают, является продуктом диссоциации  $\text{NH}_3$ :  $^{14}\text{NH}_2/^{15}\text{NH}_2 = 127$  (Rousselot и др., 2014). С этой оценкой согласуется значение  $^{14}\text{NH}_2/^{15}\text{NH}_2 = 139 \pm 38$ , полученное позднее для кометы C/2012 S1 (ISON) (Shinnaka и др., 2014). Отметим также, что эти значения близки к таковым в молекуле HCN и радикале CN, определенным в 23 кометах:  $^{14}\text{N}_{\text{HCN/CN}}/^{15}\text{N}_{\text{HCN/CN}} = 147 \pm 6$ . В атмосфере Земли  $^{14}\text{N}_{\text{N}_2}/^{15}\text{N}_{\text{N}_2} = 272$  (Anders, Grevesse, 1989), что примерно соответствует среднему значению между изотопными составами  $\text{NH}_2^+$  и  $\text{N}_2$ , если бы эти два соединения были бы аккрецированы Землей в равных мольных пропорциях. Как было показано выше, соотношение  $\text{NH}_3$  и  $\text{N}_2$  в веществе комет различается на 2 порядка и, таким образом, аккрецией кометного вещества невозможно обеспечить земное изотопное отношение  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ . Опираясь на данные Rosetta, авторы обобщающей работы (Marty и др., 2016), основываясь на сопоставлении изотопных составов летучих на Земле и в веществе комет, сделали вывод, что кометный вклад в баланс летучих Земли не мог превышать 1%. Динамические модели дают близкую оценку, согласно которой  $\approx 4\%$  земной воды может иметь кометное происхождение (Morbidelli и др., 2010; O'Brien и др., 2018).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Миссия Rosetta-Philae к комете 67P/Чурюмова–Герасименко завершилась два года назад и многие из полученных ею результатов еще не до конца обработаны и осмыслены. Но некоторые итоги можно подвести уже сейчас. Полученные в ходе этого уникального космического эксперимента данные расширили наши представления о компонентном и изотопном составе вещества короткопериодических комет семейства Юпитера, о термодинамических условиях в транснептуновом регионе протопланетного газопылевого околосолнечного диска и динамических условий в нем, о составе первичных тел, из которых, помимо комет, в значительной мере образовались каменно-ледяные спутники планет-гигантов, тела транснептунового региона и койперовского поя-

са. Они, наряду с данными по составу других комет, позволяют более корректно оценить возможный вклад этих тел в состав летучих земных планет и планет-гигантов. Основные результаты определения химического и изотопного состава кометы 67P/Чурюмова–Герасименко в ходе космического эксперимента Rosetta-Philae и вытекающие из них следствия для космогонии и космохимии можно сформулировать следующим образом.

1. Химический и фазовый анализ минеральной фракции пыли 67P показал, что, как и в других кометах, она представляет собой неравновесную смесь веществ досолнечного и небулярного происхождения. Досолнечное вещество не подвергалось каким-либо изменениям, в том числе и с участием жидкой воды, что может служить одним из свидетельств отсутствия эффективного постаккреционного внутреннего нагрева кометных ядер. Таким образом, кометное вещество является практически единственным прямым источником знаний о составе протосолнечной материи. Обнаруженное зерно, подобное по составу CAI, – небулярного происхождения, служит доказательством существования миграции газопылевого вещества из внутренних зон диска в регион образования комет на ранней стадии эволюции Солнечной системы.

2. Доля минеральной фракции пыли 67P ( $62 \pm 8\%$ ), ее состав подробно не изучался. Органическая фракция представлена тугоплавкими углеводородами ( $38 \pm 8$  мас. %), аналогичными по составу нерастворимому органическому остатку углистых хондритов, но с более высоким атомным соотношением H/C, что указывает на их более примитивный характер. Атомное отношение  $\text{C}/\text{Si}_{\text{dust}} = 5.5_{-1.2}^{+1.4}$ , что в 7 раз превышает хондритовое. Характерной особенностью тугоплавкого органического вещества кометы 67P, как и кометы 1P/Halley, является высокое содержание азота:  $\text{N}/\text{C} = 0.035 \pm 0.011$ , что втрое выше, чем в углистых хондритах. Это свидетельствует о более низких температурах аккреции кометных ядер, чем родительских тел хондритов, что необходимо учитывать при построении динамических моделей околосолнечного диска.

3. В эксперименте Rosetta-Philae впервые было проанализировано вещество, отобранное непосредственно с поверхности кометного ядра. В его составе было идентифицировано 16 различных органических соединений, в том числе карбоксильные кислоты, полиоксиметилен, аминокислота глицин ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{NO}_2$ ), а также фосфор, без которых невозможен синтез белков; четыре соединения – метилизоцианат ( $\text{CH}_3\text{NCO}$ ), ацетон ( $\text{CH}_3\text{COCH}_3$ ), пропионовый альдегид ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{CHO}$ ) и ацетамид ( $\text{CH}_3\text{CONH}_2$ ) – прежде в составе комет не обнаруживались. Некоторые из этих соединений, в особенности содержащие углерод-азотные связи, играют ключевую роль в синтезе

аминокислот, сахаров и нуклеинов. Таким образом, с учетом присутствия большого количества воды и углекислого газа, можно заключить, что кометное вещество содержит строительные блоки для синтеза аминокислот, сахаров и нуклеинов — необходимых компонентов для зарождения жизни. Полученные результаты приближают нас к пониманию происхождения жизни на Земле, но нужна теория, предлагающая механизм перехода от неживых строительных блоков к живому саморазвивающемуся веществу.

4. Состав ледяной фракции ядра кометы 67P изучался по составу комы, в которой было изменено относительное содержание 24 материнских молекул, в том числе таких макрокомпонентов, как  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  и  $\text{CO}$ , а также легких углеводородов, соединений азота и серы и молекулярного кислорода  $\text{O}_2$ . Впервые в составе комы кометы был определен молекулярный азот  $\text{N}_2$  и его относительное содержание:  $\text{N}_2/\text{H}_2\text{O} = (8.9 \pm 2.4) \times 10^{-4}$ , что более чем в 25 раз ниже солнечной пропорции. Дефицит азота, характерный для всех комет, свидетельствует, что температуры в регионе образования протокометных тел не достигали температур образования  $\text{N}_{2(\text{ice})}$  (~22 К), а аккумуляция высоколетучих  $\text{N}_2$  и  $\text{Ar}$  возможно происходила в порах аморфного льда воды, образовавшегося в досолнечной небуле, о чем может свидетельствовать установленная тесная корреляция содержания  $\text{N}_2$  и  $^{36}\text{Ar}$ .

5. Впервые получены оценки относительных содержаний трех инертных газов:  $\text{Ar}/\text{H}_2\text{O} = (5.8 \pm 2.2) \times 10^{-6}$ ,  $\text{Kr}/\text{H}_2\text{O} = (4.9 \pm 2.2) \times 10^{-7}$ ,  $\text{Xe}/\text{H}_2\text{O} = (2.4 \pm 1.1) \times 10^{-7}$ , определен их изотопный состав. Самый летучий инертный газ — неон — обнаружен не был. Эти данные могут служить нижней оценкой для температур в регионе при создании моделей внутреннего строения околосолнечного газопылевого диска.

6. Показана зависимость состава и относительных содержаний газов комы как от гелиоцентрического расстояния, так и от освещаемого участка ядра кометы. Поверхностный слой вещества южного полушария оказался менее дегазирован, чем северного, что является следствием частичного разрушения поверхности южного полушария ядра при прохождении кометой перигелия. Колебания относительных содержаний компонентов комы, получаемых при дегазации близких участков поверхности, свидетельствуют о гетерогенности состава ядра в масштабах сотен метров. Все это осложняет сопоставление состава комы и состава летучих компонентов ядра кометы. Представляется, что достоверные сведения о составе ледяной фракции кометных ядер можно будет получить только при анализе *in situ* вещества, полученного с достаточных глубин из разных регионов.

7. Измерен ряд изотопных отношений. Установлено, что D/H в молекуле воды втрое выше земного, что противоречит предположениям, что основным источником воды и других летучих компонентов на Земле могли быть короткопериодические кометы. Вероятнее всего, их доля не превышала первых процентов.

Автор благодарит А.Т. Базилевского за ценные замечания к рукописи статьи.

Работа выполнена в рамках госзадания ГЕОХИ РАН при частичной поддержке гранта РФФИ 17-02-00507 и Программы Президиума РАН № 12.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дорофеева В.А.* Генезис летучих регулярных спутников Сатурна. Происхождение атмосферы Титана // Геохимия. 2016. № 1. С. 11–31. (*Dorofeeva V.A.* Genesis of Volatile Components at Saturn's Regular Satellites. Origin of Titan's Atmosphere // *Geochem. Int.* 2016. V. 54. № 1. P. 7–26).
- Дорофеева В.А., Девина О.А.* Оценка массовой доли льда вода в каменно-ледяных планетезиমাлях по космическим данным // Тр. Всероссийского ежегодного семинара по экспериментальной минералогии, петрологии и геохимии ВЕСЭМПГ-18 / Ред. Луканин О.А. 2018. С. 306–309.
- Дорофеева В.А.* База данных по составу комет // Тр. Всероссийского ежегодного семинара по экспериментальной минералогии, петрологии и геохимии ВЕСЭМПГ-19 / Ред. Луканин О.А. 2019. С. 270–273.
- Емельяненко В.В.* Новые проблемы динамики и происхождения комет после космической миссии "Rosetta" // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 5. С. 391–401 (*Emel'yanenko V.V.* Dynamics and origin of comets: New problems appeared after the Rosetta Space mission // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. № 5. P. 371–381).
- Лаврухина А.К., Мендыбаев Р.А.* О генезисе космической пыли // Геохимия. 1987. № 12. С. 1674–1693.
- Макалкин А.Б., Дорофеева В.А.* Распределение температуры в околосолнечном протопланетном диске на последовательных стадиях его эволюции // Астрон. вестн. 2009. Т. 43. № 6. С. 528–554 (*Makalkin A.B., Dorofeeva V.A.* Temperature distribution in the solar nebula at successive stages of its evolution // *Sol. Syst. Res.* 2009. V. 43. № 6. P. 508–532).
- Макалкин А.Б., Зиглина И.Н.* Образование планетезиমাлях в транснептуновой области протопланетного диска // Астрон. вестн. 2004. Т. 38. № 4. С. 330–343 (*Makalkin A.B., Ziglina I.N.* Formation of planetesimals in the trans-Neptunian region of the protoplanetary disk // *Sol. Syst. Res.* 2004. V. 38. № 4. P. 288–300).
- Маров М.Я., Ипатов С.И.* Доставка воды и летучих к планетам земной группы и к Луне // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 5. С. 402–410. (*Marov M. Ya., Ipatov S.I.* Delivery of water and volatiles to the terrestrial planets and the Moon // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. № 5. P. 392–400).
- Явнель А.А.* К вопросу о составе пылевой компоненты кометных ядер // Геохимия. 1988. № 11. С. 1638–1642.
- Alexander C.M.O'D., Fogel M., Yabuta H., Cody G.D.* The origin and evolution of chondrites recorded in the elemental and isotopic compositions of their macromolecules



- lecular organic matter // *Geochim. Et Cosmochim. Acta*. 2007. V. 71. P. 4380–4403.
- Alexander C.M.O'D., Grossman J.N., Ebel D.S., Ciesla F.J. The formation conditions of chondrules and chondrites // *Science*. 2008. V. 320. P. 1617–1619.
- Alexander C.M.O'D., Bowden R., Fogel M.L., Howard K.T., K. Herd C.D., Nittler L.R. The Provenances of Asteroids, and Their Contributions to the Volatile Inventories of the Terrestrial Planets // *Science*. 2012. V. 337. P. 721.
- Alexander C.M.O'D., McKeegan K.D., Altwegg K. Water Reservoirs in Small Planetary Bodies: Meteorites, Asteroids, and Comets // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. Iss. 1. Id. 36. 47 pp.
- Alexander C.M.O'D. Quantitative models for the elemental and isotopic fractionations in chondrites: The carbonaceous chondrites // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2019. V. 254. P. 277–309.
- Altwegg K., Balsiger H., Bar-Nun A., Bieler A., Bochsler P., Briois C., Calmonte U., Combi M., de Keyser J., Eberhardt P., and 21 coauthors. 67P/Churyumov–Gerasimenko, a Jupiter family comet with a high D/H ratio // *Science*. 2015. V. 347. Iss. 6220. 1261952-1. <https://doi.org/10.1126/science.1261952>
- Altwegg K., Balsiger H., Berthelier J.J., Bieler A., Calmonte U., Fuselier S.A., Goesmann F., Gasc S., Gombosi T.I., Le Roy L., and 7 coauthors. Organics in comet 67P – a first comparative analysis of mass spectra from ROSINA–DFMS, COSAC and Ptolemy // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. S130–S141.
- Anders E., Grevesse N. Abundances of the elements—Meteoritic and solar // *Geochim. Et Cosmochim. Acta*. 1989. V. 53. P. 197–214.
- Balsiger H., Altwegg K., Bar-Nun A., Berthelier J.-J., Bieler A., Bochsler P., Briois C., Calmonte U., Combi M., de Keyser J., and 21 coauthors. Detection of argon in the coma of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko // *Sci. Adv.* 2015. V. 1. № 8. e1500377. <https://doi.org/10.1126/sciadv.1500377>
- Bardyn A., Baklouti D., Cottin H., Fray N., Briois C., Paquette J., Stenzel O., Engrand C., Fischer H., Hornung K., and 16 coauthors. Carbon-rich dust in comet 67P/Churyumov–Gerasimenko measured by COSIMA/Rosetta // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. Iss. Suppl. 2. P. S712–S722.
- Basilevsky A.T., Krasilnikov S.S., Mall U., Hviid S.F.S., Skorov Yu.V., Keller H.U. Pinnacles on the 67P comet nucleus: Evidence for large scale erosion and hierarchical agglomeration of the nucleus // *Planet. and Space Sci.* 2017a. V. 140. P. 80–85.
- Basilevsky A.T., Mall U., Keller H.U., Skorov Y., Hviid S.F.S., Mottola S., Krasilnikov S., Dabrowski B. Geologic analysis of the Rosetta NavCam, Osiris and ROLIS images of the comet 67P/Churyumov–Gerasimenko nucleus // *Planet. and Space Sci.* 2017b. V. 137. P. 1–19.
- Berger E.L., Zega T.J., Keller L.P., Lauretta D.S. Evidence for aqueous activity on comet 81P/Wild 2 from sulfide mineral assemblages in Stardust samples and CI chondrites // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2011. V. 75. P. 3501–3513.
- Bieler A., Altwegg K., Balsiger H., Bar-Nun A., Berthelier J.-J., Bochsler P., Briois C., Calmonte U., Combi M., DeKeyser J., and 23 coauthors. Abundant molecular oxygen in the coma of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko // *Nature*. 2015. V. 526. P. 678–681.
- Biver N., Moreno R., Bockelée-Morvan D., Sandqvist A., Colom P., Crovisier J., Lis D.C., Boissier J., Debout V., and 8 coauthors, the Odin team. Isotopic ratios of H, C, N, O, and S in comets C/2012 F6 (Lemmon) and C/2014 Q2 (Lovejoy) // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 589. A78.
- Blum J., Gundlach B., Krause M., Fulle M., Johansen A., Agarwal J., von Borstel I., Shi X., Hu X., Bentley M.S., and 12 coauthors. Evidence for the formation of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko through gravitational collapse of a bound clump of pebbles // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. Iss. Suppl. 2. P. S755–S773.
- Bockelée-Morvan D., Gautier D., Hersant F., Hure J.-M., Robert F. Turbulent radial mixing in the solar nebula as the source of crystalline silicates in comets // *Astron. and Astrophys.* 2002. V. 384. P. 1107–1118.
- Bockelée-Morvan D. An overview of comet composition // *The Molecular Universe / Eds Cernicharo J., Bachiller R. IAU Symposium*. Cambridge: Cambridge Univ. press, 2011. V. 280. P. 261–274.
- Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Erard S., Capaccioni F., Leyrat C., Filacchione G., Drossart P., Encrenaz T., Biver N., de Sanctis M.-C., and 12 coauthors. Evolution of CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, and OCS abundances relative to H<sub>2</sub>O in the coma of comet 67P around perihelion from Rosetta/VIRTIS H observations // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. № 1. S170–S183.
- Bockelée-Morvan D., Rinaldi G., Erard S., Leyrat C., Capaccioni F., Drossart P., Filacchione G., Migliorini A., Quirico E., Mottola S., and 8 coauthors. Comet 67P outbursts and quiescent coma at 1.3 AU from the Sun: dust properties from Rosetta/VIRTIS-H observations // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. S443–S458.
- Bouwman J., de Koter A., Dominik C., Waters L.B.F.M. The origin of crystalline silicates in the Herbig Be star HD 100546 and in comet Hale-Bopp // *Astron. and Astrophys.* 2003. V. 401. P. 577–592.
- Bradley J.P. How and where did GEMS form? // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2013. V. 107. P. 336–340.
- Brasser R., Morbidelli A. Oort cloud and Scattered Disc formation during a late dynamical instability in the Solar System // *Icarus*. 2013. V. 225. Iss. 1. P. 40–49.
- Brownlee D.E., Horz F., Newburn R.L., Zolensky M., Duxbury T.C., Sandford S., Sekanina Z., Tsou P., Hanner M.S., Clark B.C., and 2 coauthors. Surface of young Jupiter family comet 81 P/Wild 2: view from the Stardust spacecraft // *Science*. 2004. V. 304. № 5678. P. 1764–1769.
- Brownlee D. The Stardustmission: analyzing samples from the edge of the solar system // *Annu. Rev. Earth and Planet. Sci.* 2014. V. 42. P. 179–205.
- Butner H.M., Charnley S.B., Ceccarelli C., Rodgers S.D., Pardo J.R., Parise B., Cernicharo J., Davis G. R. Discovery of interstellar heavy water // *Astrophys. J.* 2007. V. 659(2), L137–L140.
- Capaccioni F., Coradini A., Filacchione G., Erard S., Arnold G., Drossart P., De Sanctis M.C., Bockelée-Morvan D., Capria M.T., Tosi F., and 68 coauthors. The organic-rich surface of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko as seen by VIRTIS/Rosetta // *Science*. 2015. V. 347 (6220). aaa0628.
- Ceccarelli C., Dominik C., Caux E., Lefloch B., Caselli P. Discovery of deuterated water in a young protoplanetary disk // *Astrophys. J.* 2005. V. 631(1). L81–L84.
- Chyba C., Sagan C. Comets as a source of Prebiotic Organic Molecules for the early Earth // *Comets and the origin*

- and evolution of life / Eds Thomas P.J., Chyba C.F., McKay C.P. Springer. 1997. P. 147–173.
- Ciarletti V., Levasseur-Regourd A., Lasue J., Statz C., Plette-meier D., Herique A., Rogez Y., Kofman W. CONSERT suggests a change in local properties of 67P/Churyumov-Gerasimenko's nucleus at depth // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. A40.
- Ciesla F.J., Sandford S.A. Organic synthesis via irradiation and warming of ice grains in the solar nebula // *Science.* 2012. V. 336. P. 452–454.
- Clark B., Mason L.W., Kissel J. Systematics of the CHON and other light-element particle populations in Comet Halley // *Proc. 20th ESLAB Symp. on the Exploration of Halley's Comet.* 1986. V. 3. P. 353–358 (SEE N87-26714 20–90).
- Clark B. CHON-Na and Evidence for Large Scale Compositional Heterogeneity in the Cometary Nucleus // 81st Annual Meeting of the Meteoritical Society, held 22–27 July 2018 in Moscow, Russia. LPI Contribution No. 2067. 2018. id.6167
- Clark R.N., Brown R.H., Cruikshank D.P., Swayze G.A. Isotopic ratios of Saturn's rings and satellites: Implications for the origin of water and Phoebe // *Icarus.* 2019. V. 321. P. 791–802.
- Cochran A.L., Levasseur-Regourd A.-C., Cordiner M., Hadamcik E., Lasue J., Gicquel A., Schleicher D.G., Charnley S.B., Mumma M.J., Paganini L., and 3 coauthors. The Composition of Comets // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 197. P. 9–46.
- Cody G.D., Yabuta H., Alexander C.M.O'D., Araki T., Kilcoyne A.L.D., and the STARDUST PET. Placing comet 81P/Wild 2 organic particles into context with chondritic organic solids // *Lunar and Planet. Sci. XXXVIII.* 2007. 2286.
- Cooke R.J., Pettini M., Jorgenson R.A., Murphy M.T., Steidel C.C. Precision measures of the primordial abundance of deuterium // *Astrophys. J.* 2014. V. 781. Iss. 1. Id. 31. 16 p.
- Corrigan C.M., Zolensky M.E., Dahl J., Long M., Weir J., Sapp C., Burkett P.J. The porosity and permeability of chondritic meteorites and interplanetary dust particles // *Meteorit. and Planet. Sci.* 1997. V. 32. P. 505–515.
- Crovisier J., Leech K., Bockelee-Morvan D., Brooke T.Y., Hanner M.S., Altieri B., Keller H.U., Lellouch E. The spectrum of Comet Hale-Bopp (C/199501) observed with the Infrared Space Observatory at 2.9AU from the Sun // *Science.* 1997. V. 275. P. 1904–1907.
- Davidsson B.J.R., Sierks H., Güttler C., Marzari F., Pajola M., Rickman H., A'Hearn M.F., Auger A.-T., El-Maarry M.R., Fornasier S., and 38 coauthors. The primordial nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 592. Id. A63. 30 pp.
- Della Corte V., Rotundi A., Fulle M., Gruen E., Weissman P., Sordini R., Ferrari M., Ivanovski S., Lucarelli F., Accolla M., and 30 coauthors. GIADA: Shining a light on the monitoring of the comet dust production from the nucleus of 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. Id. A13. 10 p.
- Della Corte V., Rotundi A., Fulle M., Ivanovski S., Green S. F., Rietmeijer F.J.M., Colangeli L., Palumbo P., Sordini R., Ferrari M., and 29 coauthors. 67P/C-G inner coma dust properties from 2.2 au inbound to 2.0 au outbound to the Sun // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. P. S210–S219.
- Dello Russo N., Kawakita H., Vervack R.J., Weaver H.A., Vervack R.J., Jr. Emerging trends and a comet taxonomy based on the volatile chemistry measured in thirty comets with high-resolution infrared spectroscopy between 1997 and 2013 // *Icarus.* 2016. V. 278. P. 301–332.
- Delsemme A.H. Cometary origin of the biosphere // *Icarus.* 2000. V. 146. P. 313–325.
- Dhooghe F., De Keyser J., Altwegg K., Briois C., Balsiger H., Berthelier J.-J., Calmonte U., Cessateur G., Combi M.R., Equeter E., and 19 coauthors. Halogens as tracers of protosolar nebula material in comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 472. P. 1336–1345.
- Davidsson B.J.R., Sierks H., Güttler C., Marzari F., Pajola M., Rickman H., A'Hearn M.F., Auger A.-T., El-Maarry M.R., Fornasier S., and 38 coauthors. The primordial nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 592. Id. A63. 30 pp.
- Dorschner J., Begemann B., Henning Th., Jäger C., Mutschke H. Steps toward interstellar silicate mineralogy II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition // *Astron. and Astrophys.* 1995. V. 300. P. 503–520.
- Dulieu F., Minissale M., Bockelee-Morvan D. Production of O<sub>2</sub> through dismutation of H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> during water ice desorption: a key to understanding comet O<sub>2</sub> abundances // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 597. Id. A56. 5 pp.
- Engrand C., Duprat J., Dartois E., Benzerara K., Leroux H., Baklouti D., Bardyn A., Briois C., Cottin H., and 10 coauthors and the COSIMA team. Variations in cometary dust composition from *Giotta* to *Rosetta*, clues to their formation mechanisms // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. S323–S330.
- El-Maarry M.R., Groussin O., Thomas N., Pajola M., Auger A.-T., Davidsson B., Hu X., Hviid S. F., Knollenberg J., Güttler C., and 46 coauthors. Surface changes on comet 67P/Churyumov-Gerasimenko suggest a more active past // *Science.* 2017. V. 355. Iss. 6332. P. 1392–1395.
- Elsila J.E., Glavin D.P., Dworkin J.P. Cometary glycine detected in samples returned by Stardust // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2009. V. 44. Iss. 9. P. 1323–1330.
- Fabian D., Henning T., Jäger C., Mutschke H., Dorschner J., Wehrhan O. Steps toward interstellar silicate mineralogy. VI. Dependence of crystalline olivine IR spectra on iron content and particle shape // *Astron. and Astrophys.* 2001. V. 378. № 1. P. 228–238.
- Filacchione G., Groussin O., Hery C., Kappel D., Mottola S., Oklay N., Pommerol A., Wright I., Yoldi Z., Ciarniello M., and 2 coauthors. Comet 67P/CG Nucleus Composition and Comparison to Other Comets // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 215. Iss. 1. Article id. 19. 46 pp.
- Flynn G.J. Physical, Chemical, and Mineralogical Properties of Comet 81P/Wild 2 Particles Collected by Stardust // *Earth Moon and Planets.* 2008. V. 102. P. 447–459.
- Fomenkova M.N., Kerridge J.F., Marti K., McFadden L.A. Compositional trends in rock-forming elements of Comet Halley dust // *Science.* 1992. V. 258. P. 266–269.
- Fornasier S., Hasselmann P.H., Barucci M.A., Feller C., Besse S., Leyrat C., Lara L., Gutierrez P.J., Oklay N., Tubiana C., and 45 coauthors. Spectrophotometric properties of the nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from the OSIRIS instrument onboard the ROSETTA spacecraft // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. A30. 18 p.
- Fornasier S., Mottola S., Keller H.U., Barucci M.A., Davidsson B., Feller C., Deshapriya J.D.P., Sierks H., Barbieri C., Lamy P.L., and 43 coauthors. Rosetta's comet 67P/Churyumov-Gerasimenko sheds its dusty mantle

- to reveal its icy nature // *Science*. 2016. V. 354. Iss. 6319. P. 1566–1570.
- Fray N., Bardyn A., Cottin H., Altwegg K., Baklouti D., Briois C., Colangeli L., Engrand C., Fischer H., Glasmachers A., and 15 coauthors. High-molecular-weight organic matter in the particles of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Nature*. 2016. V. 538. P. 72–74.
- Fray N., Bardyn A., Cottin H., Baklouti D., Briois C., Engrand C., Fischer H., Hornung K., Isnard R., Langevin Y., and 19 coauthors. Nitrogen-to-carbon atomic ratio measured by COSIMA in the particles of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. Suppl. 2. S506–S516.
- Fulle M., Della Corte V., Rotundi A., Green S.F., Ferrari M., Ivanovski S., Sordini R., Zakharov V. The dust-to-ices ratio in comets and Kuiper belt objects // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. P. S45–S49.
- Fulle M., Bertini I., Della Corte V., Güttler C., Ivanovski S., La Forgia F., Lasue J., Lvasseur-Regourd A. C., Marzari F., Moreno F., and 37 coauthors. The phase function and density of the dust observed at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 476. P. 2835–2839.
- Fulle M., Blum J., Green S.F., Gundlach B., Herique A., Moreno F., Mottola S., Rotundi A., Snodgrass C. The refractory-to-ice mass ratio in comets // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2019. V. 482. P. 3326–3340.
- Gasc S., Altwegg K., Balsiger H., Berthelier J.-J., Bieler A., Calmonte U., Fiethe B., Fuselier S., Galli A., Gombosi T., and 11 coauthors. Change of outgassing pattern of 67P/Churyumov-Gerasimenko during the March 2016 equinox as seen by ROSINA // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. S108–S117.
- Geiss J., Gloeckler G. Isotopic Composition of H, HE and NE in the Protosolar Cloud // *Space Sci. Rev.* 2003. V. 106. Iss. 1. P. 3–18.
- Goesmann F., Rosenbauer H., Bredehöft J.H., Cabane M., Ehrenfreund P., Gautier T., Giri C., Krüger H., Le Roy L., MacDermott A.J., and 11 coauthors. Organic compounds on comet 67P/Churyumov-Gerasimenko revealed by COSAC mass spectrometry // *Science*. 2015. V. 349. Iss. 6247. aab0689-1.
- Gonfiantini R. Standards for stable isotope measurements in natural compounds // *Nature*. 1978. V. 271. P. 534–536.
- Greenberg J.M. Making a comet nucleus // *Astron. and Astrophys.* 1998. V. 330. P. 375–380.
- Greenberg J.M. From comets to meteors // *Earth, Moon, and Planets*. 2000. V. 82. P. 313–324.
- Guzman V.V., Oberg K. I., Loomis R., Qi C. Cyanide Photochemistry and Nitrogen Fractionation in the MWC 480 Disk // *Astrophys. J.* 2015. V. 814. Iss. 1. Id. 53.7 pp.
- Halliday A.N. The origins of volatiles in the terrestrial planets // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 2013. V. 105. P. 146–171.
- Harker D.E., Woodward C.E., Kelley M.S.P., Wooden D.H. Hyperactivity and Dust Composition of Comet 103P/Hartley 2 During the EPOXI Encounter // *Astron. J.* 2018. V. 155. Iss. 5. Article id. 199. 12 pp.
- Hartogh P., Lis D.C., Bockelée-Morvan D., de Val-Borro M., Biver N., Küppers M., Emprechtinger M., Bergin E.A., Crovisier J., Rengel M., and 3 coauthors. Ocean-like water in the Jupiter-family comet 103P/Hartley 2 // *Nature*. 2011. V. 478(7368). P. 218–220.
- Hässig M., Altwegg K., Balsiger H., Bar-Nun A., Berthelier J.J., Bieler A., Bochsler P., Briois C., Calmonte U., Combi M., and 26 coauthors. Time variability and heterogeneity in the coma of 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Science*. 2015. V. 347. Iss. 6220. article id. aaa0276
- Herny C., Mousis O., Marshall R., Thomas N., Rubin M., Wright I.P., the MiARD team. New constraints on the chemical composition and outgassing of 67P/Churyumov-Gerasimenko // 49th Lunar and Planet. Sci. Conf. 19–23 March, 2018, held at The Woodlands, Texas. 2018. LPI Contribution No. 2083, id.2197
- Hilchenbach M., Kissel J., Langevin Y., Briois C., von Hoerner H., Koch A., Schulz R., Silén J., Altwegg K., Colangeli L., and 10 coauthors. Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: close-up on dust particle fragments // *Astrophys. J. Lett.* 2016. V. 816. Iss. 2. Id. L32. 6 p.
- Hallis L.J., Huss G.R., Nagashima K., Taylor G.J., Halldórsson S.A., Hilton D.R., Mottl M.J., Meech K.J. Evidence for primordial water in Earth's deep mantle // *Science*. 2015. V. 350. Iss. 6262. P. 795–797.
- Hoang M., Altwegg K., Balsiger H., Beth A., Bieler A., Calmonte U., Combi M.R., De Keyser J., Fiethe B., Fougere N., and 18 coauthors. The heterogeneous coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko as seen by ROSINA: H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, and CO from September 2014 to February 2016 // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 600. Id. A77. 13 pp.
- Hughes A.L., Armitage P.J. Particle transport in evolving protoplanetary disks: implications for results from STAR-DUST // *Astrophysical J.* 2010. V. 719. P. 1633–1653.
- Ip W.-H., Lai I.-L., Lee J.-C., Cheng Y.-C., Li Y., Lin Z.-Y., Vincent J.-B., Besse S., Sierks H., Barbieri C., and 46 coauthors. Physical properties and dynamical relation of the circular depressions on comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 591. A132
- Jessberger E.K., Christoforidis A., Kissel J. Aspects of the major element composition of Halley's dust // *Nature*. 1988. V. 332. P. 691–695.
- Jorda L., Gaskell R., Capanna C., Hviid S., Lamy P., Ďurech J., Faury G., Groussin O., Gutiérrez P., Jackman C., and 38 coauthors. The global shape, density and rotation of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from preperihelion Rosetta/OSIRIS observations // *Icarus*. 2016. V. 277. P. 257–278
- Joswiak D.J., Nakashima D., Brownlee D.E., Matrajt G., Ushikubo T., Kita N.T., Messenger S., Ito M. Terminal particle from Stardust track 130: Probable Al-rich chondrule fragment from comet Wild 2 // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 2014. V. 144. P. 277–298.
- Joswiak D.J., Brownlee D.E., Nguyen A.N., Messenger S. Refractory materials in comet samples // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2017. V. 52. Iss. 8. P. 1612–1648.
- Jutzi M., Benz W., Toliou A., Morbidelli A., Brasser R. How primordial is the structure of comet 67P? Combined collisional and dynamical models suggest a late formation // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 597. id. A61. 13 p.
- Keeney B.A., Stern S.A., Feldman P.D., A'Hearn M.F., Bertau J.-L., Feaga L.M., Knight M.M., Medina R.A., Noonan J., Parker J.Wm., and 6 coauthors. Stellar Occultation by Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko Observed with Rosetta's Alice Far-ultraviolet Spectrograph // *Astron. J.* 2019. V. 157. № 5. Id. 173. 7 p.
- Keller H.U., Mottola S., Davidsson B., Schröder S.E., Skorov Y., Kührt E., Groussin O., Pajola M., Hviid S.F., Preusker F., and 37 coauthors. Insolation, erosion, and morphology of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. Id. A34. 16 pp.
- Keller H.U., Mottola S., Hviid S.F., Agarwal J., Kührt E., Skorov Y., Otto K., Vincent J.-B., Oklay N., Schröder S.E.,

- and 40 coauthors. Seasonal Mass Transfer on the Nucleus of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. Iss. 2. P. S357–S371.
- Kelley M.S., Lindler D.J., Bodewits D., A'Hearn M.F., Lisse C.M., Kolokolova L., Kissel J., Hermalyn B. A distribution of large particles in the coma of Comet 103P/Hartley 2 // *Icarus*. 2013. V. 222. Iss. 2. P. 634–652.
- Kemper F., Vriend W.J., Tielens A.G.G.M. The absence of crystalline silicates in the diffuse interstellar medium // *Astrophys. J.* 2004. V. 609. P. 826–837.
- Kemper F., Vriend W.J., Tielens A.G.G.M. Erratum: 'The absence of crystalline silicates in the diffuse interstellar medium' (*ApJ*, 609, 826 [2004]) // *Astrophys. J.* 2005. V. 633. P. 534.
- Kissel J., Krueger F.R. Organic dust in comet Halley // *Nature*. 1987. V. 328. Iss. 6126. P. 117.
- Knollenberg J., Lin Z.Y., Hviid S.F., Oklay N., Vincent J.-B., Bodewits D., Mottola S., Pajola M., Sierks H., Barbieri C., and 33 coauthors. A mini outburst from the nightside of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko observed by the OSIRIS camera on Rosetta // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 596. id. A89. 10 pp.
- Kofman W., Herique A., Barbin Y., Barriot J.-P., Ciarletti V., Clifford S., Edenhofer P., Elachi C., Eyraud C., Goutail J.-P., and 16 coauthors. Properties of the 67P/Churyumov-Gerasimenko interior revealed by CONSERT radar // *Science*. 2015. V. 349. Issue 6247.
- Lai I.-L., Ip W.-H., Su C.-C., Wu J.-S., Lee J.-C., Lin Z.-Y., Liao Y., Thomas N., Sierks H., Barbieri C., and 39 coauthors. Gas outflow and dust transport of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. S533–S546.
- Lamy P.L., Toth I., Fernandez Y.R., Weaver H.A. The Sizes, Shapes, Albedos, and Colors of Cometary Nuclei // *Comets II / Eds Festou M.C., Keller H.U., and Weaver H.A.* 2005. P. 223–264.
- Lecuyer C., Gillet P., Robert F. The hydrogen isotope composition of sea water and the global water cycle // *Chem. Geol.* 1998. V. 145. P. 249–261.
- Le Roy L., Altwegg K., Balsiger H., Berthelier J.-J., Bieler A., Briois C., Calmonte U., Combi M.R., DeKeyser J., Dhoooge F., and 8 coauthors. Inventory of the volatiles on comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from Rosetta/ROSINA // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. Id. A1. 12 pp.
- Levasseur-Regourd A.-C., Agarwal J., Cottin H., Engrand C., Flynn G., Fulle M., Gombosi T., Langevin Y., Lasue J., Mannel T., and 4 coauthors. Cometary Dust // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. Iss. 3. Article id. 64. 56 pp.
- Li A., Draine B.T. On ultrasmall silicate grains in the diffuse interstellar medium // *Astrophys. J. Lett.* 2001. V. 550. L213–L217.  
<https://doi.org/10.1086/319640>
- Lis D.C., Bockelée-Morvan D., Güsten R., Biver N., Stutzki J., Delorme Y., Durán C., Wiesemeyer H., Okada Y. Terrestrial deuterium-to-hydrogen ratio in water in hyperactive comets // *Astron. Astrophys.* 2019. V. 625. Id. L5. 8 pp.
- Lisse C.M., Van Cleve J., Adams A.C., A'Hearn M.F., Fernández Y.R., Farnham T.L., Armus L., Grillmair C.J., Ingalls J., Belton M.J.S., and 7 coauthors. Spitzer spectral observations of the deep impact ejecta // *Science*. 2006. V. 313. P. 635–640.
- Lodders K. Solar system abundances of the elements // *Principles and Perspectives in Cosmochemistry / Eds Goswami A., Reddy B. E.* *Astrophys. and Space Science Proc.* Berlin–Heidelberg: Springer Verlag, 2010. P. 379–417.
- Luspay-Kuti A., Hässig M., Fuselier S.A., Mandt K.E., Altwegg K., Balsiger H., Gasc S., Jäckel A., Le Roy L., Rubin M., and 8 coauthors. Composition-dependent outgassing of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from ROSINA/DFMS Implications for nucleus heterogeneity? // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. A4.
- Mandt K.E., Mousis O., Marty B., Cavalié T., Harris W., Hartogh P., Willacy K. Constraints from Comets on the Formation and Volatile Acquisition of the Planets and Satellites // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 197. Issue 1–4. P. 297–342.
- Maquet L. The recent dynamical history of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 579. Id. A78. 5 pp.
- Marty B., Zimmermann L., Burnard P.G., Wieler R., Heber V.S., Burnett D.L., Wiens R.C., Bochsler P. Nitrogen isotopes in the recent solar wind from the analysis of Genesis targets: Evidence for large scale isotope heterogeneity in the early solar system // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2010. V. 74. Iss. 1. P. 340–355.
- Marty B. The origins and concentrations of water, carbon, nitrogen and noble gases on Earth // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2012. V. 313. P. 56–66.
- Marty B., Avice G., Sano Y., Altwegg K., Balsiger H., Hässig M., Morbidelli A., Mousis O., Rubin M. Origins of volatile elements (H, C, N, noble gases) on Earth and Mars in light of recent results from the ROSETTA cometary mission // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2016. V. 441. P. 91–102.
- Marty B., Altwegg K., Balsiger H., Bar-Nun A., Bekaert D.V., Berthelier J.-J., Bieler A., Briois C., Calmonte U., Combi M., and 20 coauthors. Xenon isotopes in 67P/Churyumov-Gerasimenko show that comets contributed to Earth's atmosphere // *Science*. 2017. V. 356. P. 1069–1072.
- Matzel J.E.P., Ishii H.A., Joswiak D., Hutcheon I.D., Bradley J.P., Brownlee D., Weber P.K., Teslich N., Matrajt G., McKeegan K.D., MacPherson G.J. Constraints on the formation age of cometary material from the NASA Stardust mission // *Science*. 2010. V.328. P. 483–486.  
<https://doi.org/10.1126/science.1184741>
- Meech K.J. Setting the scene: what did we know before Rosetta? // *Philos. Trans. Roy. Soc.* 2017. A. V. 375. Iss. 2097. id. 20160247.
- Merouane S., Stenzel O., Hilchenbach M., Schulz R., Altobelli N., Fischer H., Hornung K., Kissel J., Langevin Y., Mellado E., and 2 coauthors. Evolution of the physical properties of dust and cometary dust activity from 67P/Churyumov-Gerasimenko measured in situ by Rosetta/COSIMA // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. Iss. Suppl. 2. P. S459–S474.
- Mikouchi T., Tachikawa O., Hagiya K., Ohsumi K., Suzuki Y., Uesugi K., Takeuchi A., Zolensky M.E. Mineralogy and crystallography of comet 81P/Wild 2 particles // *Lunar and Planet. Sci. Conf. XXXVIII*. 2007. Abstract 1946.
- Migliorini A., Piccioni G., Capaccioni F., Filacchione G., Bockelée-Morvan D., Erard S., Leyrat C., Combi M.R., Fougere N., Crovisier J., and 7 coauthors. Water and carbon dioxide distribution in the 67P/Churyumov-Gerasimenko coma from VIRTIS-M infrared observations // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 589. id. A45. 12 pp.
- Morbidelli A., Brasser R., Gomes R., Levison H.F., Tsiganis K. Evidence from the asteroid belt for a violent past evolution of Jupiter's orbit // *Astron. J.* 2010. V. 140. P. 1391–1401.

- Morbidelli A., Rickman H. Comets as collisional fragments of a primordial planetesimal disk // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. id. A43. 12 pp.
- Moreno F., Snodgrass C., Hainaut O., Tubiana C., Sierks H., Barbieri C., Lamy P.L., Rodrigo R., Koschny D., Rickman H., and 44 coauthors. The dust environment of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from Rosetta OSIRIS and VLT observations in the 4.5 to 2.9 AU heliocentric distance range inbound // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 587. id. A155. 12 p.
- Morse A., Mousis O., Sheridan S., Morgan G., Andrews D., Barber S., Wright I. Low CO/CO<sub>2</sub> ratios of comet 67P measured at the Abydos landing site by the Ptolemy mass spectrometer // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 583. id. A42. 4 p.
- Mousis O., Lunine J.I., Luspay-Kuti A., Guillot T., Marty B., Ali-Dib M., Würz P., Altwegg K., Bieler A., Hässig M., and 3 coauthors. Protosolar Nebula Origin for the Ices Agglomerated by Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astrophys. J. Lett.* 2016a. V. 819. Iss. 2. id. L33. 5 p.
- Mousis O., Ronnet T., Brugger B., Ozgurel O., Pauzat F., Ellinger Y., Maggilo R., Würz P., Vernazza P., Lunine J.I., and 6 coauthors. Origin of Molecular Oxygen in Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astrophys. J. Lett.* 2016b. V. 823. Iss. 2. id. L41. 5 p.
- Mumma M.J., Charnley S.B. The Chemical Composition of Comets—Emerging Taxonomies and Natal Heritage // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2011. V. 49. Iss. 1. P. 471–524.
- Nixon C.A., Temelso B., Vinatier S., Teanby N.A., Bézard B., Achterberg R.K., Mandt K.E., Sherrill C.D., Irwin P.G.J., Jennings D.E., and 3 coauthors. Isotopic ratios in Titan's methane: measurements and modeling // *Astrophys. J.* 2012. V. 749. № 2. Id. 159. 15 p.
- O'Brien D.P., Izidoro A., Jacobson S.A., Raymond S.N., Rubie D.C. The Delivery of Water During Terrestrial Planet Formation // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. Iss. 1. Id 47. 24 p.
- Olofsson J., Augereau J.-C., van Dishoeck E.F., Merín B., Lahuis F., Kessler-Silacci J., Dullemond C.P., Oliveira I., Blake G.A., Boogert A.C.A., and 6 coauthors. C2D Spitzer-IRS spectra of disks around T Tauri stars. IV. Crystalline silicates // *Astron. and Astrophys.* 2009. V. 507. № 1. P. 327–345.
- Oró J. Comets and the formation of biochemical compounds on the primitive Earth // *Nature.* 1961. V. 190. P. 389–390.
- Paganini L., Mumma M.J., Gibb E.L., Villanueva G.L. Ground-based Detection of Deuterated Water in Comet C/2014 Q2 (Lovejoy) at IR Wavelengths // *Astrophys. J. Lett.* 2017. V. 836. L25. 7 pp.
- Pajola M., Lucchetti A., Fulle M., Mottola S., Hamm M., Da Deppo V., Penasa L., Kovacs G., Massironi M., Shi X., and 46 coauthors. The pebbles/boulders size distributions on Sais: Rosetta's final landing site on comet 67P // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. Iss. Suppl 2. P. S636–S645.
- Paquette J.A., Engrand C., Stenzel O., Hilchenbach M., Kissel J. Searching for calcium-aluminum-rich inclusions in cometary particles with Rosetta/COSIMA // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2016. V. 51. Iss. 7. P. 1340–1352.
- Pätzold M., Andert T., Hahn M., Asmar S.W., Barriot J.-P., Bird M.K., Häusler B., Peter K., Tellmann S., Grün E., and 6 coauthors. A homogeneous nucleus for comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from its gravity field // *Nature.* 2016. V. 530. Iss. 7588. P. 63–65.
- Pätzold M., Andert T.P., Hahn M., Barriot J.-P., Asmar S.W., Häusler B., Bird M.K., Tellmann S., Oschlisniok J., Peter K. The Nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko – Part I: The global view – nucleus mass, mass-loss, porosity, and implications // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2019. V. 483. Issue 2. P. 2337–2346
- Petaev M., Wood J.A. The condensation with partial isolation model of condensation in the solar nebula // *Meteorit. and Planet. Sci.* 1998. V. 33. № 5. P. 1123–1137.
- Pollack J.B., Hollenbach D., Beckwith S.B., Simonnelly D.P. Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks // *Astrophys. J.* 1994. V. 421. P. 615–639.
- Preusker F., Scholten F., Matz K.-D., Roatsch T., Hviid S.F., Mottola S., Knollenberg J., Kürt E., Pajola M., Oklay N., and 8 coauthors. The global meter-level shape model of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 607. Id. L1. 5 pp.
- Quirico E., Orthous-Daunay F.-R., Beck P., Bonal L., Brunetto R., Dartois E., Pino T., Montagnac G., Rouzaud J.-N., Engrand C., Duprat J. Origin of insoluble organic matter in type 1 and 2 chondrites: New clues, new questions // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 2014. V. 136. P. 80–99.
- Quirico E., Moroz L.V., Schmitt B., Arnold G., Faure M., Beck P., Bonal L., Ciarniello M., Capaccioni F., Filacchione G., and 27 coauthors. Refractory and semi-volatile organics at the surface of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: Insights from the VIRTIS/Rosetta imaging spectrometer // *Icarus.* 2016. V. 272. P. 32–47.
- Rawlings J.M.C., Wilson T.G., Williams D.A. A gas-phase primordial origin of O<sub>2</sub> in comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2019. V. 486. Iss. 1. P. 10–20.
- Robert F. Solar system deuterium/hydrogen ratio // *Meteorites and the Early Solar System II* / Eds Lauretta D.S., McSween H.Y., Jr. Tucson: Univ. Arizona Press, 2006. P. 341–351.
- Rousselot P., Piralì O., Jehin E., Vervloet M., Hutsemékers D., Manfroid J., Cordier D., Martin-Drumel M.-A., Gruet S., Arpigny C., and 2 coauthors. Toward a Unique Nitrogen Isotopic Ratio in Cometary Ices // *Astrophys. J. Lett.* 2014. V. 780. Issue 2. Article id. L17. 5 p.
- Rotundi A., Sierks H., Della Corte V., Fulle M., Gutierrez P.J., Lara L., Barbieri C., Lamy P.L., Rodrigo R., and 72 coauthors. Dust measurements in the coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko in bound to the Sun // *Science.* 2015. V. 347. Iss. 6220. id. aaa3905.
- Rubin M., Altwegg K., Balsiger H., Bar-Nun A., Berthelier J.-J., Bieler A., Bochslers P., Briois C., Calmonte U., Combi M., and 24 coauthors. Molecular nitrogen in comet 67P/Churyumov-Gerasimenko indicates a low formation temperature // *Science.* 2015. V. 348(6231). P. 232–235.
- Rubin M., Altwegg K., Balsiger H., Bar-Nun A., Berthelier J.-J., Briois C., Calmonte U., Combi M., De Keyser J., Fiethe B., and 17 coauthors. Krypton isotopes and noble gas abundances in the coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // *Sci. Adv.* 2018. V. 4. № 7. eaar6297. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aaar6297>
- Rusol A.V., Dorofeeva V.A. Thermal Evolution of the Nucleus of the Comet 67P for 120 Years: Numerical Simulations // *Open astronomy.* 2018. V. 27. Iss. 1. P. 175–182.
- Sagdeev R.Z., Kissel J., Bertaux J.-L., Angarov V.N., Blamont J.E., Büchler K., Evlanov E.N., Fomenkova M.N., von Hoerner H., Khromov V.N., and 5 coauthors. The element composition of comet Halley dust particles: pre-

- liminary results from the Vega PUMA analyzers // *Sov. Astron. Lett.* 1987. V. 12. № 4. P. 254–256.
- Sandford S.A., Aléon J., Alexander C.M.O'D., Araki T., Bajt S., Baratta G.A., Borg J., Bradley J.P., Brownlee D.E., Brucato J.R., and 45 coauthors.* Organics Captured from Comet 81P/Wild 2 by the Stardust Spacecraft // *Science.* 2006. V. 314. Iss. 5806. P. 1720–1724.
- Schulze H., Kissel J., Jessberger E.* Chemistry and mineralogy of Comet Halley's dust // *Stardust to Planetesimals / Eds Pendleton Y.J., Tielens A.G.G.M. ASP Conf. Series.* 1997. V. 122. P. 397–414.
- Shinnaka Y., Kawakita H., Kobayashi H., Nagashima M., Boice D.C.*  $^{14}\text{NH}_2/^{15}\text{NH}_2$  ratio in Comet C/2012 S1 (ISON) observed during its outburst in 2013 November // *Astrophys. J. Lett.* 2014. V. 782. Iss. 2. Id. L16. 4 p.
- Sierks H., Barbieri C., Lamy P.L., Rodrigo R., Koschny D., Rickman H., Keller H.U., Agarwal J., A'Hearn M.F., Angrilli F., and 57 coauthors.* On the nucleus structure and activity of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko // *Science.* 2015. V. 347 (6220)aaa1044 (2015). <https://doi.org/10.1126/science.aaa1044>
- Stenzel O.J., Hilchenbach M., Merouane S., Paquette J., Varmuza K., Engrand C., Brandstätter F., Koeberl C., Ferrière L., Filzmoser P., Siljeström S.* Similarities in element content between comet 67P/Churyumov–Gerasimenko coma dust and selected meteorite samples // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. S492–S505.
- Stodolna J., Jacob D., Leroux H.* Mineralogy and petrology of Stardust particles encased in the bulb of track 80: TEM investigation of the Wild 2 fine-grained material // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 2012. V. 87. P. 35–50.
- Sykes M.V., Walker R.G.* The nature of comet nuclei // *Asteroids, Comets, Meteors / Eds Harris A.W., Bowell E.* Houston: LPI, 1992. P. 587–591. ISBN 0-942862-07-04.
- Taquet V., Furuya K., Walsh C., van Dishoeck E.F.* A primordial origin for molecular oxygen in comets: a chemical kinetics study of the formation and survival of O<sub>2</sub> ice from clouds to discs // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. S99–S115.
- Taylor G.G.T., Altobelli N., Buratti B.J., Choukroun M.* The Rosetta mission orbiter science overview: The comet phase // *Philos. Trans. Roy. Soc.* 2017. A 375: 20160262.
- Thomas N., El Maarry M.R., Theologou P., Preusker F., Scholten F., Jorda L., Hviid S.F., Marschall R., Kührt E., Naletto G., and 10 coauthors.* Regional unit definition for the nucleus of comet 67P/Churyumov–Gerasimenko on the SHAP7 model // *Planet. and Space Sci.* 2018. V. 164. p. 19–36.
- Vincent J.-B., Bodewits D., Besse S., Sierks H., Barbieri C., Lamy P., Rodrigo R., Koschny D., Rickman H., Keller H., and 57 coauthors.* Large heterogeneities in comet 67P as revealed by active pits from sinkhole collapse // *Nature.* 2015. V. 523, Iss. 7558. P. 63–66.
- Vincent J.-B., Oklay N., Pajola M., Höfner S., Sierks H., Hu X., Barbieri C., Lamy P. L., Rodrigo R., Koschny D., and 45 coauthors.* Are fractured cliffs the source of cometary dust jets? Insights from OSIRIS/Rosetta at 67P/Churyumov–Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2016a. V. 587. id. A14. 15 p.
- Vincent J.-B., A'Hearn M.F., Lin Z.-Y., El-Maarry M.R., Pajola M., Sierks H., Barbieri C., Lamy P.L., Rodrigo R., Koschny D. and 45 coauthors.* Summer fireworks on comet 67P // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2016b. V. 462. S184–S194.
- Waite J.H., Lewis W.S., Magee B.A., Lunine J., McKinnon W.B., Glein C.R., Mousis O., Young D.T., Brockwell T., Westlake J., and 6 coauthors.* Liquid water on Enceladus from observations of ammonia and <sup>40</sup>Ar in the plume // *Nature.* 2009. V. 460(7254). P. 487–490.
- Whipple F.L.* A comet model. I. The acceleration of comet Encke // *Astrophys. J.* 1950. V. 111. P. 375–394.
- Wooden D.H.* Cometary refractory grains: interstellar and nebular sources // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 138. P. 75–108.
- Wooden D.H., Ishii H.A., Zolensky M.E.* Cometary dust: the diversity of primitive refractory grains // *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* 2017. V. 375. Iss. 2097. id. 20160260.
- Wooden D.H., Stroud R.* The Diversity of Refractory Organic Material in Comets // 42nd COSPAR Scientific Assembly. 2018. 14–22 July 2018, Pasadena, California, USA. Abstract id. F3.2-11-18.
- Wright I.P., Sheridan S., Barber S.J., Morgan G.H., Andrews D.J., Morse A.D.* CHO-bearing organic compounds at the surface of 67P/Churyumov–Gerasimenko revealed by Ptolemy // *Science.* 2015. V. 349. Iss. 6247. aab0673-1.
- Yang L., Ciesla F.J., Alexander C.M.O'D.* The D/H ratio of water in the solar nebula during its formation and evolution // *Icarus.* 2013. V. 226(1). P. 256–267.
- Yildiz U.A., Acharyya K., Goldsmith P.F., van Dishoeck E.F., Melnick G., Snell R., Liseau R., Chen J.-H., Pagani L., Bergin E., and 7 coauthors.* Online Data Catalog: NGC 1333-IRAS 4A C<sup>18</sup>O, NO and O<sub>2</sub> spectra // *Astron. and Astrophys.* 2013. V. 558. A58.
- Zolensky M.E., Nakamura-Messenger K., Rietmeijer F.J.M., Leroux H., Mikouchi T., Ohsumi K., Velbel M.* Comparing Wild 2 particles to chondrites and IDPs // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2008. V. 43. P. 261–272.

УДК 523.64

## НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА КОМЕТЫ ХЕЙЛА–БОППА (ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 1995–98 гг.)\*\*

© 2020 г. Л. В. Ксанфомалити\*, \*\*

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

\*e-mail: leksanf@gmail.com

Поступила в редакцию 27.09.2018 г.

После доработки 24.04.2019 г.

Принята к публикации 31.10.2019 г.

“Большая комета 1997 г.” была крупным событием в кометной физике. Ей посвящено большое число интересных научных работ. К сожалению, в отечественной научной литературе статей по исследованиям кометы Хейла–Боппа совсем не много. Предлагаемая статья приурочена к 20-летию завершения основных наблюдений кометы и напоминает читателю о некоторых ее необычных и даже уникальных свойствах, не претендуя, однако, на исчерпывающий обзор опубликованных материалов. Сделана попытка оценить массу ядра кометы Хейла–Боппа и предполагается, что она может быть близка к исходной массе кометы Галлея, которую последняя имела в начале своей эволюции. На основе опубликованных изображений рассчитана примерная скорость истечения газо-пылевых выбросов и разброс найденных скоростей. Рассмотрена возможная связь массы суммарных потерь с динамикой ядра.

**Ключевые слова:** комета Хейла–Боппа, масса, свойства выбросов, пылевая производительность, центробежные силы

**DOI:** 10.31857/S0320930X2002005X

### ВВЕДЕНИЕ

Прошло более 20 лет после прохождения перигелия “Большой кометы 1997 г.” – кометой Хейла–Боппа (C/1995 O1). Комета отличалась многими необычными свойствами, присущими “молодым” кометам и активно исследовалась астрономическими средствами. Она была открыта 23 июля 1995 г. и в период 1995–1999 гг. была одной из самых наблюдавшихся комет XX в. Напомним некоторые события, связанные с кометой Хейла–Боппа, обнаруженные в сезон перигелия 1997 г.

#### 1997 г. ПЕРИГЕЛИЙ КОМЕТЫ C/1995 O1

Долгопериодическую комету C/1995 O1 открыли американские астрономы-любители А. Хейл и Т. Бопп 23 июля 1995 г. Орбита кометы представляет собой чрезвычайно вытянутый эллипс. Основные орбитальные характеристики кометы Хейла–Боппа:

Большая полуось орбиты	387 а. е.
Эксцентриситет орбиты	0.995064

Период обращения	2534 года
Перигелийное расстояние (в 1997 г.)	0.914140 а. е.
Расстояние в афелии	369 а. е.
Плоскость орбиты нормальна к эклиптике	(89° .4).

Комета была открыта на большом расстоянии, 7.2 а. е., но уже тогда была необычно яркой для такого удаления (10 зв. вел.). Более того, вскоре она была обнаружена на снимках, сделанных известным австралийским астрономом Робертом Х. Макнотом (*Robert H. McNaught*) за два года до ее официального открытия, когда комета находилась на гелиоцентрическом расстоянии 13 а. е., но уже тогда имела яркость 18 зв. вел. Поэтому предсказывалось, что в приближении к перигелию она будет очень яркой. В марте 1996 года комета прошла на расстоянии 0.77 а. е. от Юпитера. В результате орбита кометы изменилась, афелий сократился с 600 до 369 а. е. Эволюцию орбиты C/1995 O1 рассматривали Bailey и др. (1996).

В перигелии комета приблизилась к Солнцу на расстояние меньше 1 а. е. Она действительно была одной из ярчайших за несколько последних десятилетий. На снимке (рис. 1) видны кома и два хвоста: широкий изогнутый газопылевой и прямой плазменный.

\*\*Статья отредактирована д.х.н. В.А.Дорофеевой после кончины Л.В.Ксанфомалити, за что редколлегия выражает ей благодарность.



**Рис. 1.** “Большая комета 1997 г.” Вид кометы Хейла–Боппа за 16 дней до прохождения перигелия. Источник: сайт ГАИШ МГУ [http://www.sai.msu.su/ng/solar/comets/main\\_hb.html](http://www.sai.msu.su/ng/solar/comets/main_hb.html).

В наблюдениях 1995 г. было установлено, что ядро кометы создает радиальные мало-искривленные выбросы (струи), что сначала было интерпретировано, как следствие крайне медленного вращения ядра (Гнедин, 1999). Однако в дальнейшем появилась классическая параболическая структура комы с типичными признаками вращения и искривленными пылевыми и газопылевыми потоками. В предварительных сообщениях 1995–96 гг. период вращения ядра оценивался примерно в 12 ч. Последующие измерения давали несколько меньший период. В мае 1996 г. комету Хейла–Боппа уже можно было видеть невооруженным глазом. Из-за близости к Солнцу на небосводе, в декабре 1996 г. астрономические наблюдения пришлось на короткое время прекратить. Наблюдения возобновились в январе 1997 г., когда кому и протяженный хвост можно было видеть невооруженным глазом даже в условиях ночного освещения больших городов. В феврале 1997 г. комета достигла 2-й звездной величины, несмотря на то, что находилась почти на противоположной стороне земной орбиты. 23 марта 1997 г. она прошла на минимальном расстоянии от Земли, 1.315 а. е.

Перигелий комета проходила 1 апреля 1997 г. В это время она обладала средней величиной  $-0.7^m$ , а ее хвост простирался на угол 15–20 градусов. Невооруженным глазом комета была видна рекордно долго, более 18 месяцев, вплоть до декабря 1997 г.

Вид кометы C/1995 O1 и структура хвоста быстро изменялись с приближением и уходом от Солнца (рис. 2, сверху). Если в феврале–марте

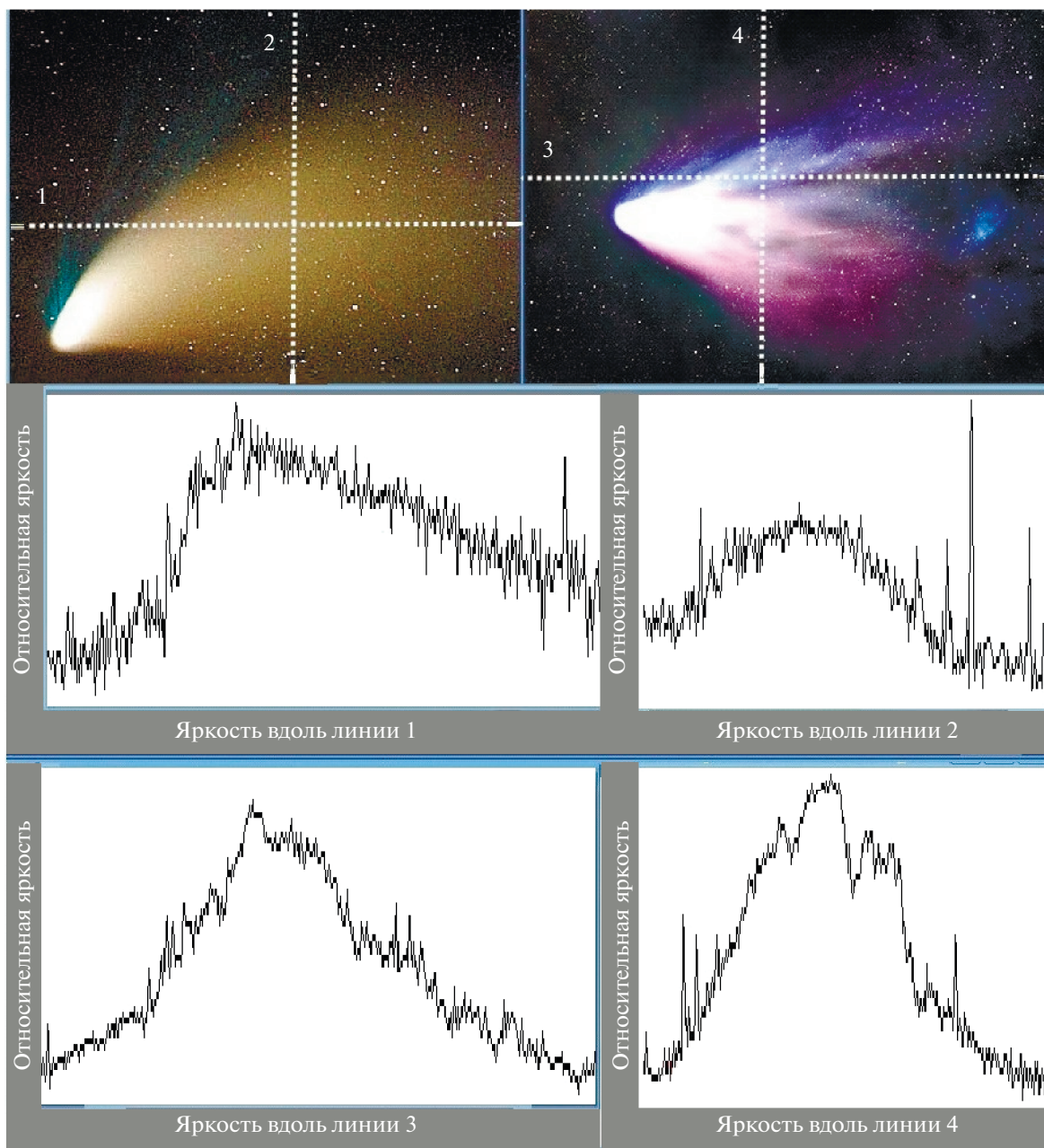
1997 г. удавалось проследить развитие различных спиральных структур и рукавов в коме, то через 30 дней после прохождения перигелия газопылевой хвост кометы значительно расширился и уплотнился, его детали стали невидны, а плазменный (ионный) хвост почти исчез (рис. 2), но вскоре он возник снова.

Начальная структура кометы восстанавливалась медленно. Только через 3 месяца плазменный хвост стал хорошо виден, причем, по сравнению с рис. 1, вид кометы стал менее “правильным” (рис. 2, справа). Усиливающиеся неоднородности в структуре хвоста иллюстрируют сечения вдоль линий 1–4. Огибающие 1–2 имеют плавный ход, а после прохождения перигелия их регулярность нарушается (огибающие 3–4).

Наряду с обычными хвостами, у кометы C/1995 O1 был обнаружен слабый, разреженный натриевый хвост (Cremonese и др., 1997). Полосы натрия в излучении комет известны, но натриевый хвост, содержащий нейтральные атомы натрия, был обнаружен впервые. Натриевый хвост был раздвоенный: один частично совпадал с пылевым, а второй, более тонкий и прямой, был расположен в нескольких градусах к востоку от линии комета–Солнце. Изображение натриевого хвоста было получено с помощью светофильтров на спектральные полосы натрия. Его происхождение остается пока неясным.

В редких случаях у комет появляется аномальный хвост (или “антихвост”) — узкий “меч”, временное образование, направленное к Солнцу и достигающее в длину нескольких сотен тысяч километров. До C/1995 O1 такой “меч” наблюдался





**Рис. 2.** Изменяющийся вид кометы Хейла–Боппа: 30 апреля (вверху слева), через 30 дней после перигелия, и 6 июля 1997 г. (вверху справа), через 3 месяца после прохождения перигелия. Верхняя часть рисунка с сайта ГАИШ МГУ [http://www.sai.msu.su/ng/solar/comets/main\\_hb.html](http://www.sai.msu.su/ng/solar/comets/main_hb.html) и сайта APOD, 06.07.1997 (рисунки переработаны автором).

у двух десятков комет, среди них наиболее известной была комета Аренда-Ролана C/1956 R1 (рис. 3, кадр 1). Аномальный хвост кометы C/1995 O1 (рис. 3, кадры 2 и 3) наблюдался в Европейской южной обсерватории (ESO) и тоже был короткоживущим. Он появился 5 января 1998 г. (через 9 мес. после прохождения перигелия) и по протяженности превышал полмиллиона километров.

Головная часть с “антихвостом” показана на кадре 3 рис. 3 (негатив ESO в обработке автора).

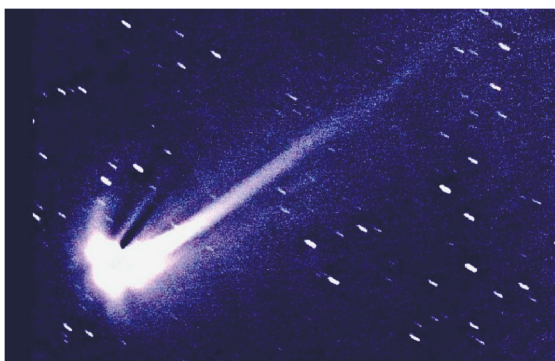
Здесь хорошо видна структура головной части и устремленный к Солнцу “меч”.

Изучая особенности структуры кометы C/1995 O1, Sekanina (1997; 1998) выдвинул гипотезу о спутнике ядра кометы C/1995 O1. По его теоретическим оценкам был сделан вывод, что, диаметр ядра кометы может составлять 70 км, а диаметр спутника, отстоящего от ядра на 180 км, должен быть 30 км, при периоде обращения 3 сут. В работе Sekanina (1998) приводится снимок различных спиральных структур в коме (обсуждаются



**Рис. 3.** Аномальный кометный хвост: 1 – комета Аренда-Ролана (1957); 2 и 3 – комета Хейла–Боппа (1998). Исходные снимки: 1 – Ksanfomality, 2018, <https://oxfordre.com/planetaryscience/view/10.1093/acrefore/9780190647926.001.0001/acrefore-9780190647926-e-21>; 2 – из лекции John Mason каналу BBC, The Sky at Night, Moore P. (2017). Comet Hale Bopp, the Great Comet of 1997. (14 Aug 2017). <https://www.youtube.com/watch?v=HtZN9QMUNqU> (Your Tube). HST institute; 3 – негатив ESO, <https://www.eso.org/public/images/eso9806a> в переработке автора.

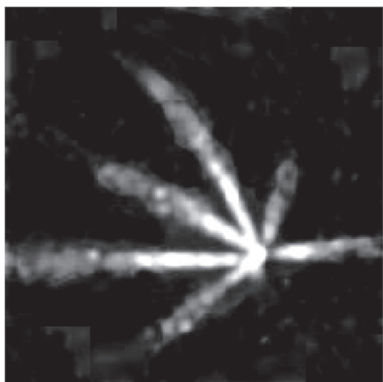
ниже), которые Sekanina считает галосами, причем часть совмещенных спиралей направлена, по-видимому, противоположно друг другу. Вероятно, подобный эффект действительно могли бы создать джеты от двух близко расположенных тел, направленные в противоположные стороны.



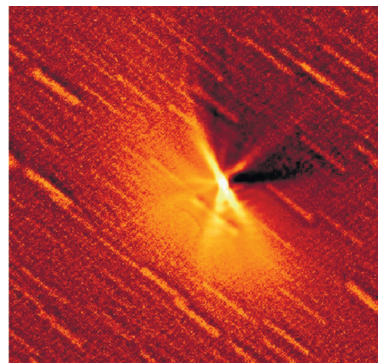
**Рис. 4.** Вид кометы C/1995 O1 27 марта 1997 г. позволял предположить, что ее ядро, возможно, кратное. Снимок из лекции John Mason каналу BBC, The Sky at Night, Moore P. (2017). Comet Hale Bopp, the Great Comet of 1997. (14 Aug 2017). <https://www.youtube.com/watch?v=HtZN9QMUNqU> (Your Tube). HST institute.

Гипотеза о ядре и спутнике, которая непосредственно на наблюдения кометы не опиралась, широкой поддержки не нашла. Но в работе Sekanina и Kracht (2017), также приуроченной к 20-летию прохождения кометой ее перигелия в 1997 г., утверждается, что наблюдения, подобные рис. 4, указывают на многочисленные отдельные фрагменты, из которых состоит ядро (до 29 тел, разнесенных на расстояния менее 1200 км).

Наряду с наземными наблюдениями, комета C/1995 O1 исследовалась в течение периода ее появления с помощью двух космических обсерваторий NASA – Космического телескопа Хаббла и аппарата IUE (“Международный Ультрафиолетовый Исследователь”). Научные итоги исследований кометы Хейла–Боппа были подведены в специальном выпуске *Earth, Moon and Planets*, 2002 г., Т. 89, № 1–4, с общим названием “Cometary Science after Hale-Bopp”. В сборнике были рассмотрены свойства ядра кометы и его вращение, процессы в его недрах, состав, химические и фотохимические процессы в коме, сублимация материалов ядра и возможное разрушение последнего. Одна из статей была посвящена именно необычности кометы C/1995 O1 и называлась



**Рис. 5.** Радиально направленные выбросы, наблюдавшиеся 2 ноября 1997 г. Рисунок автора по материалам наблюдений ESO <https://www.eso.org/public/imagenes/eso9643d>.



**Рис. 6.** Два интенсивных выброса, появившихся на лобовой части комы 13 февраля 1997 г. (до прохождения перигелия) и несколько более слабых деталей (APOD, 13 февраля 1997; Sekanina, 1997; 1998).

“Что делает Большие кометы разнородными?” (Combi, 2002).

Комета С/1995 О1 предоставила возможность наблюдать последовательную эволюцию ее характеристик в ходе приближения к относительно низкому перигелию и последующему удалению, вплоть до 25.7 а. е. в 2008 г. (Szabó и др., 2008), когда у кометы все еще сохранялся хвост, что необычно для таких расстояний. Но на расстоянии 30.7 а. е. в 2011 г. (Szabó и др., 2011), ни кома, ни хвост не различались и яркость кометы не превышали 2.5”. Предполагается, что именно значительный разогрев поверхности тела в перигелии (0.914 а. е.) стал причиной долго сохраняющейся активности ядра кометы.

### ПЫЛЕВЫЕ ОБОЛОЧКИ, РУКАВА И ГАЛОСЫ КОМЕТЫ С/1995 О1

В настоящей работе рассматриваются свойства структурированных выбросов кометы Хейла–Боппа С/1995 О1. Ее необычно высокая активность была обнаружена уже в ранних наблюдениях, рассмотренных в (McCarthy и др., 2007) и проявлялась в пылевых выбросах, многие из которых создавали лучевые структуры (рис. 5, 6), оболочки и другие сложные формы. По сравнению с другими кометами, они изменялись необычно быстро.

На рис. 5 показана структура из нескольких прямых лучей, которые наблюдались 2 ноября 1997 г. в ESO. Форма лучей подчеркнута обработкой изображений. Структура выбросов, именуемые джетами (jets) указывает, что газовыделение происходит не со всей поверхности ядра, а лишь из нескольких (до 7) депрессий (pits, holes), неравномерно распределенных по его поверхности, причем общая площадь депрессий составляет лишь ~10% от общей площади ядра (Szabó и др., 2008). Такая же структура газовыделения впервые

наблюдалась у кометы Галлея (Mendis, 1988; Ксанфомалити, 2017), а позднее и у всех других комет вне зависимости от их динамических типов (A’Hearn и др., 1995; Meech, 2017 и др.).

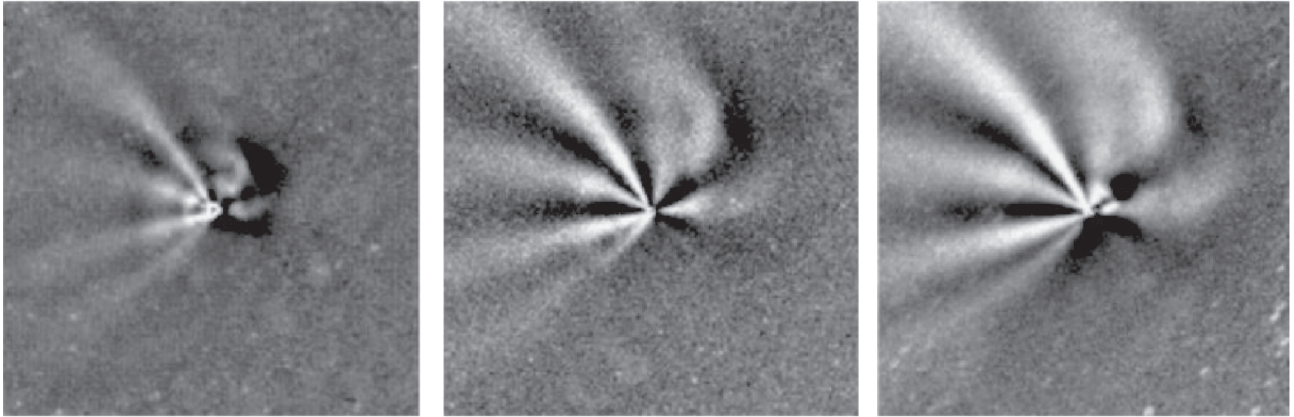
Прямые радиальные выбросы из ядра возникли в разных частях орбиты кометы; высокая активность кометы затрудняла их наблюдение. На снимке рис. 6 показаны две такие интенсивные, противоположно направленные струи на лобовой части ядра кометы Хейла–Боппа, а также другие, менее интенсивные выбросы. Правая, более темная часть рисунка, представляет контур передней части комы. Параболическая форма рукавов, образующих оболочки, определяется траекторией частиц под действием сил солнечной гравитации  $f_s$  и лучевого давления  $f_r$ . Структуры на рис. 5 и 6 представляют собой начальную часть траекторий пылевых выбросов. Развитие выбросов на более значительных расстояниях можно видеть на рис. 7, где прослеживается параболическая форма шести струй, которые придавали комете необычный вид.

Положение частицы в струе, в прямоугольных  $x$ – $y$  координатах (ось  $x$  направлена к Солнцу, начало координат – ядро кометы) описывается выражением для параболы:

$$x + y \operatorname{ctg} \varphi = g_s y^2 \mu / (2v_0^2 \sin^2 \varphi),$$

где  $\varphi$  – угол, определяющий направление частицы, выброшенной со скоростью  $v_0$ , к оси  $x$ ,  $g_s$  – ускорение под действием сил солнечной гравитации. Фактор  $\mu$  – отношение сил гравитации и лучевого давления, обычно представляемый как  $f_r/f_s = 1 + \mu$ .

Изображения, подобные рис. 5–7, содержат информацию о свойствах кометных выбросов, их скорости, направлении и положении источников на поверхности ядра. В этом отношении особенно интересны снимки в работе Sekanina (1998), которая основана на наблюдениях J.A. DeYoung. Sekanina (1998) рассматривал свойства выбросов,



**Рис. 7.** Развитие радиальных выбросов в период 13, 19 и 22 сентября 1996 г. (HST McCarthy и др., 2007). Снимок дополнительно обработан для повышения контрастности. Разрешение на снимках достигает  $0.2''$  и определяется дифракционным пределом телескопа HST.

или как он их называет галосов (джетов), учитывая положение оси вращения ядра, наклон экватора ядра к плоскости орбиты кометы ( $75^\circ$ ) и положение кометы относительно земного наблюдателя. В работе указано направление северного полюса вращения кометы: прямое восхождение  $257^\circ$ , склонение  $-61^\circ$ . В апреле 1997 г. северный полюс ядра был обращен к Земле (Licandro и др., 1998). Положение полюса подтверждали Jorda и др. (1998). Sekanina (1998) моделировал образование спиральных галосов, сопоставляя их с обработанными изображениями, показанными на рис. 8. В обработку вошли 89 снимков, которые, согласно Sekanina (1998), были получены и обработаны J.A. DeYoung в Военно-морской обсерватории США.

Спиральные галосы на рис. 8 представляют естественную документальную запись процессов, происходивших 23 февраля и 25 марта 1997 г., где временную шкалу представляет период рукавов галосов. Расстояния известны, сторона изображений по  $4''$ . В нижней части рис. 8 показаны положения максимумов и минимумов фотометри-

ческих сечений 1–4. Если учесть геометрию, приведенную в статье, и скорректировать искажения вдоль фотометрических сечений 1–4, можно получить скорости истечений отдельных источников и сравнить их с данными, которые известны, например, для комет 1P/Halley и 29P/Schwassmann-Wachmann.

В табл. 1 приведены скорости  $V_i$  истечений пылевых потоков, которые рассчитывались по данным рис. 8, для максимумов кривых в левой и правой частях снимков, вдоль линий 1–4.

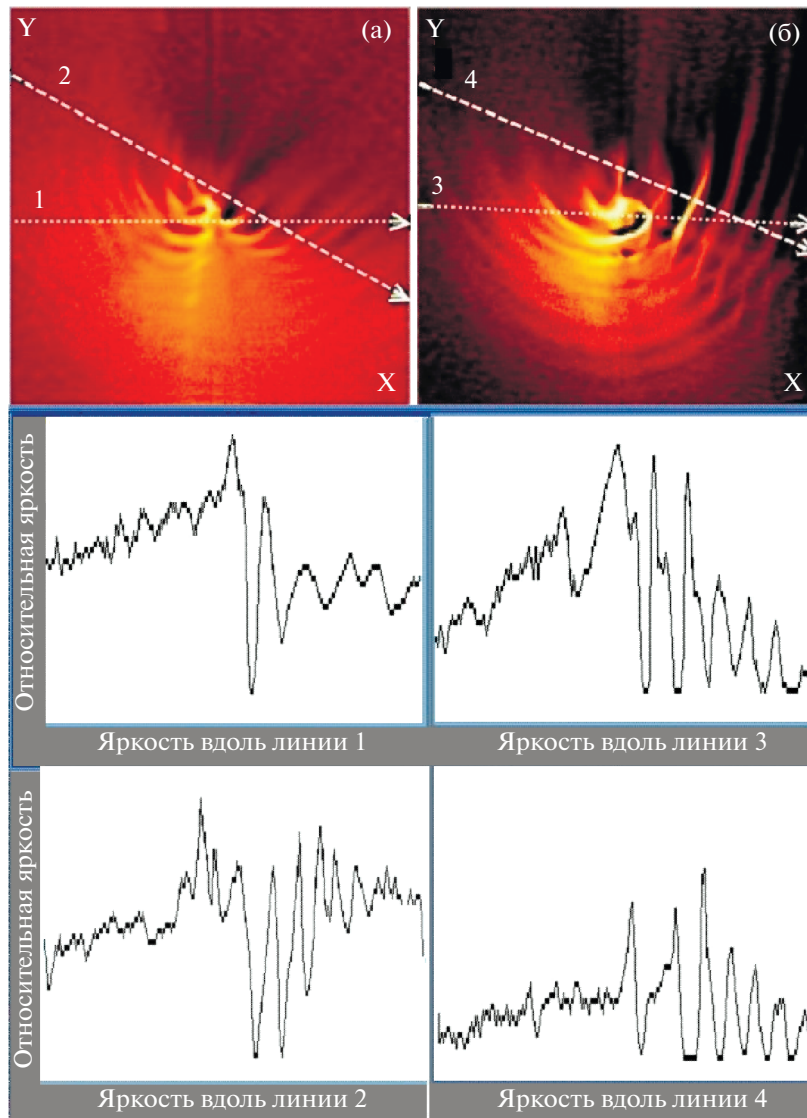
$$V_i = \left[ (x_i - x_{i+1})^2 + (y_i - y_{i+1})^2 \right]^{1/2} / T,$$

где  $x$  и  $y$  – координаты на рисунке, а  $T$  – период вращения ядра, 11.33 ч.

Общее среднее: 330 м/с, что можно сравнить с работой Miles и др. (2016), где авторы указывают скорость истечений пылевых потоков кометы 29 P Швассмана-Вахмана (29P/Schwassmann-Wachmann) как  $257 \pm 13$  м/с, считая, что пылевые частицы увлекаются сублимацией льдов CO и N<sub>2</sub> при температуре  $24 \pm 6$  К. Для кометы 1P/Halley,

**Таблица 1.** Скорости  $V_i$  истечений пылевых потоков

Вдоль линии 1, м/с		Вдоль линии 2, м/с		Вдоль линии 3, м/с		Вдоль линии 4, м/с	
1	252	1	216	1	187	1	708
	214		362		389		410
2	234	2	504	2	187	2	497
	245		313		404		404
3	150	3	635	3	155	3	342
	275		250		332		289
4	216	4	519	4	365	4	452
	180		287		404		389
5	249	5		5	420	5	
	214		137		317		275
6		6		6		6	
	204		262				4159
7		7		7		7	
			225				
8		8		8		8	
			275				
Ср. 222	Ср. 218	Ср. 468	Ср. 264	Ср. 267	Ср. 369	Ср. 500	Ср. 334



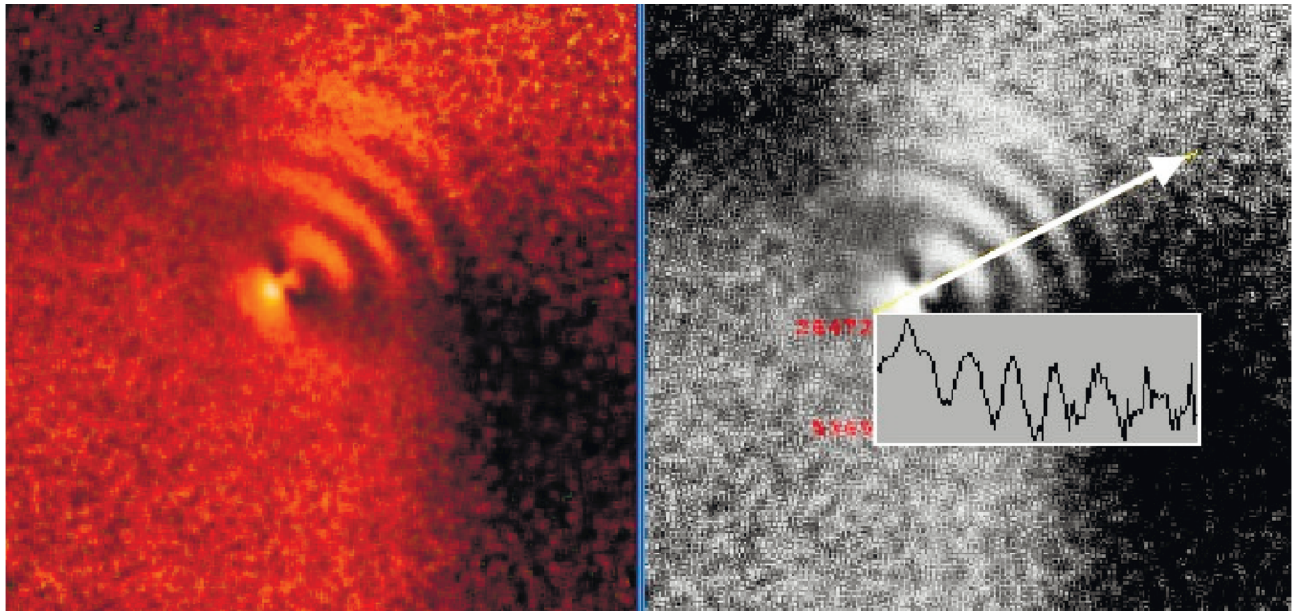
**Рис. 8.** Спиральные галосы. Благодаря вращению ядра, устойчивые локальные источники газо-пылевой среды создают спиральные рукава в голове кометы. Периодичность структуры была обнаружена в наблюдениях J.A. DeYoung, 23 февраля (а) и 25 марта (б) 1997 г. (источник верхней части рисунка: Sekanina и др., 1997; 1998). Снимки дополнительно обработаны нанесением графики. Распределение деталей в галосах иллюстрируют сечения вдоль линий 1–4.

по результатам эксперимента ДУСМА, Simpson и др. (1989; 1990) оценивали скорость истечения пылевых частиц, увлекаемых газом  $V_g$ , в пределах 300–400 м/с. Таким образом, скорости истечения у кометы Хейла–Боппа оказываются примерно такими же, как в случае комет Галлея и Швассмана-Вахмана. Разброс значений вполне понятен и определяется как нестабильностью источников, так и неоднородностью среды комы.

Измерения в поляризованном свете позволяют выделить участки повышенной и пониженной концентрации ориентированных (несферических) частиц. В числе других наблюдательных экспериментов, комета С/1995 О1 исследовалась поляриметрическим методом (Jones, Gehrz, 2000;

Ganesh и др., 1998). На рис. 9 показан фрагмент снимка, сделанного в поляризованном свете 25 апреля 1997 г. (McDavid, 1997), где видна дуговая структура потоков в лобовой части головы кометы. В течение апреля положение оси вращения и угол, под которым была видна комета (от  $45^\circ$  до  $31^\circ$ ), изменялись незначительно (положение оси вращения в течение 1997 г. изменялось от  $237^\circ$  до  $213^\circ$ ). Такие условия получения изображения, с учетом угла наблюдения, также позволяют определить примерную скорость истечения выбросов.

На рис. 9 в лобовой части комы можно насчитать 6 витков спирали, образованной выбрасываемой газопылевой струей при вращении ядра



**Рис. 9.** Изображение лобовой части комы в поляризованном свете. Отделяющиеся от ядра струи образуют, благодаря вращению ядра, многовитковую спираль с шагом около 13700 км. Врезка показывает градации яркости вдоль белой линии. Переработанный снимок APOD (April 25, 1997, D. McDavid).

(врезка на рис. 8). Из-за диффузии материала следующие рукава спирали не различаются.

На врезке (рис. 9) интервал пиков  $\Delta l$  составляет примерно 13700 км (на 10% больше диаметра Земли), с возможной ошибкой не менее 10%. На такое расстояние газо-пылевая струя распространялась за 1 период вращения ядра,  $T = 11.33$  ч. Соответствующая скорость истечения пылевых частиц, увлекаемых газом

$$v_g = \Delta l / T = 329 \pm 50 \text{ м/с,}$$

что близко совпадает с приведенными выше результатами для рис. 8 и близко к результатам работ (Simpson и др., 1989; 1990) и (Miles и др., 2016).

### ПЫЛЕВАЯ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ C/1995 O1

Огромное количество пыли относится к необычным свойствам ядра C/1995 O1. В наблюдениях 1995–97 гг. было установлено (Churyumov и др., 1995; Weaver и др., 1997; Jewitt и Matthews, 1999; Fernandez, 2002), что ядро кометы создает выбросы (или струи, рис. 5–7), радиальные по форме. В ряде случаев удалось проследить их связь с вращением ядра. В 1996 г. в коме наблюдались более сложные образования, как выброс ярких искриленных струй. Последовательное развитие радиальных выбросов уже приводилось на рис. 7, где приведены результаты наблюдений HST за 13, 19 и 22 сентября 1996 г. Масштаб рисунков одинаков. Развивающиеся пылевые и га-

зовые струй состояли, главным образом, из ледяной пыли.

В промежуточных итогах (Weaver и др., 1997) сообщалось, что различные источники выбрасываемых ядром ледяной пыли, по-видимому, изолированы друг от друга. Развитие радиальных выбросов изучали также McCarthy и др. (2007). В течение всего периода мониторинга сообщалось о коротких, но весьма интенсивных всплесках активности ядра. В наблюдениях HST были обнаружены другие необычные явления, в частности, удалось зарегистрировать внезапную вспышку, когда за время, немногим более часа, количество пыли, выброшенной из ядра, увеличилось, как минимум, восьмикратно. Авторы (Weaver и др., 1997) отмечают интенсивность извержений на поверхности ядра кометы, с нерегулярными струями и комментируют: “Поверхность ядра Хейла–Боппа является невероятно динамичным местом, когда “вентиляционные отверстия” включаются и выключаются, когда новые пятна ледяного материала поверхности впервые обнажаются к солнечному свету. Хейл–Бопп, вероятно, предоставляет самый показательный портрет работы кометного ядра с момента запуска космических аппаратов к комете Галлея в 1986 г.”

Пылевые выбросы кометы Хейла–Боппа, по данным (Weaver и др., 1997), достигали  $2 \times 10^6$  кг/с в перигелии, причем пылевая составляющая не менее чем в 5 раз превосходила газовую. Такие же соотношения (не менее 5 : 1) указывает Fernandez (2002). Следует напомнить, что у кометы Галлея от-

ношение пыль/газ составляло примерно 1 : 7–1 : 8 в 1986 г. и от 2 : 1 до 4 : 1 у кометы Чурюмова–Герасименко в 2014–2016 гг. В качестве индикатора крайне высокой запыленности кометы C/1995 O1, Гнедин (1999) приводил отношение потока молекул циана CN к другим газовым и пылевым составляющим. Если для “средней” кометы такое отношение он указывает как 92, то у кометы Хейла–Боппа оно лежит около 0.65. Эти оценки интересно сравнить с данными о других кометах. Пылевые выбросы составляли:  $1.20 \times 10^4$  кг/с у кометы 1P/Halley и  $5 \times 10^3$  кг/с у 67P/CG, а в перигелии пылевые выбросы 1P/Halley доходили до  $2.9 \times 10^4$  кг/с. Если опираться на приведенные данные, то в перигелии интенсивность пылевых выбросов у Хейла–Боппа превосходит таковую у комет Галлея примерно в 70 раз, хотя в перигелии комета Галлея подходит к Солнцу на треть ближе, чем комета Хейла–Боппа. Поскольку соотношение эффективных диаметров Хейла–Боппа и Галлея = 3, а площадей поверхности ядер комет 9. Таким образом, удельная производительность Хейла–Боппа выше, чем у Галлея почти в 8 раз, что может указывать на относительно “молодость” поверхности кометы Хейла–Боппа.

#### РАЗМЕРЫ, ОБЪЕМ И МАССА ЯДРА КОМЕТЫ C/1995 O1

Из-за высокой плотности комы, размеры и масса ядра C/1995 O1 оцениваются по-разному. По наблюдениям HST, размер ядра, вероятно, превышает 40 км. Но в различных работах приводились оценки условного диаметра от 30 до 130 км. Гнедин (1999) указывал радиус условно сферического тела 45 км (диаметр 90 км). По наиболее поздним наблюдениям (Szabó и др., 2011) радиус ядра, имеющего альбедо 4%, должен составлять 60–65 км. Чтобы получить меньший радиус, 35 км (как в более ранних оценках), следует считать, указывают авторы, что комета полностью перешла в “спящее” состояние и что альбедо ядра составляет 13%. Fernandez (2002) оценивал эффективный сферический радиус ядра  $30 \pm 10$  км. В (McCarthy и др., 2007) размер эффективного сферического диаметра ядра кометы Hale-Bopp по результатам наблюдений в постперигельный период оценивался уже величиной  $40 \pm 10$  км в предположении, что его геометрическое альбедо составляет 4%. Джон Мэйсон (John Mason) в своем интервью BBC 2017 г. приводит близкие этому значению размеры ядра  $40 \times 30$  км (вероятно,  $40 \times 30 \times 30$  км) (Moore, 2017).

Хотя оценки размеров ядра кометы Hale-Bopp имеют большую неопределенность, очевидно, что она на сегодняшний день является одной из самых крупных из известных нам комет. Лишь только короткопериодическая комета 29P/Schwassmann-Wachmann, согласно недавним исследованиям, име-

ет близкий ей радиус:  $R_{29P} = 30.2 (+3.7, -2.9)$  км (Schambeau и др., 2015).

Если принять последнюю оценку диаметра, объем ядра кометы C/1995 O1 составит

$$V = (4\pi/3)(abc) = 1.9 \times 10^{13} \text{ м}^3,$$

где  $a, b, c$  – полуоси эллипсоида. При типичной пористости тела ядра кометы 0.6, оценки плотности, например, комет 67P и 1P, были близки к  $500 \text{ кг/м}^3$ . При такой плотности масса ядра C/1995 O1 должна составлять  $0.925 \times 10^{16} \approx 10^{16}$  кг, что в 43 раз превышает оценку массу кометы Галлея (1P/Halley,  $M_{\text{Hal}} = 2.2 \times 10^{14}$  кг) и в 500 раз превышает массу кометы 67P.

#### ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ КОМЕТЫ C/1995 O1

Благодаря спектрам высокого разрешения, полученным на больших телескопах, был подробно исследован химический состав выбрасываемого материала ядра кометы. Он включал большое число молекул, которые ранее в других кометах не наблюдались, но которые входят в состав больших молекулярных облаков Галактики. Были получены значения производительности ядра C/1995 O1 в обнаруженных компонентах, выраженная в потоке  $Q$  числа молекул/с на гелиоцентрическом расстоянии  $R$  (Гнедин, 1999).

Как видно из табл. 2, такие газы, как  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{HCN}$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{CO}$  наблюдались, когда комета находилась достаточно далеко (на 4-х а. е.) от Солнца (Crovisier и др., 1997 и др.), многие газы комы также наблюдались на больших гелиоцентрических расстояниях в постперигельный период (Biver и др., 1997; 2002).

Большой цикл наблюдений был проведен в период с марта по май 1997 г., когда комета находилась на гелиоцентрическом расстоянии 0.91–1.4 а. е. (ранний постперигельный период), было проведено изучение состава комы кометы Хейла–Боппа с помощью трех наземных радиотелескопов: Caltech Submillimeter Observatory (CSO) on Mauna Kea (Hawaii), the Institut de radioastronomie millimétrique (IRAM) 30-m telescope on Pico Veleta (Spain) and the IRAM interferometer on Plateau de Bure (France). В общей сложности было идентифицировано 22 молекулы, радикалов и ионов, результаты опубликованы в (Biver и др., 1999; Lis и др., 1999; Bockelée-Morvan и др., 1999; 2000). Часть из найденных молекул и ранее определялись в кометных комах ( $\text{CO}$ ,  $\text{HCN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{H}_2\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{CS}$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{HNC}$ ,  $\text{OCS}$ ,  $\text{HNCO}$ ), но некоторые молекулы ( $\text{SO}$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{NH}_2\text{CHO}$ ,  $\text{HCOOH}$ ,  $\text{HCOOCH}_3$ ) а также ион ( $\text{H}_3\text{O}^+$ ) были определены впервые. Особо следует отметить обнаружение такой важной для космобиологии молекулы, как формамид ( $\text{NH}_2\text{CHO}$ ). В этот период скорость дега-

**Таблица 2.** Производительность ядра C/1995 O1

Молекула	$Q$ , молекул/с	$R$ , а. е.
H <sub>2</sub> O	$5 \times 10^{30}$	1.050–0.914
OH	$5 \times 10^{30}$	1.01
CN	$1.5 \times 10^{28}$	1.01
C <sub>2</sub>	$2 \times 10^{28}$	1.01
CO	$3 \times 10^{29}$	1.04
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	$7 \times 10^{27}$	~1.0
OCS	$1.5 \times 10^{28}$	~1.0
HCNC <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	$7 \times 10^{27}$	~1.0
CH <sub>3</sub> OH	$1.1 \times 10^{28}$	3.6
H <sub>2</sub> S	$8 \times 10^{27}$	3.6
CS	$3 \times 10^{26}$	3.6
H <sub>2</sub> CO	$1.5 \times 10^{26}$	3.6
CH <sub>3</sub> CN	$1.1 \times 10^{26}$	3.6
SO <sub>2</sub>	$6 \times 10^{27}$	0.95
HDO	$4 \times 10^{26}$	0.914
CH <sub>3</sub> OCHO	$6 \times 10^{27}$	0.92
Пыль	$3.2 \times 10^5$ кг/с	1.144

**Таблица 3.** Значения относительных обилий основных компонентов комы кометы C/1995 O1 (Хэйла–Боппа) по данным Bockelée-Morvan и др., 2000; Crovisier и др., 2004a, 2004b; Biver и др., 2014

Молекула	Обилие относительно H <sub>2</sub> O, %
HCN	0.25
CO	23
H <sub>2</sub> CO	1.1
CH <sub>3</sub> OH	2.4
HCOOH	0.09
(CH <sub>2</sub> OH) <sub>2</sub>	0.25
HNCO	0.10
NH <sub>2</sub> CHO	0.02
HCOOCH <sub>3</sub>	0.08
CH <sub>3</sub> CHO	0.025
CH <sub>2</sub> OHCHO	<0.04

зации воды составляла от 5 до  $11 \times 10^{30}$  мол с<sup>-1</sup>. Позднее полученные спектры комы дали возможность определить еще две молекулы: ацетальдегид (CH<sub>3</sub>CHO), и этилен гликоль ((CH<sub>2</sub>OH)<sub>2</sub>) (Crovisier и др., 2004). В этой работе приведена также сводная таблица значений верхних пределов относительных мольных содержаний 24 летучих компонентов в комете C/1995 O1 (Хэйла–Боппа)

по данным радио спектроскопии. В данной статье в табл. 3 приведены значения относительных обилий основных компонентов комы кометы Хэйла–Боппа.

Основными летучими веществами комы кометы Хэйла–Боппа, были вода, монооксид и диоксид углерода в соотношении 10 : 6 : 2 (по числу молекул) (Crovisier и др., 1997). CO впервые наблюдалось на  $r \approx 6.8$  а. е. (Jewitt и др., 1996), а CO<sub>2</sub> на  $r \approx 4–5$  а. е. (Crovisier, 1997; Weaver и др., 1997). Столь большое преобладание CO над CO<sub>2</sub>, не характерно для комет, у которых обычно  $Q(\text{CO}_2) \gg Q(\text{CO})$ . У кометы C/1995 O1 CO<sub>2</sub> наблюдалось выделение на  $r = 4.3$  а. е. до перигелия, а его дегазация заканчивается на 4.9 а. е. после перигелия (Crovisier, 1997).

Темп выделения CO и характер его изменения наилучшим образом описывается моделью, согласно которой, в ядре кометы Хэйл–Боппа CO присутствует в основном в виде молекул, захваченных аморфным льдом воды и небольшого количества CO<sub>лед</sub>. На  $r \sim 7$  а. е., когда начинается кристаллизация аморфного льда H<sub>2</sub>O, происходит освобождение CO (Capria et al., 2002). Но по мере приближения к Солнцу выделение CO резко возрастает за счет реакции, происходящей непосредственно в коме. В ней происходит фотохимическое разрушение легколетучих органических молекул, содержание которых в комете весьма велико (DiSanti и др., 1999), с последующим окислением углерода газообразной H<sub>2</sub>O. Этот дополнительный источник носит название “распределенного источника” (Crovisier и др., 1999; DiSanti и др., 1999), который весьма распространен в кометах. Например, источником радикала CN, наблюдаемого в коме C/1995 O1, как было показано в (Irvine и др., 1996; Raue и др., 1997) является родительская молекула HCN. Ее фотолиз происходил, начиная с  $r \sim 4$  а. е., молекула CN является по отношению к ней “дочерней”.

Характерной особенностью состава кометы Хэйла–Боппа является присутствие в ней большого количества летучих органических соединений, в числе которых этан (C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>), ацетилен (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>), диметиловый эфир (C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>O), ацетальдегид (CH<sub>3</sub>CHO), метилформиат (HCOOCH<sub>3</sub>), формальдегид (H<sub>2</sub>CO), метанол (CH<sub>3</sub>OH), муравьиная кислота (CH<sub>3</sub>COOH), а также, что особенно важно при рассмотрении комет как потенциального источника жизни на телах Солнечной системы, органические молекулы, содержащие в своем составе азот: изоциановая кислота (CHNO), метилцианид (C<sub>2</sub>H<sub>3</sub>N), цианоацетилен (HC<sub>3</sub>N), формамид (NH<sub>2</sub>CHO) (данные Crovisier и др., 2004a; 2004b; Bockelée-Morvan и др., 2004).

Среди других газов, в коме кометы Хэйла–Боппа были обнаружены инертные газы, в том



числе аргон (который позднее был также найден в комете 67P/CG, в миссии ROSETTA (Balsiger и др., 2015)) и неон. Ne более летучий, чем аргон, и его содержание оказалось примерно в 25 раз ниже солнечных пропорций, что неудивительно (Krasnopolsky и др., 1997). Ранее Ne в кометных комах не наблюдался.

Определенное сомнение вызывает оценка содержания аргона в комете C/1995 O1 (Stern и др., 2000). Ag был обнаружен в период максимальной активности кометы в ранний постперигельный период, когда она находилась на  $r = 0.915$  а. е., а скорость производства  $H_2O$  составляла  $1.1 \times 10^{31} \text{ с}^{-1}$ . Было определено, что скорость производства аргона составляла  $(1.1 \pm 0.3) \times 10^{29} \text{ с}^{-1}$  (Stern и др., 2000). Дальнейшие построения авторов можно принять лишь как оценочные. Содержание аргона определялось авторами относительно содержания кислорода [O], которое оценивалось из предположения, что  $Q_O = 1.5 \times Q_{H_2O}$ . Тогда в коме кометы значение  $[Ar/O] = (5.8 \pm 1.7) \times 10^{-3}$ . Учитывая, что отношение солнечных обилий  $[Ar/O]_{\odot} = 0.00372$  (Grevesse, Sauval, 1998), был получено, что комета Хэйла–Боппа обогащена аргоном в  $1.8 \pm 0.5$  раза относительно солнечных пропорций. Эта оценка нуждается в уточнении, тем более, что в эксперименте Rosetta значение мольного отношения аргона к воде оказалось на два порядка ниже:  $^{36}Ar/H_2O = (0.1-2.3) \times 10^{-5}$  (Balsiger и др., 2015).

Присутствие таких высоколетучих газов, как аргон и неон, служит косвенным признаком низких (около 20 К) температур, при которых формировалось ядро кометы, но при этом необходимо учитывать, в какой форме происходила аккумуляция рассматриваемого компонента. Что касается Ag, то, опираясь на данные миссии Rosetta (Balsiger и др., 2015), в результате которой была установлена высокая линейная корреляция содержаний в коме кометы  $^{36}Ag$  и другого высоколетучего компонента – молекулярного азота  $N_2$ , можно полагать, что оба этих газа были аккумулярованы в порах аморфного льда воды в условиях плотного молекулярного облака или в дальних регионах околосолнечного диска. Согласно современным динамическим моделям, долгопериодические кометы, подобные C/1995 O1, сформировались за орбитой Нептуна, а в облако Оорта были выброшены вследствие гравитационных процессов в ранней Солнечной системе.

### ИЗОТОПНЫЕ ОТНОШЕНИЯ В КОМЕТЕ C/1995 O1 (HALE-BOPP)

**Изоотопные отношения азота** в кометах впервые были определены в комете C/1995 O1 (Hale-Bopp). Измерения, проводились с помощью ИК телескопа имени Джеймса Кларка Максвелла

(JCMT, Гавайи). Было получено значение соотношения изотопов азота  $^{14}N/^{15}N$  в цианистом водороде (HCN)  $^{14}N/^{15}N = 323 \pm 46$  (Jewitt и др., 1997), что было близко значению  $^{14}N/^{15}N$ , предполагавшееся для протосолнечной небулы ( $^{14}N/^{15}N \approx 460 \pm 100$ ) (Dahmen и др., 1995), но существенно превышавшее значение для земной атмосферы, на тот момент принятое как  $^{14}N/^{15}N = 270$  (Anders, Grevesse, 1989), позднее уточненное в (Jehin и др., 2009)  $^{14}N/^{15}N = 272$ . Однако позже в работе (Arpigny и др., 2003) было сообщено об обнаружении для кометы Hale–Bopp значительного обогащения тяжелым изотопом  $^{15}N$  в радикале CN, наблюдавшегося на частоте 390 нм, в итоге было получено значение  $^{14}N/^{15}N_{CN} = 140 \pm 35$ . Поскольку CN – дочерняя молекула HCN, было пересмотрено и значение  $^{14}N/^{15}N$  в молекуле HCN. Коррекция, внесенная в работе (Bockelée-Morvan и др., 2008) в данные (Jewitt и др., 1997), дала значение  $^{14}N/^{15}N_{HCN}$  близкое  $^{14}N/^{15}N_{CN}$ . В дальнейшем значения  $^{14}N/^{15}N$ , подобные C/1995 O1, как в молекуле HCN, так и в радикале CN были получены еще в 22 кометах разных динамических типов, для которых было определено  $^{14}N/^{15}N_{CN} = 147.8 \pm 5.7$  (Manfroid и др., 2009), что почти вдвое ниже земного значения.

**Изоотопные отношения углерода.** Одновременно с определением  $^{14}N/^{15}N_{HCN}$  и  $^{14}N/^{15}N_{CN}$  проводились измерения соотношений изотопов углерода  $^{12}C/^{13}C$  в HCN кометы C/1995 O1 (Хейл–Бопп). Было получено  $^{12}C/^{13}C_{HCN} = 111 \pm 12$  (Jewitt и др., 1997). Позже эти данные были пересмотрены, в результате чего получено  $^{12}C/^{13}C_{HCN} = 94 \pm 8$  и  $^{12}C/^{13}C_{CN} = 91.0 \pm 3.6$  (Manfroid-09) что в пределах ошибки согласуется со значениями  $^{12}C/^{13}C = 89$  для Солнечной системы (Anders, Grevesse, 1989).

**Изоотопные отношения серы** в комете Hale-Bopp были измерены в моносульфиде углерода, CS. Значение  $C^{32}S/C^{34}S = 27 \pm 3$  (Jewitt и др., 1997) лежит между солнечной величиной 22.6 (Anders, Grevesse, 1989) и значением для межзвездной среды  $32 \pm 5$  (Chin и др., 1996). Соотношение изотопов серы было определено также в молекуле  $H_2S$ , которое оказалось существенно более низким, чем  $C^{32}S/C^{34}S$  и ниже земной величины, составляющей  $22 \pm 2$ :  $H_2^{32}S/H_2^{34}S = 17 \pm 4$  (Crovisier и др., 2004).

**Изоотопные отношения водорода в молекуле воды** особенно важны при построении моделей образования и эволюции Солнечной системы, а также происхождения воды и других летучих на планетах земной группы. В комете Hale–Bopp было обнаружено относительно высокое содержание дейтерия: по данным (Meier, Owen, 1999) значение отношения  $D/H_{H_2O} = (3.3 + 0.8) \times 10^{-4}$ , а по результатам (Crovisier и др., 2004)  $D/H_{H_2O} =$

$(4.1 + 1.0) \times 10^{-4}$ . Неопределенность последнего значения включает 10% неопределенности в значениях  $Q$  [ $H_2O$ ]. Таким образом,  $D/N$  в молекуле воды в долгопериодической комете C/1995 O1 (Hale–Bopp) в 2–3 раза больше земного стандарта океанической воды ( $D/N_{SMOW} = 1.56 \times 10^{-4}$ ) и близко значению  $D/N$  для других долгопериодических комет. Согласно представлениям о возникновении льдов в туманностях, отношение  $D/N_{H_2O}$  в комете Хейла–Боппа, присутствие аргона и неона, а также характер газовой выделенности  $CO$  указывают, что лед  $H_2O$  кометы, также как и льды других летучих, вероятнее всего формировались в межзвездном облаке, а не в протопланетном диске.

Как уже отмечалось выше, ядро кометы Хейла–Боппа обладали необычно высокой производительностью летучих. По оценке (Sekanina, Kracht, 2017), за один оборот кометы C/1995 O1 массовая потеря ею основных летучих соединений ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CO$ ) составляет  $3.4 \times 10^{15}$ ,  $1.1 \times 10^{15}$  и  $0.8 \times 10^{15}$  г соответственно, при этом массовая потеря 18-ти легколетучих органических соединений составляет  $\sim 0.7 \times 10^{15}$  г, т.е. более 11 мас. %. Таким образом суммарная потеря вещества ядром кометы Хейла–Бопп за счет высоколетучих соединений за один оборот составила  $6.0 \times 10^{15}$  г, причем доля воды составляет менее 60 мас. %.

Но еще большую массу комета теряла в виде пыли, потеря которой по массе превышала производительность летучих в 7–8 раз (Sekanina, Kracht, 2017). Ее присутствие в коме после прохождения перигелия фиксировалось даже на радиальных расстояниях около 30-ти а. е. (Szabó и др., 2012). Основную массу кометной пыли, помимо силикатной компоненты, составляли тяжелые органические соединения с низкой летучестью, в состав которых входило 6 и более атомов углерода, например,  $C_6H_4(CH)_2$ ,  $C_6H_4(NH_2)_2$ ,  $C_6H_4CNOOH$  и другие. Если принять величину указанных потерь пыли и летучих, согласно оценкам (Sekanina, Kracht, 2017), а массу ядра, как было рассчитано выше  $10^{19}$  г, то общая потеря массы вещества за один оборот кометы Хейла–Бопп составила чуть менее 0.5% массы ядра кометы.

### ВРАЩЕНИЕ ЯДРА КОМЕТЫ C/1995 O1

Одним из основных параметров динамики кометного ядра является угловая скорость его вращения. Детальный теоретический анализ эволюции вращения кометных ядер выполнили А. Нейштадт и его коллеги (Нейштадт и др., 2002). Авторы, в частности, отмечали: "...конечный тренд заключается в том, что угловой момент должен линейно возрастать со временем для ядра кометы, подверженного действию реактивных моментов. Эволюция кометы (ее асимптотическое развитие) приво-

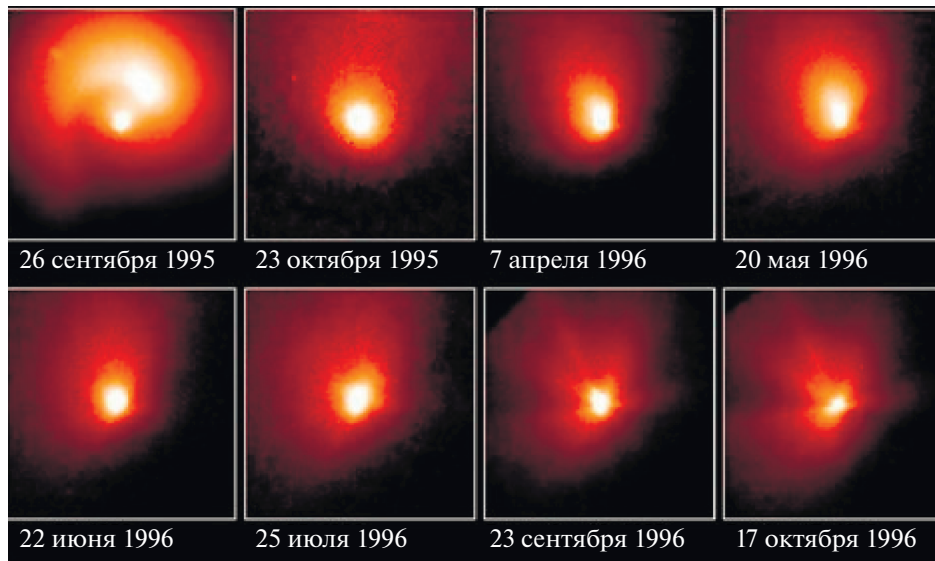
дит к случайному разрушению. Такие кометы наблюдаются относительно часто и рассматриваются как естественное явление".

Вращение ядра кометы Хейла–Боппа иллюстрирует рис. 10 – снимки, сделанные широкоугольной камерой космического телескопа им. Хаббла. На снимках видны изменения положения комы и выбросов газопылевой среды. Из-за высокой активности кометы, случайное направление выбросов отчасти маскирует вращение ядра, а протяженная среда комы маскирует и сами выбросы и усложняет определение угловой скорости ядра. Тем не менее, интенсивный выброс, образующий виток спирали, был хорошо виден 25 сентября 1995 г. (первый кадр рис. 10).

Ядра комет подвергаются реактивным воздействиям выбрасываемых пылевых и газовых струй. Заметный эффект от реактивных воздействий испытывают, главным образом, ядра малой массы. Комету C/1995 O1-видимому, можно отнести к молодым, масса ее велика, тем не менее, огромная масса ее потерь также может создать заметный реактивный эффект. Что касается возможного разрушения, из-за относительно быстрого вращения и больших размеров, напряжения от центробежных сил в ядре довольно значительны. Но значительны и противостоящие гравитационные силы. Чтобы выполнить подробные расчеты, необходимо знать не только угловую скорость вращения ядра, но и его форму.

В определении вращения ядра кометы C/1995 O1 были получены постепенно уточняющиеся результаты. В работе Licandro и др. (1998) в ближней инфракрасной области спектра в коме наблюдались три структуры типа спиральных струй. Наблюдения охватили несколько полных периодов вращения ядра, с 1 апреля по 28 апреля 1997 г. Авторы заключили, что наблюдаемые структуры, в основном, являются именно пылевыми струями. Период вращения ядра  $11.35 \pm 0.05$  ч определялся путем сравнения струй на изображениях, полученных в разные ночи, в одинаковых фазах вращения. Использовался поиск периодичности угла положения максимальной интенсивности пылевой комы вокруг ядра. Наилучшее значение периода вращения составило  $11.34 \pm 0.02$  ч. Изменений периода вращения из-за прецессионных эффектов обнаружено не было. Авторы отмечают хорошее согласие полученных результатов с периодами вращения, сообщаемых другими группами исследователей.

В работе группы К.И. Чурюмова (Churyumov и др., 1995) был получен период  $11.41 \pm 0.05$  ч, что близко к последующим результатам Licandro и др. (1998), по наблюдениям, полученным в апреле 1997 г. Но за 2 месяца до того, в марте 1997 г., было обнаружено, что в промежутке с февраля по март, признаки, по которым определялось вращение



**Рис. 10.** Снимки, сделанные широкоугольной камерой космического телескопа им. Хаббла (HST) в период, предшествующий прохождению перигелия (сентябрь 1995–октябрь 1996). Съемка была прекращена в октябре 1996 г. из соображений защиты камер телескопа от прямых лучей Солнца (NASA press release ID: STScI-1997-08). Интенсивные односторонние выбросы можно видеть на первом кадре (снимок сделан 26 сентября 1995 г.).

ядра кометы, изменили направление вращения на противоположное (Гнедин, 1999). В тот же период были выполнены наблюдения с аппаратов HST и IUE. Если учесть огромную массу ядра C/1995 O1 (оценка  $10^{16}$  кг приведена выше), изменение направления вращения представляется невозможным. Тем не менее, сообщение обсуждалось; наиболее вероятно, что эффект был связан с местным изменением направления выбросов, определяемым локальными особенностями участков поверхности ядра. (Изменение направления выбросов наблюдалось неоднократно, например, у кометы 67P/CG в 2015 г.) Предлагалось другое объяснение особенностей вращения, связанное с уже упоминавшимся предполагаемым спутником ядра кометы (Секанина, 1997; 1998). Работа была основана на теоретических исследованиях, и автор не ссылаясь на какие-либо непосредственные наблюдения вторичного ядра. Было заявлено, однако, что ядро спутника должно было иметь диаметр 30 км, при размере главного ядра 70 км, расстояние между ними 180 км и период взаимного обращения 3 сут. Для объяснения наблюдавшегося характера выбросов пылевых струй было также предположено наличие у кометы двойного ядра. Автор приводил уточненный период вращения: 11 ч 20 мин.

В работе Licandro и др. (1998), в наблюдениях длительностью около 10 дней, изменений периода вращения найдено не было. Авторы отмечают, что временные ограничения наблюдений не позволяют, тем не менее, утверждать, что такие вариации не существуют.

Пылевые и газовые струи от активных областей на поверхности вращающегося ядра нерегулярно воздействуют на его угловую скорость. Моделирование сил реакции, воздействующих на ядро от выбрасываемых газопылевых масс, показывает, что в некоторых случаях реакция может несколько изменять угловую скорость вращения ядра. Представляется, что для массивного ядра C/1995 O1 эффект реакции струй не может быть существенным. Однако это не так. На снимках (рис. 6, 7) интенсивные выбросы расположены несимметрично. Если произвольно принять, что всего  $10^{-6}$  потерянной массы ( $3 \times 10^7$  кг) было выброшено преимущественно в одном (экваториальном) направлении с указанной выше скоростью  $v_g = 330$  м/с, изменение угловой скорости  $\omega$  ядра можно оценить через потерю (или добавку) энергии  $\Delta E = 2 \times 10^{12}$  Дж к энергии  $E$  вращения ядра. Соответственно, энергия  $E$ , запасенная вращающимся условно сферическим ядром есть:

$$E = I\omega^2/2 = 1.3 \times 10^{16} \text{ Дж},$$

(момент инерции  $I = 2/5MR^2$ , эквивалентный радиус  $R = 16.5$  км, масса  $M = 10^{16}$  кг и угловая скорость  $\omega_0 = 2\pi/T$ ). Соответственно, изменение угловой скорости ядра составит

$$\omega/\omega_0 = (\Delta E/E)^{1/2} = 1.3\%,$$

величину достаточно заметную для измерений.

Период вращения ядра кометы Хейла–Боппа значительно короче периода ядра кометы Галлея (11.34 и 52 ч соответственно). Вращение определяет напряжения  $F$  от центробежных сил в равно-

весном сечении  $S$  от всех элементов массы  $M_i$ , которые составляют:

$$F = \Sigma M_i R \omega^2 / S.$$

Так как комета Хейла–Боппа намного больше и по размерам  $R$ , и по массе  $M$ , а скорость ее вращения  $\omega$  в 4.5 раз больше, центробежные силы, создаваемые вращением, различаются примерно в 700 раз (по сравнению с кометой Галлея) и в некоторых сечениях могут быть близки к разрушающим. Однако для подробных расчетов необходимы сведения о форме ядра, которая остается неизвестной.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрены некоторые свойства кометы Хейла–Боппа C/1995 O1, которая обладает гигантским ядром, высокой активностью газопылевых джетов, а также многими впервые обнаруженными в составе кометы молекулами и высокой производительностью паров воды, монооксида и двуоксида углерода, карбонил сульфида, цианидов и других составляющих. Она содержит большое количество летучих органических соединений, частичное окисление которых в коме, происходящее на радиальных расстояниях, близких перигелию, является дополнительным распределенным источником CO. В коме кометы C/1995 O1 (Hale–Bopp) были первые измерены значения изотопных соотношений  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  и  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  в молекулах HCN и CN, а также значение  $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$  в молекулах CS и  $\text{H}_2^{32}\text{S}$ . Впоследствии значения этих отношений определялись во многих кометах. Были определены значения отношения D/H в молекуле воды, которое оказалось в 2–3 раза больше земного стандарта океанической воды и близко значению D/H для других долгопериодических комет.

Комета обладает рекордной производительностью пыли. Один из выводов заключается в том, что поверхность ядра, вероятно, “молодая”, сохранила большое количество конденсированных летучих и мало подвергалась воздействию солнечной радиации. Интенсивные выбросы создают потери, достигающие  $3 \times 10^{13}$  кг за одно прохождение перигелия. Сделана попытка оценить массу ядра кометы Хейла–Боппа, которая должна быть близка к  $10^{16}$  кг или более. На основе снимков со спиральными галосами и снимков в поляризованном свете определена примерная скорость истечения газопылевых выбросов, которая лежит, в основном, в пределах 290–350 м/с. Рассмотрено суммарное влияние выбросов на динамику ядра. Расчеты сравниваются с некоторыми результатами, приведенными в статьях тематического сборника Earth, Moon and Planets (2002. Т. 89. № 1–4). Эти и другие материалы, частично рассмотренные в статье, представляют подробные исследования

этой необычной кометы, которую, по-видимому, можно считать “молодой” массивной кометой в начале ее орбитальной, физической и химической эволюции.

Работа выполнена при частичной поддержке Программами Президиума РАН П12, П17 и П28.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гнедин Ю.Н. Астрономические наблюдения кометы века: Новые, неожиданные результаты // Соросовский образовательный журнал. 1999. № 6. С. 82–89.
- Ксанфомалити Л.В. Сравнение некоторых характеристик комет 1P/Галлея и 67P/Чурюмова–Герасименко, по данным аппаратов *VEGA* и *ROSETTA* // Астрон. вестн. 2017. Т 51. № 3. С. 225–242.
- Arpigny C., Jehin E., Manfroid J., Hutsemékers D., Schulz R., Stüwe J.A., Zucconi J.-M., Ilyin I. Anomalous nitrogen isotope ratio in comets // Science. 2003. V. 301. P. 1522–1524.
- A’Hearn M.F., Millis R.L., Schleicher D.G., Osip D.J., Birch P.V. The Ensemble Properties of Comets: Results from Narrowband Photometry of 85 Comets, 1976–1982 // *Icarus*. 1995. V. 118. P. 223–270.
- Anders E., Grevesse N. Abundances of the elements: meteoritic and solar // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 1989. V. 53. P. 197–214.
- Bailey M.E., Emel’yanenko V.V., Hahn N.W., Harris K.A., Hughes K.A., Muinonen K., Scotti J.V. Orbital evolution of Comet 1995 O1 Hale–Bopp // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1996. V. 281. № 3. P. 916–924.
- Biver N., Bockelée-Morvan D., Colom P., Crovisier J., Germain B., Lellouch E., Davies J.K., Dent W.R.F., Moreno R., Paubert G. and 13 coauthors. Long-Term Evolution of the Outgassing of Comet Hale–Bopp from Radio Observations // *Earth, Moon, and Planets*. 1997. V. 78. Iss. 1–3. P. 5–11.
- Biver N., Bockelée-Morvan D., Colom P., Crovisier J., Henry F., Lellouch E., Winnberg A., Johansson L.E.B., Gunnarsson M., Rickman H., and 13 coauthors. The 1995–2002 Long-Term Monitoring of Comet C/1995 O1 (Hale–Bopp) at Radio Wavelength // *Earth, Moon, and Planets*. 2002. V. 90. Iss. 1–4. P. 5–14.
- Biver N., Bockelée-Morvan D., Debout V., Crovisier J., Boisvister J., Lis D.C., Dello Russo N., Moreno R., Colom P., Paubert G., Vervack R., Weaver H.A. Complex organic molecules in comets C/2012 F6 (Lemmon) and C/2013 R1 (Lovejoy): detection of ethylene glycol and formamide // *Astron. and Astrophys.* 2014. V. 566. L5.
- Bockelée-Morvan D., Lis D.C., Wink J.E., Despois D., Crovisier J., Bachiller R., Benford D.J., Biver N., Colom P., Davies J.K., and 8 coauthors. New Molecules Found in Comet C/1995 O1 (Hale–Bopp): Investigating the Link between Cometary and Interstellar Material // *Astron. and Astrophys.* 2000. V. 353. P. 1101–1114.
- Bockelée-Morvan D., Wink J., Despois D., Colom P., Biver N., Crovisier J., Gautier D., Gérard E., Lellouch E., Moreno R., and 4 coauthors. A Molecular Survey of Comet C/1995 O1 (Hale–Bopp) at the IRAM Telescopes // *Earth Moon Planets*. 1997. V. 78. P. 67.
- Bockelée-Morvan D., Biver N., Jehin E., Cochran A.L., Wisemeyer H., Manfroid J., Hutsemékers D., Arpigny C.,

- Boissier J., Cochran W., and 8 coauthors.* Large excess of heavy nitrogen in both hydrogen cyanide and cyanogen from comet 17P/Holmes // *Astrophys. J. Lett.* 2008. V. 679. L49–L52.
- Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Mumma M.J., Weaver H.A.* The Composition of Cometary Volatiles // *Comets II / Ed. Festou M.C., Keller H.U., Weaver H.A.* Tucson: Univ. Arizona, 2004. P. 391–423.
- Capria M.T., Coradini A., de Sanctis M.C.* C/1995 O1 Hale–Bopp: Short and Long Distance activity from a Theoretical Model // *Earth, Moon, and Planets.* 2002. V. 90. Iss. 1–4. P. 217–225.
- Cevolani G., Bortolotti G.* Debris from Comet Halley, Comet's Mass Loss and Age // *Nuovo Cimento Note Brevi.* 1987. V. 10 C. № 5. P. 587–591.
- Chin Y.-N., Henkel C., Whiteoak J.B., Langer N., Churchwell E.B.* Interstellar sulfur isotopes and stellar oxygen burning // *Astron. and Astrophys.* 1996. V. 305. P. 960–969.
- Cochran A.L., Cochran W.D., Barker E.S.* N<sub>2</sub>(+) and CO+ in comets 122P/1995 S1 (deVico) and C/1995 O1 (Hale–Bopp) // *Icarus.* 2000. V. 146. № 2. P. 583–593.
- Combi M.* Hale–Bopp: What makes a big comet different? Coma dynamics: Observations and theory // *Earth, Moon, and Planets.* 2002. V. 89. № 1. P. 73–90.
- Cremonese G., Boehnhardt H., Crovisier J., Fitzsimmons A., Fulle M., Licandro J., Pollacco D., Rauer H., Tozzi G.P., West R.M.* Neutral Sodium from Comet Hale–Bopp: A Third Type of Tail // *Astrophys. J. Lett.* 1997. V. 490. L199–L202.
- Crovisier J., Leech K., Bockelée-Morvan D., Brooke T.Y., Hanner M.S., Altieri B., Keller H.U., Lellouch E.* The spectrum of comet hale-bopp (C/1995 O1) observed with the infrared space observatory at 2.9 astronomical units from the sun // *Science.* 1997. V. 275. P. 1904–1907.
- Crovisier J., Bockelée-Morvan D.* Remote observations of the composition of cometary volatiles // *Space Sci. Rev.* 1999. V. 90. P. 19–32.
- Crovisier J., Bockelée-Morvan D., Biver N., Colom P., Despois D., Lis D.C.* Ethylene glycol in comet C/1995 O1 (Hale–Bopp) // *Astron. and Astrophys.* 2004a. V. 418. L35–L38.
- Crovisier J., Bockelée-Morvan D., Colom P., Biver N., Despois D., Lis D.C., and the Team for target-of-opportunity radio observations of comets.* The composition of ices in comet C/1995 O1 (Hale–Bopp) from radio spectroscopy. Further results and upper limits on undetected species // *Astron. and Astrophys.* 2004b. V. 418. P. 1141–1157.
- Churyumov K.I., Evtushevsky O.M., Kravtsov F.I.* Motion of the near-nucleus shells of comet Hale–Bopp and rotation of its nucleus // *Proc. IAU.* 1999. Coll. 173. P. 265–268.
- Fernandez Y.R.* The Nucleus of Comet Hale–Bopp (C/1995 O1): Size and Activity // *Earth, Moon, and Planets.* 2002. V. 89. № 1. P. 3–25.
- Dahmen G., Wilson T.L., Matteucci F.* The nitrogen isotope abundance in the galaxy. 1: the galactic disk gradient // *Astron. and Astrophys.* 1995. V. 295. P. 194–198.
- DiSanti M.A., Mumma M.J., Dello Russo N., Magee-Sauer K., Novak R., Rettig T.W.* Identification of two sources of carbon monoxide in comet Hale–Bopp // *Nature.* 1999. V. 399. P. 622–665.
- Ganesh S., Joshi U.C., Baliyan K.S., Deshpande M.R.* Polarimetric observations of the comet Hale–Bopp // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1998. V. 129. P. 489–493.
- Irvine W.M., Bockelée-Morvan D., Lis D.C., Matthews H.E., Biver N., Crovisier J., Davies J.K., Dent W.R.F., Gautier D., Godfrey P.D. and 8 coauthors.* Spectroscopic evidence for interstellar ices in comet Hyakutake // *Nature.* 1996. V. 383. P. 418–420.
- Jehin E., Manfroid J., Hutsemékers D., Arpigny C., Zucconi J.-M.* Isotopic ratios in comets: status and perspectives // *Earth, Moon, and Planets.* 2009. V. 105. P. 167–180.
- Jewitt D., Senay M., Matthews H.* Observations of Carbon Monoxide in Comet Hale–Bopp // *Science.* 1996. V. 271. P. 1110–1113.
- Jewitt D.C., Matthews H.E., Owen T., Meier R.* Measurements of <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C, <sup>14</sup>N/<sup>15</sup>N, and <sup>32</sup>S/<sup>34</sup>S ratios in comet Hale–Bopp (C/1995 O1) // *Science.* 1997. V. 278. P. 90–93.
- Jewitt D., Matthews H.* Particulate Mass Loss from Comet Hale–Bopp // *Astronomical J.* 1999. V. 117. № 2. P. 1056–1062.
- Jones T.J., Gehrz R.D.* Infrared Imaging Polarimetry of Comet C/1995 O1 (Hale–Bopp) February // *Icarus.* 2000. V. 143. № 2. P. 338–346.
- Krasnopolsky V.A., Mumma M.J., Abbott M., Flynn B.C., Meech K.J., Yeomans D.K., Feldman P.D., Cosmovici C.B.* Detection of Soft X-rays and a Sensitive Search for Noble Gases in Comet Hale–Bopp (C/1995 O1) // *Science.* 1997. V. 277. P. 1488–1491.
- Ksanfomality L.* Comets // *Oxford Research Encyclopedia of Planetary Science.* Oxford University Press. 2018. <https://oxfordre.com/planetaryscience/view/10.1093/acrefore/9780190647926.001.0001/acrefore-9780190647926-e-21>
- Keller H.U., Arpigny C., Barbieri C., Bonnet R.M., Cazes S., Coradini M., Cosmovici C.B., Delamere W.A., Huebner W.F., Hughes D.W. and 8 coauthors.* First Halley Multi-colour Camera Imaging Results from Giotto // *Nature.* 1986. V. 321. P. 320–326.
- Licandro J., Rubio L.R.B., Boehnhardt H., Casas R., Göetz B., Gómez A., Jorda L., Kidger M.R., Osip D., Sabalisk N. and 4 coauthors.* The Rotation Period of C/1995 O1 (Hale–Bopp) // *Astrophys. J.* 1998. V. 501. L221–L225.
- Lis D.C., Mehringer D., Benford D., Gardner M., Phillips T.G., Bockelée-Morvan D., Biver N., Colom P., Crovisier J., Despois D., Rauer H.* New Molecular Species in Comet C/1995 O1 (Hale–Bopp) Observed with the Caltech Submillimeter Observatory // *Earth, Moon, and Planets.* 1997. V. 78. Issue 1–3. P. 13–20.
- Manfroid J., Jehin E., Hutsemékers D., Cochran A., Zucconi J.-M., Arpigny C., Schulz R., Stüwe J.A., Ilyin I.* The CN isotopic ratios in comets // *Astron. and Astrophys.* 2009. V. 503. P. 613–624.
- McCarthy D.W., Stolovy S.R., Campins H., Larson S., Samarasinha N.H., Kern S.D.* Comet Hale–Bopp in outburst: Imaging the dynamics of icy particles with HST/NICMOS // *Icarus.* 2007. V. 189. № 1. P. 184–195.
- McDavid D.* APOD (Astronomy Picture of the Day) April 25, 1997. <https://apod.nasa.gov/apod/ap970425.html>
- Meech K.J.* Setting the scene: what did we know before Rosetta? // *Philos. Trans. Royal Soc.* 2017. A. V. 375. Iss. 2097. id.20160247.
- Meier R., Owen T.C.* Cometary Deuterium // *Space Sci. Rev.* 1999. V. 90. № 1–2. P. 33–43.

- Mendis D.A.* A Postencounter view of comets // *Annu. Rev. of Astron. Astrophys.* 1988. V. 26. P. 11–49.
- Miles R., Faillace G.A., Mottola S., Raab H., Roche P., Soulier J.-F., Watkins A.* Anatomy of outbursts and quiescent activity of Comet 29P/Schwassmann-Wachmann // *Icarus*. 2016. V. 272. P. 327–355.
- Moore P.* Comet Hale Bopp, The Great Comet of 1997 // *BBC, The Sky at Night*, 14 Aug 2017. <https://www.youtube.com/watch?v=HtZN9QMUNqU> (Your Tube)
- Neishtadt A.I., Scheeres D.J., Sidorenko V.V., Vasiliev A.A.* Evolution of Comet Nucleus Rotation // *Icarus*. 2002. V. 157. P. 205–218.
- Rauer H., Arpigny C., Boehnhardt H., Colas F., Crovisier J., Jorda L., Küppers M., Manfroid J., Rembor K., Thomas N.* Optical observations of comet Hale-Bopp (C/1995 O1) at large heliocentric distances before perihelion // *Science*. 1997. V. 275. P. 1909–1912.
- Rodgers S.D., Charnley S.B.* Organic synthesis in the coma of Comet Hale–Bopp? // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2002. V. 320. № 4. P. L61–L64.
- Szabó Gy. M., Kiss L.L., Sárneczky K.* Cometary Activity at 25.7 AU: Hale-Bopp 11 Years after Perihelion // *Astrophys. J. Lett.* 2008. V. 677. Iss. 2. P. L121.
- Szabó Gy. M., Kiss L.L., Pál A., Kiss C., Sárneczky K., Juhász A., Hogerheijde M.R.* Evidence for fresh frost layer on the bare nucleus of comet Hale-Bopp at 32 AU distance // *Astrophys. J.* 2012. V. 761: 8 (7 p.)
- Sekanina Z.* Detection of a Satellite Orbiting The Nucleus of Comet Hale–Bopp (C/1995 O1) // *Earth, Moon, and Planets*. 1997. V. 77. № 3. P. 155–163.
- Sekanina Z.* Modeling Dust Halos in Comet Hale-Bopp (1995 O1): Existence of Two Active Nuclei Unequivocally Implied // *Astrophys. J.* 1998. V. 509. L133–L136.
- Sekanina Z., Kracht R.* 2017. Orbital evolution, activity, and mass loss of comet c/1995 O1 (HALE-BOPP). I. Close encounter with Jupiter in third millennium BCE and effects of outgassing on the comet’s motion and physical properties // *Earth and Planet. Astrophys. (astro-ph.EP)* arXiv:1703.00928.
- Schambeau C.A., Fernández Y.R., Lisse C.M., Samarasinha N., Woodney L.M.* A new analysis of Spitzer observations of Comet 29P/Schwassmann–Wachmann 1 // *Icarus*. 2015. V. 260. P. 60–72.
- Simpson J.A., Tuzzolino A.J., Ksanfomalality L.V., Sagdeev R.Z., Vaisberg O.L.* Confirmation of dust clusters in the coma of Comet Halley // *Adv. Space Res.* 1989. V. 9. № 3. P. 259–262.
- Simpson J.A., Tuzzolino A.J., Ksanfomalality L.V., Sagdeev R.Z.* DUCMA measurements of comet Halley dust mass spectra based on post-encounter calibration / *Asteroids. Comets. Meteors. III* / Eds. Lagerkvist C.I. et al. Uppsala Reprocentralen HSC. 1990. P. 435–438.
- Stern S.A., Slater D.C., Festou, M.C., Parker J.W., Gladstone G.R., A’Hearn M.F., Wilkinson E.* The Discovery of Argon in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) // *Astrophys. J.* 2000. V. 544. № 2. P. L169–L172.
- Szabo Gy. M., Sarneczky K., Kiss L.L.* Frozen to death? Detection of comet Hale-Bopp at 30.7 AU // *Astron. and Astrophys.* 2011. V. 531. id. A11. 4 pp.
- Szabo Gy. M., Kiss L.L., Sarneczky K.* Cometary Activity at 25.7 AU: Hale-Bopp 11 Years after Perihelion // *Astrophys. J. Lett.* 2008. V. 677. Iss. 2. P. L121.
- Weaver H.A., Feldman P.D., A’Hearn M.F., Arpigny C., Brandt J.C., Festou M.C.* The Activity and Size of the Nucleus of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1) // *Science*. 1997. V. 275. № 5308. P. 1900–1904.

УДК 523-52

## ДЖИНСОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДОПЛАНЕТНОГО ГАЗОВОГО ОБЛАКА С ИЗЛУЧЕНИЕМ В НЕЭКСТЕНСИВНОЙ СТАТИСТИЧЕСКОЙ КИНЕТИКЕ ТСАЛЛИСА

© 2020 г. А. В. Колесниченко\*

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*

*\*e-mail: kolesn@keldysh.ru*

Поступила в редакцию 17.10.2019 г.

После доработки 22.10.2019 г.

Принята к публикации 31.10.2019 г.

В рамках статистики Тсаллиса исследуется влияние неэкстенсивности среды на критерий гравитационной неустойчивости Джинса для самогравитирующего допланетного облака, вещество которого состоит из смеси совершенного  $q$ -газа и чернотельного излучения. Обобщенные критерии неустойчивости Джинса найдены из соответствующих дисперсионных соотношений, полученных как для покоящегося однородного облака с излучением, так и для вращающегося допланетного облака. Получен также интегральный обобщенный критерий устойчивости Чандрасекхара для гравитирующего сферического облака. Представленные результаты анализируются для различных значений параметров деформации  $q$ , размерности  $D$  пространства скоростей икоэффициента  $\beta$ , характеризующего долю излучения в полном давлении системы. Показано, что излучение стабилизирует вещество неэкстенсивных допланетных облаков, а для вращающихся облаков критерий неустойчивости Джинса модифицируется силой Кориолиса только в поперечном режиме распространения волн возмущения.

**Ключевые слова:** критерии Джинса и Чандрасекхара, допланетное облако, чернотельное излучение, неэкстенсивная кинетика Тсаллиса

**DOI:** 10.31857/S0320930X20020048

### ВВЕДЕНИЕ

Как теперь стало понятно, статистическая механика Больцмана–Гиббса и стандартная термодинамика не являются вполне универсальными теориями, поскольку они имеют ограниченные области применимости. Это связано, в частности, с тем, что в основе статистики Больцмана–Гиббса лежит постулат о полном перемешивании потока “фазовых точек” в фазовом пространстве (гипотеза молекулярного хаоса). Это означает, что любой выделенный объем приобретает по истечении времени  $t \rightarrow \infty$  настолько хорошо развитую хаотическую структуру, что его точки могут располагаться в произвольной части фазового пространства. Таким образом, фазовое пространство в классической статистике не содержит запрещенных состояний и обладает обычными свойствами непрерывности, гладкости, евклидовости. При этом стохастический процесс имеет марковский характер, а гипотеза перемешивания, дополненная предположением о бесконечном числе степеней свободы, приводит, в конечном счете, к каноническому (экспоненциальному) распределению вероятности состояний Больцмана–Гиббса, из которого следует свойство аддитивности экстенсивных термодинамических переменных, таких

как внутренняя энергия, энтропия и т.п., а в случае кинетической теории — к максвелловскому распределению скоростей.

Вместе с тем, в физике и в других естественных науках, использующих методы статистической механики, известны многочисленные примеры аномальных систем с дальним силовым взаимодействием, фрактальным характером фазового пространства и значительными корреляциями между отдельными их частями. Сложная пространственно-временная структура подобных систем приводит к нарушению принципа аддитивности для таких важнейших термодинамических величин, как энтропия или внутренняя энергия.

Описание эволюции подобных систем, обладающих произвольным фазовым пространством, возможно, в частности, в рамках так называемой неэкстенсивной статистической механики Тсаллиса<sup>1</sup> (см. Tsallis, 1988; 1999; 2009; Curado, Tsallis,

<sup>1</sup> Обзорам исследований в рамках неэкстенсивной статистики Тсаллиса посвящены многочисленные журнальные статьи, сборники и монографии. Кроме этого, имеется постоянно обновляющаяся полная библиография (Nonextensivestatisticalmechanicsandthermodynamics: Bibliography/ <http://tsallis.cat.cbpf.br/biblio.htm>), которая на сегодняшний день состоит из более 5600 ссылок.

1991; Tsallis и др., 1998; Колесниченко, 2019), которая интенсивно развивается в последнее время в основном зарубежными авторами. Важным преимуществом неэкстенсивной статистики по сравнению с классической статистикой Больцмана—Гиббса является асимптотический степенной закон распределения вероятностей.

В настоящее время теории разнообразных неэкстенсивных систем развиваются в ускоренном темпе, при котором появляются новые идеи, позволяющие глубже понять их природу, возможности и ограничения. Каждая теория имеет широкий спектр важных приложений, связанных с физикой статистических систем, вероятностные свойства которых описываются негиббсовыми (негауссовыми), а степенными распределениями. В частности, неэкстенсивная статистическая механика успешно применяется к космическим системам с дальним силовым взаимодействием, которое и является причиной иханомальности (статистической и термодинамической неэкстенсивности).

В работе (Kolesnichenko, Chetverushkin, 2013) в рамках формализма деформированной статистики Тсаллиса была сконструирована на основе модифицированного кинетического уравнения (с интегралом столкновений в форме Бхатнагара—Гросса—Крука) обобщенная гидродинамика (так называемая  $q$ -гидродинамика Навье—Стокса), пригодная для моделирования подобных систем. Именно на основе этой гидродинамики в данной работе мы рассмотрим проблему гравитационной неустойчивости Джинса для протяженного газопылевого облака, заполнявшего все пространство современной солнечной системы, с учетом чернотельной радиации и влияния магнитного поля на критическую длину волны возмущения, ведущей к неустойчивости.

Гравитационная неустойчивость является фундаментальным процессом фрагментации гравитирующего космического вещества. Она вызывает формирование устойчивых астрофизических объектов, таких как звезды, туманности, допланетные пылевые сгущения, аккреционные диски и т.д. (см., Jeans, 1902; 2009; Chandrasekhar, 1981; Сафонов, 1969; Горькавый, Фридман, 1994; Фридман, Хоперсков, 2011). Хорошо известно, что самогравитирующая космическая среда становится гравитационно-неустойчивой, если возникшие в ней сколь угодно малые возмущения плотности неограниченно растут со временем вследствие тяготения, и равновесие нарушается, если соответствующие длины волн превышают определенное значение. Проблеме гравитационной неустойчивости в последнее время посвящено большое число публикаций, среди которых можно выделить следующие работы (Chandrasekhar, Fermi, 1953; Bonnor, 1957; Hunter, 1972; Goldreich, Lynden-Bell, 1965; Low, Lynden-Bell, 1976; Shakura, Sunyaev, 1976; Camenzind и др., 1986; Cadez, 1990; Pandey,

Avinash, 1994; Owen и др., 1997; Tsiklauri, 1998; Mace и др., 1998; Lima и др., 2002; Radwan, 2004; Triggerи др., 2004; Sakagami, Taruya, 2004; Shukla, Stenflo, 2006; Tsintsadze и др., 2008; Masood и др., 2008; Cadez, 2010; Dhiman, Dadwal, 2012; Fridman, Polyachenko, 1984; 2012; Kaothekar, Chhajlani, 2013; Joshi, Pensia, 2017; Pensia и др., 2018; Kumar и др., 2018; Колесниченко, 2015; 2016; 2018; 2019; Kolesnichenko, Marov, 2014; 2016). Во всех этих работах рассмотрены различные аспекты джинсовской неустойчивости самогравитирующих космических сред как в рамках классических уравнений Навье—Стокса и МГД-уравнений, так и на основе бесстолкновительного уравнения Больцмана при наличии гравитационных полей, уравнения Пуассона.

Известно, что в случае нормальных звезд большую роль играет давление излучения как фактор их гидростатического равновесия. С учетом этого, в представленной работе выполнено в рамках неэкстенсивной кинетики Тсаллиса рассмотрение влияния радиации на гравитационную неустойчивость солнечного допланетного облака (точнее его экваториальной части, в которой практически все излучение является длинноволновым, поскольку оно уже успело пройти через многократное поглощение и переизлучение частицами среды). Именно там возможно существование локального термодинамического равновесия, при котором температура частиц практически совпадает с температурой черного тела. В работе найдена функциональная зависимость критического значения длины возмущающей волны от энтропийного индекса деформации  $q$  и размерности  $D$  пространства скоростей. Эти свободные параметры должны определяться в каждом конкретном случае эмпирическим путем из статистических или экспериментальных данных. В работе также исследуется влияние вращения на гравитационную неустойчивость неэкстенсивного допланетного облака. Полученные здесь результаты помогут, по мнению автора, лучше понять некоторые астрофизические проблемы, связанные, в частности, с моделированием процессов образования звезд и экзопланет из звездных туманностей.

#### УРАВНЕНИЯ $q$ -ГИДРОДИНАМИКИ В НЕЭКСТЕНСИВНОЙ КИНЕТИКЕ

Рассмотрим далее газообразную динамическую неэкстенсивную систему с нормированным распределением частиц  $f(r, c, t)$  в геометрическом пространстве  $r$  и в пространстве скоростей  $c$  с размерностью  $D$ . Предлагаемое Тсаллисом обобщение статистической механики (в случае статистики Курадо—Тсаллиса) лучше всего описывается следующими двумя аксиомами (Curado, Tsallis, 1991; Колесниченко, 2018):



**Аксиома 1.** Функционал энтропии, связанный с нормированным распределением функции вероятностей,  $f(z, t)$  равен

$$S_q[f] = \frac{k}{q-1} \int dz \{f(z) - [f(z)]^q\}, \quad (1)$$

где  $q$  – параметр деформации – число, связанное с фрактальной размерностью, а для неэкстенсивных систем, являющиеся мерой их неаддитивности (Tsallis, 2009);  $z = (r, c)$  – элемент объема фазового пространства;  $dz \equiv dr d^D c$ , где  $D$  – размерность пространства скоростей;  $k$  – постоянная Больцмана.

**Аксиома 2.** Экспериментально измеряемое значение любой макроскопической величины  $\langle A \rangle_q$  (термодинамической характеристики  $q$ -системы) задается соотношением

$$\langle A \rangle_q \equiv \int \int dz A(r, t) [f(z)]^q, \quad (2)$$

где  $A(r, t)$  – соответствующая микроскопическая величина.

Важно подчеркнуть, что энтропия  $S_q(A \cup B)$  двух независимых систем не является аддитивной термодинамической переменной при  $q \neq 1$ , поскольку

$$S_q(A \cup B) = S_q(A) + S_q(B) + k^{-1}(1-q)S_q(A)S_q(B).$$

Несмотря на это обстоятельство, в литературе было показано, что существует значительное количество обычных статистических и термодинамических свойств, которые  $q$ -инвариантны, т.е. справедливы для любого  $q$ . К ним, в частности, относятся свойство выпуклости энтропии Тсаллиса, структура равновесных канонических ансамблей, неаддитивная термодинамика, структура преобразования Лежандра и многое другое (см. Bibliography/ <http://tsallis.cat.cbpf.br/biblio.htm>).

### Основные определения и уравнения

Энтропия Тсаллиса влечет за собой не только обобщение статистической физики и термодинамики, но и обобщение физической кинетики и гидродинамики (см. Kolesnichenko, Chetverushkin, 2013; Oliveira, Galvao, 2018). Простейшей макроскопической величиной является  $q$ -плотность числа частиц, которая определяется соотношением

$$n_q(r, t) \equiv \int [f(z)]^q d^D c. \quad (3)$$

Тогда массовая  $q$ -плотность равна  $\rho_q(r, t) \equiv mn_q(r, t)$ . Поскольку частица, движущаяся со скоростью  $c$ , обладает импульсом  $mc$ , то выражение

$$u_q(r, t) \equiv \frac{1}{\rho_q(r, t)} \int mc [f(z)]^q d^D c \quad (4)$$

определяет гидродинамическую скорость элемента объема. Величина

$$\varepsilon_q(r, t) = \frac{1}{\rho_q(r, t)} \int \frac{m}{2} |c - u_q|^2 [f(z)]^q d^D c \quad (5)$$

является удельной внутренней энергией (на единицу массы) неэкстенсивной системы. Потoki

$$\mathbf{P}_q(r, t) = m \int (c - u_q)(c - u_q) [f(z)]^q d^D c, \quad (6)$$

$$\mathbf{J}_q(r, t) \equiv \frac{m}{2} \int |c - u_q|^2 (c - u_q) [f(z)]^q d^D c \quad (7)$$

представляют собой соответственно тензор давлений и поток тепла. Гидростатическое  $q$ -давление определяется как

$$p_q(r, t) = \frac{1}{3} \mathbf{P} : \mathbf{J} = \frac{1}{3} m \int |c - u_q|^2 [f(z)]^q d^D c, \quad (8)$$

где  $\mathbf{I}$  – единичный тензор второго ранга. В частности, если сдвиговые напряжения равны нулю, а нормальные напряжения равны между собой, то  $\mathbf{P}_q = p_q \mathbf{I}$ .

В работах (Boghosian, 1999; Kolesnichenko, Chetverushkin, 2013) в рамках неэкстенсивной статистической механики Тсаллиса было проведено методом моментов конструирование гидродинамических и квазигидродинамических уравнений на основе модифицированного кинетического уравнения Больцмана<sup>2</sup> (с учетом самогравитации) с интегралом столкновений в форме Бхатнагара–Гросса–Крука:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + c \text{grad} + \mathbf{F}_q \text{grad}_c \right) [f(r, c, t)]^q = - \frac{[f(r, c, t)]^q - [f^{(0)}(r, c, t)]^q}{\tau}. \quad (9)$$

Здесь  $\text{grad}_c \equiv i_x \partial / \partial c_x + i_y \partial / \partial c_y + i_z \partial / \partial c_z$ ;  $\mathbf{F}_q(r, t) = = f/m - \text{grad} \Psi_q(r, t)$  – не зависящая от скорости внешняя сила (сила тяжести), отнесенная к единице массы;  $f$  – сила негравитационного происхождения (например, электромагнитная сила Лоренца);  $\Psi_q(r, t) \equiv -G \int \frac{m}{|r - r'|} [f(z', t)]^q dz'$  – гравитационный потенциал, удовлетворяющий уравнению

<sup>2</sup> В цитируемой работе кинетическая теория была основана на операторе столкновений Бхатнагара–Гросса–Крука (BGK), который был обобщен для произвольного значения параметра  $q$ .

Пуассона  $\Delta\Psi_q(r) = 4\pi G \int m f^q d^D c$ ;  $G$  – гравитационная постоянная;  $\tau$  – положительный параметр, который интерпретируется как характерное время релаксации произвольной функции распределения  $f(r, c)$  к обобщенному локально-максвелловскому распределению  $f^{(0)}(r, c)$  (величина  $\tau$  совпадает по порядку величины со средним временем свободного пробега частиц в системе). Равновесное распределение  $f^{(0)}(r, c)$ , в случае когда  $q > 1$ , определяется следующей формулой (см., например, Колесниченко, 2019)

$$f^{(0)}(r, c) = \left\{ c_{q,D} \frac{\rho_q}{m} \left( \frac{m}{2\pi k T} \right)^{D/2} \right\}^{1/q} \times \left\{ 1 - (1-q) \frac{m(c - u_q)^2}{2kT} \right\}^{1/(1-q)}, \quad (10)$$

где  $c_{q,D} = \frac{(1-q)^{D/2} \Gamma\left(\frac{q}{1-q}\right)}{\Gamma\left(\frac{q}{1-q} - \frac{D}{2}\right)}$ ;  $\Gamma(x) = \int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt$  – гамма-функция.

При использовании метода моментов были получены следующие уравнения  $q$ -гидродинамики, которые являются обобщением для неэкстенсивных систем обычных гидродинамических уравнений Навье–Стокса:

$$\frac{\partial \rho_q}{\partial t} + \text{div}(\rho_q \mathbf{u}_q) = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial(\rho_q u_q)}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{P}_q + \rho_q u_q u_q) = n_q f - \rho_q \text{grad} \Psi_q, \quad (12)$$

$$\frac{\partial(\rho_q \varepsilon_q)}{\partial t} + \text{div}\{\mathbf{J}_q + \rho_q \varepsilon_q u_q\} + \mathbf{P}_q : \text{Grad} u_q = 0. \quad (13)$$

Уравнения (11)–(13) не являются в общем случае замкнутыми, поскольку отсутствует необходимая связь (определяющие соотношения) между потоковыми величинами  $\mathbf{P}_q(r, t)$  и  $\mathbf{J}_q(r, t)$  и скалярными характеристиками течения  $\rho_q(r, t)$ ,  $u_q(r, t)$  и  $T(r, t)$ . Эта связь может быть найдена с помощью решения модельного кинетического уравнения (9) методом Чепмена–Энскога при использовании общего асимптотического разложения функции распределения по числу Кнудсена. При применении этого метода в работе (Kolesnichenko, Chetverushkin, 2013) были найдены определяющие соотношения, замыкающие систему (11)–(13). В частности, для случая приближения нулевого порядка, когда распределение  $f(r, t) \equiv f^{(0)}(r, t)$  (т.е. является обобщенным локально-максвелловским распределением (10)), было показано, что тензор напряжения  $\mathbf{P}_q(r, t)$  сводится к шаровому тензору

$\mathbf{P}_q^{(0)} \equiv p_q \mathbf{I}$ , а поток тепла  $\mathbf{J}_q = 0$ . При этом внутренняя энергия  $\varepsilon_q(r, t)$  и гидростатическое давление  $p_q(r, t)$  определяются соотношениями

$$\varepsilon_q(r, t) = \frac{DkT}{2m} [1 + (1-q)D/2]^{-1}, \quad (14)$$

$$p_q(r, t) = \frac{\rho_q k T}{m [1 + (1-q)D/2]} = \frac{2}{D} \rho_q \varepsilon_q. \quad (15)$$

Поскольку понятие температуры в  $q$ -статистике достаточно произвольно (оно зависит от определения температуры с точки зрения множителей Лагранжа), то далее мы будем интерпретировать величину  $T_{\text{eff}}(r, t) \equiv T/[1 + (q-1)D/2]$  как обобщенную температуру сложной неаддитивной системы. Естественно, что эта температура в корне отличается от абсолютной термодинамической температуры  $T$ , характеризующей интенсивность хаотизации частиц системы. Заметим, что если записать через эффективную температуру  $T_{\text{eff}}$  выражение для внутренней энергии (14), то для величины  $\varepsilon_q$  получим соотношение  $\varepsilon_q(r, t) = DkT_{\text{eff}}/2m$ , которое при  $q \rightarrow 1$  и  $D = 3$  совпадает с определением внутренней энергии в статистике Больцмана–Гиббса, соответствующим равному распределению энергии совершенного газа по степеням свободы. Если сохранить привычные представления о температуре  $T_{\text{eff}}$ , то тогда неравенство  $\varepsilon_q > 0$  накладывает жесткое ограничение на величину параметра деформации энтропии  $q$ : в этом случае энтропийный индекс должен удовлетворять неравенству  $1 < q < 1 + 2/D$ .

В приближении первого порядка имеют место следующие определяющие уравнения для потока тепла  $\mathbf{J}_q(r, t)$  и тензора вязких напряжений  $\mathbf{T}_q(r, t) \equiv \mathbf{P}_q - p_q \mathbf{I}$ :

$$\mathbf{J}_q(r, t) = -\lambda_q \text{grad} T, \quad (16)$$

$$T(r, t) = \mu_q \left( \text{Grad} u + (\text{Grad} u)^T - \frac{2}{3} \text{Idiv} u \right), \quad (17)$$

где  $\lambda_q(r, t) = \tau \frac{k p_q}{m} \frac{1 + D/2}{1 + (1-q)(1 + D/2)}$ ,  $\mu_q(r, t) = \tau p_q = \tau \frac{\rho_q k T}{m [1 + (1-q)D/2]}$  – соответственно коэффициенты теплопроводности и сдвиговой вязкости.

#### УРАВНЕНИЯ $q$ -ГИДРОДИНАМИКИ ДЛЯ ДОПЛАНЕТНОГО ОБЛАКА С РАВНОВЕСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В эволюции многих астрофизических объектов большую роль играет давление излучения, как фактор их гидростатического равновесия. Впер-

вые анализ неустойчивости в аккреционных дисках относительно осесимметричных возмущений с учетом давления излучения был проведен в работе Шакуры и Сюняева (Shakura, Sunyaev, 1976). В последующих работах рассматривались общие полнотропные модели (Camenzind и др., 1986), учитывались не осесимметричные возмущения (McKee, 1990), звуковые и эпициклические колебания (Хоперсков, Храпов, 1995; Фридман, Хоперсков, 2011) и т.д.

Далее мы будем использовать систему уравнений  $q$ -гидродинамики (11)–(15) для моделирования неустойчивости околосолнечного допланетного облака (толстого диска), вещество которого состоит из смеси совершенного  $q$ -газа и чернотельного изотропного излучения при температуре  $T$ , распространяющегося по всем направлениям. Будем предполагать, что допланетное облако оптически толстое и распределение поля излучения близко к равновесному. Подчеркнем также, что облако в значительной мере обладает осевой симметрией, что является следствием его вращения вокруг центральной звезды. Далее будем также предполагать, что облако – самогравитирующее, для которого вертикальная структура (структура вдоль оси вращения) определяется балансом сил давления и гравитацией самого диска.

В случае пренебрежения гидродинамическими диссипативными процессами и нагревом космического вещества, обусловленным диссипацией и процессами ионизации и возбуждения, исходная система  $q$ -уравнений, состоящая из аналога уравнений Эйлера и уравнения Пуассона, имеет вид<sup>3</sup> (см., например, Колесниченко, 2019):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho u) = 0, \quad (18)$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} P - \text{grad} \psi, \quad (19)$$

$$\Delta \psi = 4\pi G \rho, \quad (20)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{P}{\rho} \text{div} u + \frac{dQ}{dt}, \quad (21)$$

где соотношением  $dA/dt \equiv \partial A/\partial t + (u \cdot \text{Grad})A$  определяется полная производная структурной величины  $A(r, t)$  по времени. Здесь

$$P(r, t) = p_q + p_{\text{rad}} \equiv p_q + aT^4/3, \quad (22)$$

$$\varepsilon(r, t) = \varepsilon_q + \varepsilon_{\text{rad}} \equiv \varepsilon_q + aT^4/\rho \quad (23)$$

– соответственно полное давление и полная внутренняя энергия (на единицу массы) смеси совершенного  $q$ -газа и чернотельного излучения;

<sup>3</sup> Далее индекс “ $q$ ” у ряда гидродинамических и термодинамических переменных мы будем опускать.

$\rho dQ/dt = -\text{div} J_Q$ ;  $J_Q$  – суммарный вектор теплового потока, учитывающий в принципе все термодинамически обратимые процессы, которые могут уносить тепло из элемента среды при его

движении;  $\varepsilon_{\text{rad}}(r, t) = aT^4/\rho$  – энергия излучения черного тела, находящаяся в единице массы;

$\varepsilon_q(r, t) = c_{vq}T(r, t) = \frac{D}{2 + (1 - q)D} \frac{kT(r, t)}{m}$  – внутренняя энергия (на единицу массы газовой составляющей допланетного диска);

$p_{\text{rad}}(r, t) \equiv aT^4/3$  – лучевое давление;

$p_q(r, t) = \frac{2}{2 + (1 - q)D} \frac{k}{D} T \rho = \frac{2}{D} \rho \varepsilon_q$  – газовое давление в неэкстенсивной дисковой системе (аналог уравнения состояния в кинетической теории совершенных газов);

$T(r, t)$  – абсолютная температура;  $a$  – постоянная излучения Стефана–Больцмана;

$\psi(r, t) = -G \int_V \frac{\rho(r', t)}{|r - r'|} dr'$  – гравитационный потенциал, являющийся решением уравнения Пуассона (8) (интеграл здесь берется по всему объему  $V$ , занимаемому допланетным облаком);

$c_{vq} = \frac{D}{2 + (1 - q)D} \frac{k}{m}$  – удельная изохромная теплоемкость газовой составляющей смеси. Определим также показатель адиабаты газового вещества диска как отношение  $\gamma_q \equiv \gamma_{\text{gas}} = c_{pq}/c_{vq}$ . Тогда  $\gamma_q \equiv \gamma_{\text{gas}} = 2 - q + 2/D$ ,  $\gamma_1 = (2 + D)/D$ .

Уравнение для полной внутренней энергии (21) удобно переписать, используя уравнение неразрывности (18), в обычной форме первого начала термодинамики

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d\varepsilon}{dt} + P \frac{dv}{dt}, \quad (21.1)$$

или в виде соотношения Гиббса

$$TdS/dt \equiv dQ/dt = d\varepsilon/dt + Pdv/dt, \quad (24)$$

выражающего скорость изменения энтропии  $S(r, t)$  (на единицу массы) дискового вещества и излучения при движении элемента среды вдоль его траектории. Здесь  $v(r, t) = 1/\rho$  – удельный объем.

*Изоэнтروпические изменения в среде, содержащей  $q$ -газ и радиацию*

Далее мы будем рассматривать такие движения космического материального вещества (находящегося в состоянии совершенного  $q$ -газа) и чернотельного излучения, для которых энтропия каждой частицы среды остается в первом приближении постоянной на протяжении всего пути частицы, т.е.  $dS/dt \equiv \partial S/\partial t + u \cdot \text{grad} S = 0$ . Подобные обратимые и адиабатические движения яв-

ляются изоэнтропическими. Для них энергетическое уравнение (21) сводится к виду

$$\rho d\varepsilon/dt + P \operatorname{div} u = 0, \quad (25)$$

выражающему тот факт, что скорость изменения полной внутренней энергии движущегося элемента среды равна работе по сжатию этого элемента, совершаемой окружающей средой.

Вместе с тем для астрофизических целей часто удобно использовать другие формы уравнения (25) (которые впервые были выведены Эддингтоном (Eddington, 1988) и Чандрасекхаром (Чандрасекхар, 1950)). Эти формы справедливы, когда давление  $P(r, t)$  и внутреннюю энергию  $\varepsilon(r, t)$  можно вычислить из соответствующих уравнений состояния как функций от удельного объема  $v(r, t)$  и температуры  $T(r, t)$  (или энтропии  $S(r, t)$ ) в зависимости от исследуемого процесса. Для “медленного” процесса, характеризуемого временем, много большим времени теплопередачи, любые возмущения профиля температуры будут успевать релаксировать. Следовательно, этот процесс можно рассматривать как изотермический, при котором  $P = P(v, T_0) = P(v)$ . “Быстрый” процесс (по сравнению с процессом теплопереноса) можно считать адиабатическим в силу нехватки времени для обмена теплом двух соседних областей:  $S = S_0 = \text{const}$  и  $P = P(v, S_0) = P(v)$ .

Из энергетического уравнения (25) для квазистатического процесса следует

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_v dT + \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial v} \right)_T dv + P dv = \\ & = \frac{v}{T} \left( 12p_{\text{rad}} + \frac{c_{vq}}{c_{pq} - c_{vq}} p_q \right) dT + (4p_{\text{rad}} + p_q) dv. \end{aligned} \quad (26)$$

Следовательно, для изоэнтропических изменений имеем

$$\left( 12p_{\text{rad}} + \frac{1}{\gamma_q - 1} p_q \right) d \ln T + (4p_{\text{rad}} + p_q) d \ln v = 0. \quad (27)$$

Введем теперь адиабатические показатели смеси вещества и излучения  $\Gamma_1, \Gamma_2$  и  $\Gamma_3$  соотношениями

$$\frac{d}{dt} \ln P = \Gamma_1 \frac{d}{dt} \ln \rho, \quad (28)$$

$$\frac{d}{dt} \ln T = (\Gamma_3 - 1) \frac{d}{dt} \ln \rho = \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2} \frac{d}{dt} \ln P, \quad (29)$$

которые могут быть использованы вместо энергетического уравнения (25). С учетом уравнения состояния “совершенного  $q$ -газа” (15) можно записать

$$dP = d(p_{\text{rad}} + p_q) = (4p_{\text{rad}} + p_q) d \ln T - p_q d \ln v. \quad (30)$$

Следовательно, уравнение (28) есть не что иное, как

$$(4p_{\text{rad}} + p_q) d \ln T + [\Gamma_1(p_{\text{rad}} + p_q) - p_q] d \ln v = 0. \quad (31)$$

Из (27) и (31) следует, что

$$\frac{12p_{\text{rad}} + (\gamma_q - 1)^{-1} p_q}{4p_{\text{rad}} + p_q} = \frac{4p_{\text{rad}} + p_q}{\Gamma_1(p_{\text{rad}} + p_q) - p_q}. \quad (32)$$

Введем теперь в рассмотрение величину  $\beta = p_q/P$  — коэффициент, характеризующий долю газа в полном давлении смеси<sup>4</sup>. При использовании этого параметра соотношение (32) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \beta + \frac{(4 - 3\beta)^2(\gamma_q - 1)}{\beta + 12(\gamma_q - 1)(1 - \beta)}, \\ (\gamma_q - 1) &= 1 - q + 2/D. \end{aligned} \quad (33)$$

Можно легко показать, что имеют место следующие соотношения

$$\Gamma_2 = \frac{(4 - 3\beta)\Gamma_1}{\beta + 3(1 - \beta)\Gamma_1} = 1 + \frac{(4 - 3\beta)(\gamma_q - 1)}{3(\gamma_q - 1)(1 - \beta)(4 + \beta)}, \quad (33.1)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_3 &= 1 + \frac{\Gamma_1 - \beta}{4 - 3\beta} = 1 + \frac{\Gamma_1(\Gamma_2 - 1)}{\Gamma_2} = \\ &= 1 + \frac{(4 - 3\beta)(\gamma_q - 1)}{\beta + 12(\gamma_q - 1)(1 - \beta)}. \end{aligned} \quad (33.2)$$

Если  $p_{\text{rad}} \ll p_q$ , то все обобщенные показатели адиабаты  $\Gamma$  для “ $q$ -газа + излучение” совпадают с показателем адиабаты чистого  $q$ -газа ( $\gamma_q = 2/D + 2 - q$ ), а когда присутствует одно лишь излучение абсолютно черного тела ( $p_q \ll p_{\text{rad}}$ ), то они равны  $4/3$ . Таким образом, для смеси “совершенного  $q$ -газа” и излучения обобщенные показатели адиабаты принимают промежуточные значения от  $4/3$  до  $\gamma_q$ .

## ДЖИНСКОВСКАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В НЕЭКСТЕНСИВНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Рассмотрим теперь простейшую задачу возникновения неустойчивости в бесконечной покоящейся сферически однородной среде. Напомним, что при рассмотрении гравитационной неустойчивости Дж. Джинс рассматривал однородное состояние самогравитирующей газовой среды в состоянии покоя, что не совсем корректно, так как

<sup>4</sup> На особую важность величины  $(1 - \beta)$  для теории звездной структуры впервые указал Эддингтон. В известном отрывке из его книги “Внутреннее строение звезд” Эддингтон связывал эту величину с “явлением звезды” (“happening of the stars”).

такое состояние не является состоянием равновесия. Тем не менее, его вывод критерия неустойчивости можно рассматривать как первое приближение, которое в наиболее простых случаях дает правильный порядок нижней критической длины волны возмущения, ведущего к неустойчивости (см., например, Сафронов, 1969; Фридман, Хоперсков, 2011).

Линеаризованные основные дифференциальные уравнения (18)–(21) для случая чисто радиального сферически симметричного движения с учетом допущений, что невозмущенное состояние является равновесным ( $u = u_0 + u', u_0 = 0$ ) и что уравнение Пуассона (20) можно применить лишь к возмущениям плотности (условие  $\psi_0 \equiv 0$  называют иногда “мошенничеством” Джинса (см. Jeans, 1902; 2009)), имеют вид:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial \rho_0 u}{\partial r} = 0, \quad (34)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial r} - \frac{\rho'}{\rho_0^2} \frac{\partial P_0}{\partial r} - \frac{\partial \psi'}{\partial r}, \quad (35)$$

$$d(P'/P_0)/dt = \Gamma_{1,0} d(\rho'/\rho_0)/dt, \quad (36)$$

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial r^2} = 4\pi G \rho'. \quad (37)$$

Здесь и далее индекс “0” относится к невозмущенным величинам.

Уравнение (36) тривиально интегрируется. Выбирая постоянную интегрирования так, чтобы  $P' = 0$  при  $\rho' = 0$ , получим

$$P'/P_0 = \Gamma_{1,0} \rho'/\rho_0. \quad (38)$$

Допустим теперь, что характерная длина, связанная с пространственными изменениями величин  $P_0$  и  $\rho_0$ , велика по сравнению с другими характерными длинами задачи (это так называемое приближение коротковолновой акустики), т.е. можно пренебречь производными  $\partial P_0/\partial r$  и  $\partial \rho_0/\partial r$ . При этих дополнительных упрощающих предположениях уравнение неразрывности, импульса и энергии легко объединить в одно уравнение для адиабатической звуковой волны<sup>5</sup> (см., например, Ландау, Лифшиц, 1976)

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} + v_{S,q}^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial r^2} - 4\pi G \rho_0 \rho' = 0. \quad (39)$$

Здесь возмущенная производная давления  $\partial P'/\partial r$  выражается, согласно (38), через возмущенную

<sup>5</sup> При изучении возмущенных состояний самогравитирующего космического вещества часто приходится иметь дело с разновидностью звуковых волн.

производную плотности  $\partial \rho'/\partial r$  в виде  $\partial P'/\partial r = (\Gamma_{1,0} P_0/\rho_0) \partial \rho'/\partial r = v_{S,q}^2 \partial \rho'/\partial r$ , где

$$v_{S,q} \equiv \sqrt{\Gamma_{1,0} \frac{P_0}{\rho_0}} = \left\{ \frac{P_{q0}}{\rho_0} \left[ 1 + (\Gamma_{3,0} - 1) \frac{4 - 3\beta_0}{\beta_0} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} = \left\{ \frac{1}{(\gamma_q - 1) D/2} \frac{k T_0}{m} \left[ 1 + \frac{(4 - 3\beta_0)^2 (\gamma_q - 1)}{\beta_0^2 + 12\beta_0 (\gamma_q - 1) (1 - \beta_0)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (40)$$

– адиабатическая (или лапласова) скорость звука неэкстенсивной радиационной гидродинамике. При написании (40) учтено, что

$$\frac{P_0}{\rho_0} = \frac{P_{q,0} + P_{rad,0}}{\rho_0} = \frac{1}{\beta_0} \frac{P_{q,0}}{\rho_0} = \frac{1}{\beta_0 (\gamma_q - 1) D/2} \frac{k T_0}{m} = \frac{1}{\beta_0} \frac{1}{1 + (1 - q) D/2} \frac{k T_0}{m}. \quad (41)$$

Заметим, что в частном случае, когда  $q = 1$  и  $D = 3$ , имеем  $\gamma_1 = 5/3$  (классический совершенный одноатомный газ). Отсюда следует, что

$$v_{S,1} \equiv \left\{ \frac{k}{m} T_0 \left[ 1 + \frac{2(4 - 3\beta_0)^2}{3\beta_0(8 - 7\beta_0)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (40.1)$$

Когда излучение также отсутствует, то  $(v_{S,1})_{\beta_0=1} \equiv v_{gas,1} = \sqrt{\gamma_1 k T_0/m}$  – адиабатическая скорость звука в совершенном газе.

Если  $q \neq 1$  (совершенный  $q$ -газ) и излучение отсутствует ( $\beta_0 = 1$ ), то

$$(v_{S,q})_{\beta_0=1} = \left[ \frac{k T_0}{m} \frac{2\gamma_q}{(\gamma_q - 1) D} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[ \frac{k T_0}{m} \frac{2 - q + 2/D}{(1 - q) D/2 + 1} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (40.2)$$

Уравнение (39) является линейным и однородным уравнением в частных производных, следовательно, к нему применим метод нормальных колебаний (метод мод). Решая уравнения (39) для возмущенной плотности в виде  $\rho' \sim \exp(-i\omega t + ikr)$ , описывающем волны с угловой частотой  $\omega$ , волновым вектором  $k$  в направлении  $r^6$  и длиной

<sup>6</sup> Следует заметить, что линеаризованное уравнение импульса требует, чтобы скорость  $u$  была параллельна волновому вектору  $\pm \mathbf{k}$  (см. Ландау, Лифшиц, 1976). Следовательно, скорости частиц жидкости, связанные с адиабатическими звуковыми волнами, параллельны направлению распространения волн.

волны  $\lambda_r = 2\pi/k$ , получим следующее дисперсионное уравнение для бегущей звуковой волны

$$\omega^2 - k^2 \frac{p_{q,0}}{\rho_0} \left\{ 1 + \frac{\Gamma_{1,0} - \beta_0}{4 - 3\beta_0} \left( 1 + 4 \frac{1 - \beta_0}{\beta_0} \right) \right\} + 4\pi G \rho_0 = 0, \quad (42)$$

которое с учетом соотношений (40) и (41) принимает “стандартный” вид

$$\omega^2 = k^2 v_{S,q}^2 - 4\pi G \rho_0. \quad (42.1)$$

Здесь адиабатическая скорость звука  $v_{S,0}$  определяется формулой (40).

Для устойчивых волн с частотами  $\omega$  имеем  $\omega^2 > 0$ , тогда как неустойчивость соответствует условию  $\omega^2 < 0$ . Эти два класса разделяет случай нейтральной устойчивости  $\omega^2 = 0$ , что соответствует модам с критической длиной волны возмущения

$$\lambda_{cr} = 2\pi/k_{cr}, \quad k_{cr}^2 = \omega_{cr}^2/v_{S,q}^2, \quad \omega_{cr}^2 = 4\pi G \rho_0. \quad (43)$$

Из уравнения (42.1) следует, что граничное значение  $k = k_{cr}$  разделяет устойчивые ( $k > k_{cr}$ ) и неустойчивые ( $k < k_{cr}$ ) пульсации плотности. При малых  $k$  (длинные волны) пульсации будут расти со временем и появляется неустойчивость Джинса, а коротковолновые пульсации плотности (большие  $k$ , малые длины волн) колеблются, т.е. распространяются в виде звуковых волн.

Таким образом, критическая длина волны возмущения

$$\lambda_{cr} = \frac{2\pi v_{S,q}}{\omega_{cr}} = \sqrt{\frac{\pi v_{S,q}^2}{G \rho_0}} \equiv \left\{ \frac{2\pi k T_0}{m G \rho_0 D} \left[ \frac{1}{\gamma_q - 1} + \frac{(4 - 3\beta_0)^2}{\beta_0^2 + 12\beta_0(\gamma_q - 1)(1 - \beta_0)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (44)$$

является размером мельчайших “капель” рассматриваемой “фрактальной” газовой среды с излучением, которые могут удерживаться вместе собственным гравитационным притяжением. Следовательно, модифицированный в рамках неэкстенсивной кинетической теории критерий неустойчивости Джинса для смеси  $q$ -газа и чернотельного излучения будет выглядеть следующим образом: длина неустойчивой волны возмущения  $\lambda_r$  должна удовлетворять неравенству

$$\lambda_r \geq \lambda_{cr} = v_{S,q} \sqrt{\frac{\pi}{G \rho_0}} \equiv \left\{ \frac{\pi k T_0}{m G \rho_0 (\gamma_q - 1) D} \times \left[ 1 + \frac{(4 - 3\beta_0)^2 (\gamma_q - 1)}{\beta_0^2 + 12\beta_0 (\gamma_q - 1) (1 - \beta_0)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (45)$$

В традиционной литературе длину

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\pi v_{gas}^2}{G \rho_0}} = \left( \gamma_1 \frac{\pi k T_0}{m G \rho_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (46)$$

соответствующую размеру области сжатия самогравитирующего совершенного газа, называют длиной Джинса. С учетом (45) критерий неустойчивости Джинса в неэкстенсивной кинетике может быть переписан в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_r}{\lambda_J} \geq \frac{v_{S,q}}{v_{gas}} &= \left\{ \frac{1}{\gamma_1 (\gamma_q - 1) D} \times \right. \\ &\times \left[ 1 + \frac{(4 - 3\beta_0)^2 (\gamma_q - 1)}{\beta_0^2 + 12\beta_0 (\gamma_q - 1) (1 - \beta_0)} \right] \left. \right\}^{\frac{1}{2}} = \\ &= \left\{ \frac{1}{\gamma_1 (1 - q + 2/D)} \times \right. \\ &\times \left[ 1 + \frac{(4 - 3\beta_0)^2 (1 - q + 2/D)}{\beta_0^2 + 12\beta_0 (1 - q + 2/D) (1 - \beta_0)} \right] \left. \right\}^{\frac{1}{2}} \equiv \Xi_q. \end{aligned} \quad (45.1)$$

Отсюда следует:

1. Если  $q = 1$  (при этом  $\gamma_1 = 1 + 2/D$ ), то фактор

$$\Xi_1 \equiv \left[ \frac{1}{\gamma_1} \left( 1 + \frac{(4 - 3\beta_0)^2 2/D}{\beta_0^2 + 24\beta_0 (1 - \beta_0)/D} \right) \right]^{\frac{1}{2}} > 1. \quad (47)$$

Следовательно, критическая длина волны возмущения  $\lambda_r$  в рассматриваемом случае больше джинсовской длины волны  $\lambda_J$ , т.е. благодаря давлению излучения облачная среда стабилизируется, причем равенство соответствует предельной устойчивости.

2. Если  $q \neq 1$ , но излучение отсутствует,  $\beta_0 = 1$ , то фактор

$$\Xi_q = \left[ \frac{1}{\gamma_1} \left( 2/D + \frac{2/D}{1 - q + 2/D} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (48)$$

$$0 < q < 1 + 2/D.$$

В этом случае критерий гравитационной неустойчивости зависит от численных значений индекса энтропийной деформации  $q$  и размерности пространства скоростей  $D$ . При этом возможна ситуация, при которой гравитационно устойчивое (на основе классической статистики Больцмана–Гиббса) облако газа, будет неустойчивым согласно неэкстенсивной статистики Тсаллиса (см. Kolesnichenko, Marov, 2014, 2016).

Связанная с  $\lambda_{cr}$  критическая масса (масса, содержащаяся внутри сферы диаметром  $\lambda_{cr}$ ) определяется соотношением

$$M_{cr} = (\pi/6) \rho_0 \lambda_{cr}^3 = M_J \Xi^3, \quad (49)$$

где  $M_J \equiv (\pi/6)\rho_0\lambda_J^3 = (\pi/6)\rho_0(\gamma_1\pi k T_0/mG\rho_0)^{3/2}$  – критическая масса Джинса. Возмущения с массой  $M_r$ , превышающей критическую массу Джинса ( $M_J(\Xi > 1)$ ) могут расти, формируя гравитационно-ограниченные структуры, в то время как возмущения с массой  $M_r$  меньше  $M_J$  не растут и ведут себя как акустические волны. При этом для самогравитирующих неэкстенсивных сред с излучением критические значения длины волны и массы явно зависят от энтропийного индекса  $q$ , размерности пространства скоростей  $D$  и коэффициента  $\beta$ , которые, являясь свободными параметрами, должны определяться в каждом конкретном случае эмпирическим путем из экспериментальных данных. Это позволяет при исследовании неустойчивости самогравитирующих космических объектов в рамках неэкстенсивной статистики более обоснованно моделировать реально складывающуюся ситуацию.

Заметим, что дальнейшее развитие предложенного здесь подхода может быть связано с учетом влияния на джинсовскую неустойчивость вращения среды, магнитного поля, вязкости и других диссипативных эффектов.

**ИНТЕГРАЛЬНОЕ УСЛОВИЕ  
УСТОЙЧИВОСТИ СФЕРИЧЕСКИ  
СИММЕТРИЧНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ВЕЩЕСТВА И ИЗЛУЧЕНИЯ  
В НЕЭКСТЕНСИВНОЙ  
КИНЕТИКЕ ТСАЛЛИСА**

В этом разделе мы будем исходить из гипотезы Ф. Хойла (Hoyle, 1960) о совместном образовании звезды (Солнца) и допланетного облака из вещества единой вращающейся звездной туманности. Существует интегральная теорема для находящейся в гравитационном равновесии туманности сферической конфигурации из вещества (совершенного газа) и чернотельного излучения, гласящая, что давление  $P_{ce}$  в центре притяжения гравитирующего облака массы  $M$ , в котором плотность  $\rho(r)$  в точке, находящейся на расстоянии  $r$  от центра, не превышает средней плотности  $\bar{\rho}(r)$  внутренней части с радиусом  $r$ , должно удовлетворять неравенству (см. Чандрасекхар, 1950; *Теорема б* на стр. 111)

$$\frac{1}{2}G\left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3}\bar{\rho}^{4/3}M^{2/3} \leq P_{ce} \leq \frac{1}{2}G\left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3}\rho_{ce}^{4/3}M^{2/3}. \quad (50)$$

Здесь  $\bar{\rho}$ ,  $\rho_{ce}$  – соответственно средняя плотность облака и его плотность в центре. Это означает, что давление, действующее в центре облака массы  $M$ , должно быть промежуточным между давлениями в центрах двух конфигураций с однородной плотностью – одна с плотностью, равной средней плотности  $\bar{\rho}$  облака, а другая с плотно-

стью, равной плотности  $\rho_{ce}$  в его центре. В случае, когда имеются некоторые области, в которых преобладают противоположные градиенты плотности, неравенство (50) нарушается, а это означает неустойчивость. Таким образом, можно считать, что неравенство (50) эквивалентно интегральному условию устойчивости “материнской” звездной туманности.

Получим теперь обобщение этого условия устойчивости на случай неэкстенсивной сферической газовой массы с излучением. Используя определения параметра  $\beta$  и уравнения состояния для давления излучения, а также формулу (15) для давления  $q$ -газа, получим

$$P = \frac{1}{\beta} \frac{1}{1 + (1 - q) D/2} \frac{k}{m} T \rho = \frac{1}{1 - \beta} \times \frac{1}{3} a T^4. \quad (51)$$

Отсюда следует, что

$$T = \left[ \frac{3(1 - \beta)}{a\beta} P_q \right]^{1/4} = \left[ \frac{3}{a} \frac{1}{1 + (1 - q) D/2} \frac{(1 - \beta)}{\beta} \right]^{1/3} \rho^{1/3}. \quad (52)$$

Теперь

$$P = \left[ \left( \frac{k}{m} \right)^4 \frac{3(1 - \beta)}{a\beta^4} \right]^{1/3} \left[ \frac{1}{1 + (1 - q) D/2} \right]^{4/3} \rho^{4/3}. \quad (53)$$

Следовательно, в центре газовой сферы

$$P_{ce} = \left[ \left( \frac{k}{m} \right)^4 \frac{3(1 - \beta_{ce})}{a\beta_{ce}^4} \right]^{1/3} \times \left[ \frac{1}{1 + (1 - q) D/2} \right]^{4/3} \rho_{ce}^{4/3}. \quad (54)$$

С другой стороны, согласно неравенству (50), имеем

$$P_{ce} \leq \frac{1}{2}G\left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3}M^{2/3}\rho_{ce}^{4/3}. \quad (55)$$

Сравнивая (55) и (50), получим:

$$\left[ \left( \frac{k}{m} \right)^4 \frac{3(1 - \beta_{ce})}{a\beta_{ce}^4} \right]^{1/3} \left[ \frac{2}{2 + (1 - q)D} \right]^{4/3} \leq \left( \frac{\pi}{6} \right)^{1/3} GM^{2/3}, \quad (56)$$

или

$$M \geq \left[ \frac{2}{2 + (1 - q)D} \right]^2 \left( \frac{6}{\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{k}{m} \right)^2 \times \left[ \frac{3(1 - \beta_{ce})}{a\beta_{ce}^4} \right]^{1/2} G^{-3/2}. \quad (57)$$

В предыдущих неравенствах  $\beta_{ce}$  есть величина  $\beta$  в центре газовой сферы.

Подставляя в (57) численное значение постоянной Стефана–Больцмана  $a = 8\pi^5 k^4 / 15h^3 c^3$  (где  $h$  – постоянная Планка,  $c$  – скорость света в вакууме), будем иметь:

$$\mu^2 M \left[ \frac{2 + (1-q)D}{2} \right]^2 \times \left( \frac{\beta_{ce}^4}{1 - \beta_{ce}} \right)^{1/2} \geq 0.1873 \left( \frac{hc}{G} \right)^{3/2} m_H^{-2} \cong 5.48 M_\odot. \quad (58)$$

Здесь использованы соотношения  $m = \mu m_H$ , где  $\mu$  – средний молекулярный вес,  $m_H$  – масса атома водорода;  $M_\odot$  – масса Солнца;  $(hc/G)^{3/2} m_H^{-2} \approx 29.2 M_\odot$ . Тогда правая часть неравенства

$$M \geq 5.48 M_\odot \mu^{-2} \left( \frac{1 - \beta_{ce}}{\beta_{ce}^4} \right)^{1/2} \left[ \frac{2}{2 + (1-q)D} \right]^2, \quad (59)$$

$(0 < q < 1 + 2/D)$

дает в рамках неэкстенсивной кинетики Тсаллиса нижний предел устойчивости гравитирующего облака (сферической газовой конфигурации) с массой  $M$ .

Заметим, что если ввести параметр Чандрасекхара  $\beta_*$ , который однозначно определяется массой  $M$  газовой конфигурации и средним молекулярным весом  $\mu$  при помощи уравнения четвертого порядка<sup>7</sup> (см. Чандрасекхар, 1950; 1985)

$$\mu^2 M \cong \left( \frac{6}{\pi} \right)^{1/2} \left[ \left( \frac{k}{m_H} \right)^4 \frac{3(1 - \beta_*)}{a \beta_*^4} \right]^{1/2} G^{-3/2} = 5.48 \left( \frac{(1 - \beta_*)}{\beta_*^4} \right)^{1/2} M_\odot, \quad (60)$$

то неравенство (59) можно переписать в виде

$$\frac{(1 - \beta_*)}{\beta_*^4} \geq \frac{1 - \beta_{ce}}{\beta_{ce}^4} \left[ \frac{2}{2 + (1-q)D} \right]^4, \quad (0 < q < 1 + D/2),$$

или, поскольку функция  $(1 - \beta)\beta^{-4}$  монотонно увеличивается с увеличением  $(1 - \beta)$ , так:

$$(1 - \beta_{ce}) [1 + (1-q)D/2]^4 \leq (1 - \beta_*). \quad (61)$$

Таким образом, для устойчивости неэкстенсивного сферического газového облака с излуче-

<sup>7</sup> Из формулы (60) следует, в частности, что для звезды с массой, равной солнечной, и со средним молекулярным весом, равным единице, давление излучения в центре звезды не может превышать трех процентов от общего давления, т.е.  $1 - \beta_* \cong 0.03$  (Чандрасекхар, 1985).

нием численные значения параметров  $\beta_{ce}$ ,  $D$  и  $q$  должны удовлетворять неравенству (61).

### ДЖИНСОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ДОПЛАНЕТНОГО ОБЛАКА С ИЗЛУЧЕНИЕМ В КИНЕТИКЕ ТСАЛЛИСА

Поскольку вращение является весьма распространенным явлением во Вселенной, возникает вопрос: как вращение действует на джинсовскую гравитационную неустойчивость? В связи с этим рассмотрим в упрощенной постановке проблему влияния силы Кориолиса на гравитационную неустойчивость неэкстенсивной газовой среды допланетного излучающего облака.

Для простоты будем предполагать, что самогравитирующее облако равномерно вращается вокруг оси  $i_z$  с одинаковой угловой скоростью  $\Omega = (0, 0, \Omega)$ , а в направлении оси  $i_x$  имеется поток  $q$ -газа, скорость которого  $u_0 = (U, 0, 0)$ <sup>8</sup>. В этом случае в исходную систему уравнений  $q$ -гидродинамики (18)–(21) необходимо внести следующие изменения: в правой части уравнения движения (19) появляется дополнительный член  $2u \times \Omega$ , связанный с силой Кориолиса, а энергетическое уравнение (21) удобно использовать в виде (29)

$$d \ln T / dt = (\Gamma_3 - 1) d \ln \rho / dt.$$

Тогда линеаризованные уравнения (18)–(21), полученные с учетом допущений, что в невозмущенном состоянии облака имеется равномерный поток газа  $u_0 \equiv i_x U$  (где  $U = \text{const}$ ) и что уравнение Пуассона (20) можно применить лишь к возмущениям плотности, имеют вид:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + U \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \rho_0 \text{div} u' = 0, \quad (62)$$

<sup>8</sup> Известно, что проблему устойчивости самогравитирующего двумерного газového облака в принципе нельзя описывать в рамках двумерного приближения, поскольку оно заведомо является сильно неустойчивым (см., например, Фридман, Хоперсков, 2011). Однако при наличии сильного внешнего гравитационного поля с цилиндрической геометрией и с образующей вдоль оси вращения облака возможно обеспечить его устойчивость в случае, когда угловая скорость вращения достаточно велика. При этом структура допланетного облака вдоль оси вращения будет определяться исключительно его самогравитацией. Понятно, что этот случай искусственный, поскольку в реальных астрофизических системах такие цилиндрические поля если и встречаются, то без вложенных дисков. Вместе с тем, анализ такого вложенного в цилиндр самогравитирующего газového толстого диска представляет определенный теоретический интерес, поскольку только в этом случае можно отделить эффекты, к которым приводит самогравитация в чистом виде. Именно такие модели изучались в большинстве классических работ по астрофизическим дискам (см., например, Goldreich, Lynden-Bell, 1965; Hunter, 1972; Toomre, 1964).



$$\frac{\partial u'}{\partial t} + (u_0 \cdot \text{grad})u' - 2u' \times \Omega + \frac{\beta_0 P_0}{\rho_0} \times \left\{ \frac{4 - 3\beta_0}{\beta_0} \text{grad} \left( \frac{T'}{T_0} \right) + \text{grad} \left( \frac{\rho'}{\rho_0} \right) \right\} + \text{grad} \psi' = 0, \quad (63)$$

$$\Delta \psi' = 4\pi G \rho', \quad (64)$$

$$\frac{dT'}{dt} = (\Gamma_{3,0} - 1) \frac{T_0}{\rho_0} \frac{d\rho'}{dt}, \quad (65)$$

где

$$2u' \times \Omega = \{2v' \Omega, -2u' \Omega, 0\}. \quad (66)$$

Здесь величины  $\rho_0, T_0, P_0, u_0$  и  $\beta_0$  описывают некоторое стационарное решение системы (18)–(21), а величины  $\rho', T', u' (= i_x u' + i_y v' + i_z w')$  и  $\psi'$  – суть малые возмущения гидродинамических параметров, слабо нарушающих невозмущенное состояние. Система уравнений (62)–(65) описывает развитие малых адиабатических возмущений во фрактальной газовой среде с излучением на фоне основного решения в пространстве и во времени. Она является системой линейных и однородных уравнений в частных производных, следовательно, к ней применим метод нормальных колебаний (метод мод). Представим все возмущенные гидродинамические параметры  $\xi$  в виде

$$\xi \sim \exp[-i\omega t + i(k_x x + k_y y + k_z z)], \quad (67)$$

описывающем совокупность волн возмущения с угловой частотой  $\omega$  и действительным волновым числом  $\mathbf{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$ , компоненты которого направлены вдоль направлений  $i_x, i_y$  и  $i_z$ . Подставляя их в систему (62)–(67) и используя соотношение

$$\rho_0 T' = (\Gamma_{3,0} - 1) T_0 \rho' \quad (68)$$

(следствие уравнения (65)) в результате получим следующую систему линейных алгебраических уравнений относительно малых возмущений гидродинамических параметров:

$$(-\omega + k_x U) \rho' + \rho_0 \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}' = 0, \quad (69)$$

$$i u' (-\omega + k_x U) - 2 u' \times \Omega + i \mathbf{k} \left\{ \frac{\rho'}{\rho_0} \frac{\beta_0 P_0}{\rho_0} \left[ \frac{4 - 3\beta_0}{\beta_0} (\Gamma_{3,0} - 1) + 1 \right] + \psi' \right\} = 0, \quad (70)$$

$$k^2 \psi' + 4\pi G \rho' = 0. \quad (71)$$

Из системы уравнений (69)–(71) вытекает следующее алгебраическое соотношение

$$i(-\omega + k_x U) u' - 2 u' \times \Omega + i \frac{k^2 v_{S,q}^2}{\omega - k_x U} \mathbf{k} \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}'}{k^2} - i \frac{4\pi G \rho_0}{\omega - k_x U} \mathbf{k} \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}'}{k^2} = 0, \quad (72)$$

или

$$(\omega - k_x U)^2 u' - i \times 2(u' \times \Omega)(\omega - k_x U) - k^2 v_{S,q}^2 u' + 4\pi G \rho_0 u' = 0. \quad (73)$$

Здесь  $v_{S,q} = \left\{ \frac{P_{q0}}{\rho_0} \left[ \frac{4 - 3\beta_0}{\beta_0} (\Gamma_{3,0} - 1) + 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$  – адиабатическая скорость звука в неэкстенсивной газовой среде с излучением. Заметим, что при написании (73) использовано векторное тождество  $\mathbf{u}' \equiv \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}') / k^2 + k^{-2} \mathbf{k} \times (\mathbf{u}' \times \mathbf{k})$  (Кочин, 1961), которое для продольных звуковых волн в жидкости (см. сноску № 6) принимает вид:  $\mathbf{u}' = \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}') / k^2$ .

Проанализируем соотношение (73).

1. Если предположить, что равновесное самогравитирующее газовое облако не вращается ( $U = 0$  и  $\Omega = 0$ ), то (73) совпадает с дисперсионным соотношением (42.1), из которого следует рассмотренный выше критерий неустойчивости Джинса (46) для покоящегося однородного облака с излучением в случае неэкстенсивной кинетики.

2. Если  $U = \text{const}$  и  $\Omega = 0$ , то из (73) следует дисперсионное соотношение вида:

$$(-\omega + k_x U)^2 = k^2 v_{S,q}^2 - 4\pi G \rho_0. \quad (74)$$

Из этого соотношения следует, что равномерный поток вещества оказывает дестабилизирующее влияние на устойчивость газового облака, способствуя увеличению критического значения джинсовского волнового числа  $\mathbf{k}_J$  (Radwan, 2004).

3. Если скорость потока  $U = 0$ , а  $\Omega \neq 0$ , то:

$$u'(\omega^2 - k^2 v_{S,q}^2 + 4\pi G \rho_0) = i \times 2(u' \times \Omega) \omega \quad (75)$$

При умножении этого соотношения скалярно на пульсирующую скорость  $u'$  получим дисперсионное соотношение

$$\omega^2 - k^2 v_{S,q}^2 + 4\pi G \rho_0 = 0, \quad (76)$$

из которого следует, что кориолисова сила вращения не преодолевает стабилизирующего эффекта излучения для самогравитирующего облака, т.е. справедлив рассмотренный выше критерий неустойчивости Джинса (46) и для вращающегося облака с излучением.

4. Рассмотрим теперь случай, когда волна возмущения распространяется в плоскости  $xu$  перпендикулярно направлению оси вращения обла-

ка  $\Omega = i_z \Omega$ , т.е. когда  $u' \cdot \Omega = 0$ . Тогда из (75) следует алгебраическое соотношение:

$$\begin{aligned} |u'|^2 (\omega^2 - k^2 v_{S,q}^2 + 4\pi G\rho_0)^2 = \\ = -4\omega^2 (u' \times \Omega) \cdot (u' \times \Omega) = 4\omega^2 |u'|^2 \Omega^2, \end{aligned} \quad (77)$$

записанное здесь с использованием формулы векторной алгебры  $(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})^2 - \mathbf{a}^2 \mathbf{b}^2$  (см. Кочин, 1961) и условия  $u' \cdot \Omega = 0$ .

Из (77) вытекает следующее дисперсионное соотношение

$$\begin{aligned} \omega^4 + 2\omega^2 (-k^2 v_{S,q}^2 + 4\pi G\rho_0 - 2\Omega^2) + \\ + (k^2 v_{S,q}^2 - 4\pi G\rho_0)^2 = 0. \end{aligned} \quad (78)$$

Пусть  $\omega_1^2$  и  $\omega_2^2$  – корни уравнения (78); тогда

$$\begin{aligned} \omega_1^2 + \omega_2^2 = -2(-k^2 v_{S,q}^2 + 4\pi G\rho_0 - 2\Omega^2), \\ \omega_1^2 \omega_2^2 = (k^2 v_{S,q}^2 - 4\pi G\rho_0)^2. \end{aligned} \quad (79)$$

Отсюда следует, что условие неустойчивости облака  $\omega_{1,2}^2 < 0$  для совокупности волн возмущения имеет вид

$$v_{S,q}^2 k^2 < 4\pi G\rho_0 - 2\Omega^2. \quad (80)$$

В этом случае критическая длина волны возмущения  $\lambda_{cr} = 2\pi/k_{cr}$  и критическое волновое число  $k_{cr} = |k|_{cr}$ , разделяющее устойчивые ( $k_r > k_{cr}$ ) и неустойчивые ( $k_r < k_{cr}$ ) возмущенные волны, определяются соотношениями

$$\begin{aligned} |k|_{cr} = \frac{1}{v_{S,q}} (4\pi G\rho_0 - 2\Omega^2)^{1/2} = \\ = 2 \left( \frac{\pi G\rho_0}{v_{S,q}^2} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_0} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (81)$$

$$\lambda_{cr} = \frac{2\pi}{|k|_{cr}} = \sqrt{\frac{\pi v_{S,q}^2}{G\rho_0}} \left( 1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_0} \right)^{-1/2}. \quad (82)$$

Таким образом, для критерия джинсовской неустойчивости вращающегося газового облака с учетом излучения для волн возмущения распространяющихся в направлении перпендикулярном направлению оси вращения облака, получим следующее представление:

$$\begin{aligned} \lambda_r > \lambda_{cr} = v_{S,q} \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}} \left( 1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_0} \right)^{-1/2} = \\ = v_{S,q} \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}} \left( 1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_0} \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (83)$$

которое, с учетом формулы (46) для длины Джинса, может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_r}{\lambda_J} > \frac{v_{S,q}}{v_{gas}} \left( 1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_0} \right)^{-1/2} = \left\{ \frac{1}{\gamma_1 (\gamma_q - 1) D/2} \times \right. \\ \times \left[ 1 + \frac{(4 - 3\beta_0)^2 (\gamma_q - 1)}{\beta_0^2 + 12\beta_0 (\gamma_q - 1) (1 - \beta_0)} \right]^{1/2} \\ \left. \times \left( 1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_0} \right)^{-1/2} \right\}. \end{aligned} \quad (84)$$

Важно иметь в виду, что критерий (84) имеет смысл только в случае, если выполняется условие  $\Omega^2/2\pi G\rho_0 < 1$  (условие устойчивости вращающегося облака по Toomre (1964)).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Известно, что при неустойчивости неравновесных систем (в частности, различных астрофизических объектов) возникает динамический хаос, что делает возможным образование более сложных упорядоченных (в общем случае фрактальных) структур. Возникновение фрактальных образований подтверждается для многих астрофизических систем, в частности, у звезд, межзвездных молекулярных облаков, аккреционных допланетных дисков и т.д. При учете воздействия сильного гравитационного поля в моделях фрактальных космических структур возникают принципиальные трудности, поскольку для них традиционные газодинамические методы часто неприменимы. Преодоление этих трудностей требует нового подхода к решению эволюционных задач в космической газодинамике. Один из возможных подходов к изучению эволюции подобных аномальных систем может быть основан на методах неэкстенсивной статистической механики Тсаллиса, как раз и предназначенной для описания эволюции фрактальных систем с сильным гравитационным взаимодействием (см., например, Kolesnichenko, Marov, 2013; 2014; 2019).

Имея в виду большое космогоническое значение проблемы гравитационной неустойчивости, впрям ставленной работе в рамках кинетики Тсаллиса выполнено исследование влияния неэкстенсивности среды на критерий гравитационной неустойчивости Джинса для самогравитирующего допланетного облака, вещество которого состоит из смеси совершенного  $q$ -газа и чернотельного излучения. Выведены дисперсионные уравнения, на основе которых проведен анализ осесимметричных колебаний допланетных самогравитирующих облаков. Получены модифицированные критерии гравитационной неустойчивости Джинса для простых модельных систем, таких как бесконечные покоящиеся сферически однородные среды и вращающиеся газовые облака с учетом давления излучения. Кроме этого, по-

лучено модифицированное в рамках неэкстенсивной кинетики *интегральное* условие устойчивости Чандрасекхара для сферической массы смеси, состоящей из  $q$ -газа и излучения. Для указанных самогравитирующих объектов найдены критические значения длин волн и масс, которые явно зависят следующих свободных параметров: от энтропийного индекса деформации  $q$ , размерности  $D$  пространства скоростей и коэффициента  $\beta$ , характеризующего долю вещества в полном давлении смеси. Это позволяет более обоснованно моделировать реальные астрофизические объекты и находить соответствующие критерии их гравитационной неустойчивости.

Рассмотренный здесь в рамках неэкстенсивной кинетики подход к описанию эволюции относительно простых (модельных) астрофизических образований может быть распространен на более реалистичные физические ситуации, связанные, в частности, с учетом динамики возмущений в неоднородных и неизотропных дисковых фрактальных средах, с исследованием гравитационных возмущений диссипативных дисков, с исследованием собственных частот колебаний вертикально неоднородных магнитных дисков и т.п. (Фридман, Хоперсков, 2011).

Поскольку физический смысл и численные значения индекса энтропийной деформации  $q$  играют существенную роль в понимании эволюции многих аномальных астрофизических объектов, то проблема их определения представляется чрезвычайно важной. К сожалению, эта проблема все еще остается открытой. Вместе с тем, в настоящее время имеются серьезные успехи в современной гелиосейсмологии, которая надежно исследует внутреннюю структуру и динамику Солнца (см. Gough, 2011). В солнечной атмосфере установлены и изучены миллионы резонансных мод колебаний. Их частоты измерены с достаточно большой точностью, что позволяет исследовать внутреннюю структуру Солнца на больших глубинах (Gough, Hindman, 2010). Эти результаты позволяют решить не только некоторые известные проблемы космологии, но и поднимают ряд теоретических вопросов, ответы на которые необходимы для понимания того, как на самом деле эволюционирует обычная звезда. В частности, гелиосейсмология позволяет, вообще говоря, найти экспериментальные доказательства присутствия неэкстенсивных эффектов в недрах звезды по определяемым скоростям звука. Следовательно, есть надежда, что в самое ближайшее время можно будет получить астрономические данные по численным значениям параметра  $q$ , отличным от единицы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Горькавый Н.Н., Фридман А.М. Физика планетных колец. М.: Наука, 1994. 348 с.

Колесниченко А.В. Модификация в рамках статистики Тсаллиса критериев гравитационной неустойчивости астрофизических дисков с фрактальной структурой фазового пространства // *Mathematica Montisnigri*. 2015. Т. 32. С. 93–118.

Колесниченко А.В. Модификация в рамках неаддитивной статистики Тсаллиса критериев гравитационной неустойчивости астрофизических дисков // *Матем. модел.* 2016. Т. 28. № 3. С. 96–118.

Колесниченко А.В. К построению неаддитивной термодинамики сложных систем на основе статистики Курадо–Тсаллиса // *Препр. ИПМ им. М.В. Келдыша*. 2018. № 25. 40 с.

Колесниченко А.В. Статистическая механика и термодинамика Тсаллиса неаддитивных систем. Введение в теорию и приложения. М.: ЛЕНАНД. (Синергетика: от прошлого к будущему. № 87). 2019. 360 с.

Кочин Н.Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 426 с.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. I. М.: Наука, 1976. 588 с.

Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.

Фридман А.М., Хоперсков А.В. Физика галактических дисков. М.: Физматлит. 2011. 640 с.

Хоперсков А.В., Храпов С.С. Неустойчивость звуковых волн в тонком газовом диске // *Письма в Астрон. журн.* 1995. Т. 21. С. 388–393.

Чандрасекхар С. Введение в учение о строении звезд. М.: Изд-во ИЛ. 1950. 476 с.

Чандрасекхар С. О звездах, их эволюции и устойчивости // *УФН*. 1985. Т. 145. № 3. С. 489–506.

Boghosian B.M. Navier-Stokes Equations for Generalized Thermostatistics // *Bras. J. Phys.* 1999. V. 29. № 1. P. 91–107.

Bonnor W.B. Jeans' Formula for Gravitational Instability // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1957. V. 117. № 1. P. 104–117.

<https://doi.org/10.1093/mnras/117.1.104>

Cadez V.M. Applicability problem of Jeans criterion to a stationary self-gravitating cloud // *Astron. and Astrophys.* 1990. V. 235. P. 242–244.

Cadez V.M. Instabilities in stratified magnetized Stellar atmospheres // *Publ. Astron. Obs. Belgrade*. 2010. V. 90. P. 121–124.

Camenzind M., Demole F., Straumann N. The stability of radiation–pressure–dominated accretion discs // *Astron. and Astrophys.* 1986. V. 158. P. 212–216.

Chandrasekhar S., Fermi E. Problems of gravitational stability in the Presence of a magnetic field // *Astrophys. J.* 1953. V. 118. P. 116–141.

Curado E.M.F., Tsallis C. Generalized statistical mechanics: connection with thermodynamics // *J. Phys.* 1991. A 24. P. L69–72.

Dhiman J.S., Dadwal R. On the Jeans Criterion of a Stratified Heat Conducting Gaseous Medium in the Presence of Non-uniform Rotation and Magnetic Field // *J. Astrophys. and Astron.* 2012. V. 33. № 4. P. 363–373.

Eddington A.S. The Internal Constitution of the Stars. Cambridge. England: Cambridge Univ. Press, 1988. 407 p.

Fridman A.M., Polyachenko V.L. Physics of gravitating system. N.Y.: Springer-Verlag, 1984. V. 1. 468 p. V. 2. 358 p.

- Fridman A.M., Polyachenko V.L.* Physics of Gravitating Systems I: Equilibrium and Stability. Springer Sci. & Business Media, 2012. 468 s.
- Goldreich P., Lynden-Bell D.I.* Gravitational stability of uniformly rotating disks // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1965. V. 130. P. 97–124.
- Gough D.O., Hindman B.* Helioseismic Detection of Deep Meridional Flow // *J. Astrophys.* 2010. V. 714. № 1. P. 960–970.
- Gough D.O.* Heliophysics Gleaned from Seismology // *Progress in solar/stellar Physics with Helio- and Asteroseismology*, Proc. 65th Fujihara Seminar, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser., 2011. V. 462. P. 429–454 (arXiv:1210.1114v1 [astro-ph.SR]. 2012).
- Hunter C.* Self-gravitating gaseous disks // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1972. V. 4. P. 219–242.
- Jeans J.H.* The stability of a spherical nebula // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A. Containing Papers of a Mathematical or Physical Character.* 1902. V. 199 P. 1–53.
- Jeans J.H.* *Astronomy and Cosmogony.* Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2009. 476 p.
- Joshi H., Pensia R.K.* Effect of rotation on Jeans instability of magnetized radiative quantum plasma // *Physics of Plasmas.* 2017. V. 24. P. 032113-1–032113-8.
- Kaothekar S., Chhajlani R.K.* Jeans Instability of Self Gravitating Partially Ionized Hall Plasma With Radiative Heat Loss Functions And Porosity // *AIP Conf. Proc.* 2013. V. 1536. № 1. P. 1288–1289.
- Kolesnichenko A.V., Chetverushkin B.N.* Kinetic derivation of a quasi-hydrodynamic system of equations on the base of nonextensive statistics // *RJNAMM (Russian Journal of Numerical Analysis and Mathematical Modelling).* 2013. V. 28. № 6. P. 547–576.
- Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya.* Modeling of aggregation of fractal dust clusters in a laminar protoplanetary disk // *Sol. Syst. Res.* 2013. V. 47. № 2. P. 80–98.
- Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya.* Modification of the jeans instability criterion for fractal-structure astrophysical objects in the framework of nonextensive statistics // *Sol. Syst. Res.* 2014. V. 48. № 5. P. 354–365.
- Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya.* Modification of the Jeans and Toomre instability criteria for astrophysical fractal objects within nonextensive statistics // *Sol. Syst. Res.* 2016. V. 50. № 4. P. 251–261.
- Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya.* Renyi Thermodynamics as a Mandatory Basis to Model the Evolution of a Protoplanetary Gas–Dust Disk with a Fractal Structure // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. № 6. P. 443–461.
- Kumar V., Sutar D.L., Pensia R.K., Sharma S.* Effect of fine dust particles and finite electron inertia of rotating magnetized plasma // *2nd Int. Conf. Condensed Matter and Applied Physics (ICC 2017).* AIP Conf. Proc. 2018. V. 1953. № 1. P. 060036-1–060036-4.
- Lima J.A.S., Silva R., Santos J.* Jeans' gravitational instability and nonextensive kinetic theory // *Astron. and Astrophys.* 2002. V. 396. P. 309–313.
- Low C., Lynden-Bell D.* The minimum Jeans mass or when fragmentation must stop // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1976. V. 176. № 2. P. 367–390.
- Mace R.L., Verheest, Frank, Hellberg M.A.* Jeans stability of dusty space plasmas // *Phys. Lett. A.* 1998. V. 237. P. 146–151.
- Masood W., Salimullah M., Shah H.A.* A quantum hydrodynamic model for multicomponent quantum magneto-plasma with Jeans term // *Phys. Lett. A.* 2008. V. 372. № 45. P. 6757–6760.
- McKee M.R.* Theradial-azimuthal stability of accretion disk around blackholes // *Astron. and Astrophys.* 1990. V. 235. P. 521–525.
- Nonextensive statistical mechanics and thermodynamics: Bibliography / <http://tsallis.cat.cbpf.br/biblio.htm>.
- Oliveira D.S., Galvao R.M.O.* Transport equations in magnetized plasmas for non-Maxwellian distribution functions // *Physics of Plasmas.* 2018. V. 25. P. 102308-1–102308-13.
- Owen J. M., Villumsen J., Baryons V.* Dark Matter, and the Jeans Mass in Simulations of Cosmological Structure Formation // *J. Astrophys.* 1997. V. 481. № 1. P. 1–21.
- Pandey B.P., Avinash K.* Jeans instability of a dusty plasma // *Phys. Rev. E (Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics).* 1994. V. 49. № 6. P. 5599–5606.
- Pensia R.K., Sutar D.L., Sharma S.* Analysis of Jeans Instability of Optically Thick Quantum Plasma under the Effect of Modified Ohms law // *2nd Int. Conf. Condensed Matter and Applied Physics (ICC 2017).* AIP Conf. Proc. 2018. V. 1953. № 1. P. 060044-1–060044-4.
- Radwan A.E.* Variable streams self-gravitating instability of radiating rotating gas cloud // *Appl. Math. and Comput.* 2004. V. 148. P. 331–339.
- Sakagami M., Taruya A.* Self-gravitating stellar systems and non-extensive thermostatics // *Cont. Mech. and Thermodyn.* 2004. V. 16. № 3. P. 279–292.
- Shakura N.I., Sunyaev R.A.* A theory of the instability of disk accretion onto black holes and the variability of binary X-ray sources, galactic nuclei and quasars // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1976. V. 175. P. 613–632.
- Shukla P.K., Stenflo L.* Jeans instability in a self-gravitating dusty plasma // *Proc. Roy. Soc. A: Math., Phys. and Engineering Sci.* 2006. V. 462. P. 403–407.
- Trigger S.A., Ershkovich A.I., van Heijst G.J.F., Schram P.P.J.M.* Kinetic theory of Jeans instability // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69. P. 066403–066405.
- Toomre A.* On the gravitational stability of a disk of stars // *J. Astrophys.* 1964. V. 139. P. 1217–1238.
- Tsiklauri D.* Jeans Instability of Interstellar Gas Clouds in the Background of Weakly Interacting Massive Particles // *J. Astrophys.* 1998. V. 507. № 1. P. 226–228.
- Tsintsadze N.L., Chaudhary R., Shah H.A., Murtaza G.* Jeans instability in a magneto-radiative dusty plasma // *J. Plasma Phys.* 2008. V. 74. № 6. P. 847–853.
- Tsallis C.* Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs-Statistics // *J. Stat. Phys.* 1988. V. 52. № 1/2. P. 479–487.
- Tsallis C.* Nonextensive Statistic: Theoretical, Experimental and Computational Evidences and Connections // *Brazilian J. Phys.* 1999. V. 29. № 1. P. 1–35.
- Tsallis C.* *Introduction to Nonextensive Statistical Mechanics. Approaching a Complex World.* New York: Springer, 2009. 382 p.
- Tsallis C., Mendes R.S., Plastino A.R.* The role of constraints within generalized nonextensive statistics // *Physica A.* 1998. V. 261. P. 534–554.

УДК 523-4

## ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА ПРОДУКТОВ ДЕГАЗАЦИИ МЕТЕОРИТА АВА PANU (L3)

© 2020 г. А. В. Стенников<sup>а</sup>, \*, В. С. Федулов<sup>а</sup>, С. Г. Наимушин<sup>а</sup>, Н. В. Душенко<sup>а</sup>, С. А. Воропаев<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия

\*e-mail: ya\_email@mail.ru

Поступила в редакцию 18.07.2019 г.

После доработки 01.08.2019 г.

Принята к публикации 31.10.2019 г.

Исследование процесса дегазации примитивного космического вещества (в частности метеоритов) позволяет лучше понять и оценить процессы, протекающие при формировании первичной (утраченной) и вторичной атмосфер каменных планет. Для этого используется авторская методика с применением специально сконструированного прибора. В продолжение идей прошлой работы, где анализировался состав летучих LL5 хондрита, в данной статье описывается изучение L3 хондрита Aba Panu теми же методами: прокалывание в диапазоне температур от 200 до 800°C с шагом в 100°C. Состав и количество выделенных летучих компонентов оценивается на хроматографе.

**Ключевые слова:** метеорит, дегазация, ранняя атмосфера, газовая хроматография

**DOI:** 10.31857/S0320930X20020085

### ВВЕДЕНИЕ

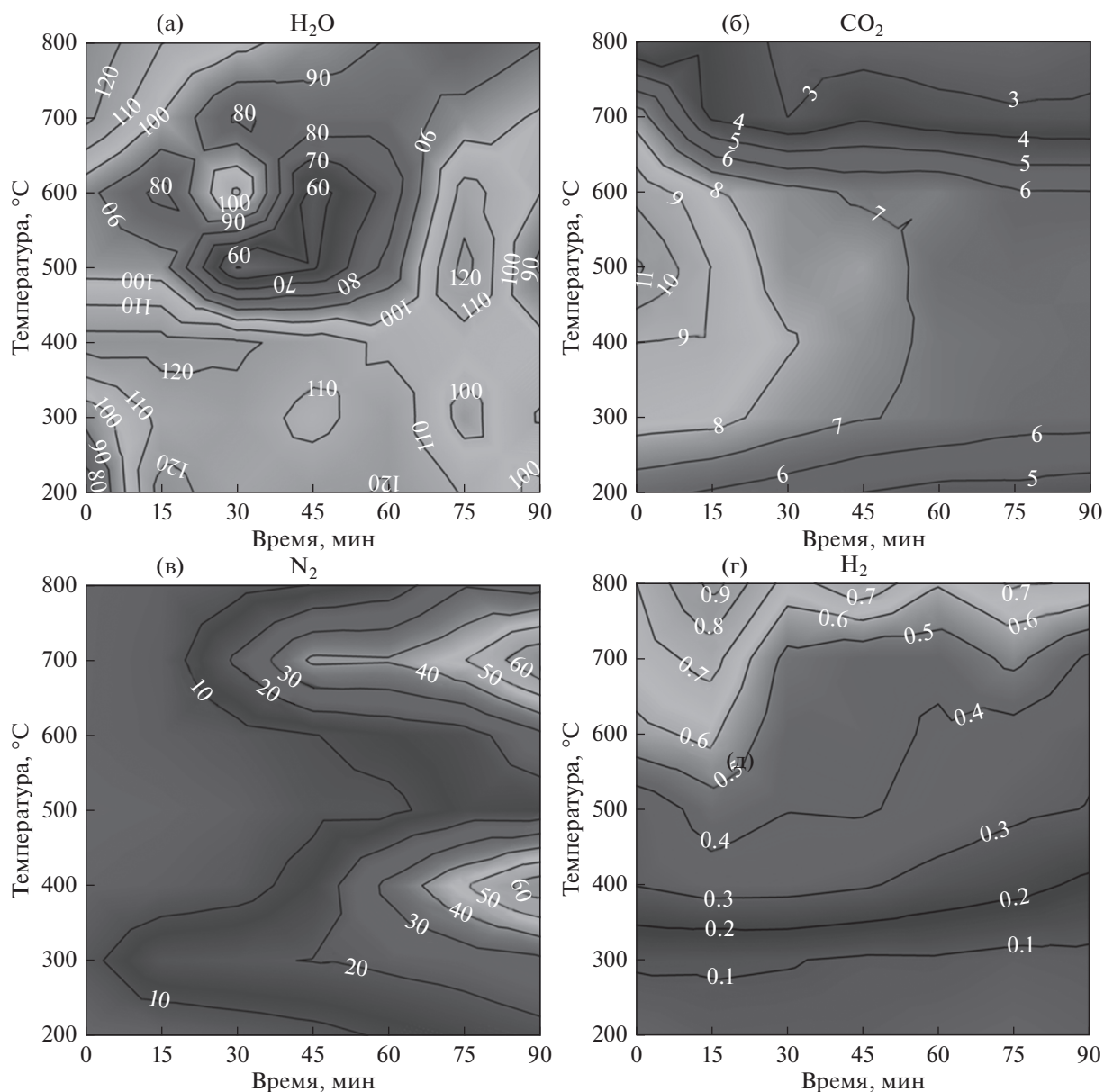
В ходе аккреции планетезималей происходила дегазация примитивного вещества при постепенном нагреве и частичном плавлении. Сформированная таким образом первичная атмосфера (включавшая в себя также летучие компоненты протопланетного диска) впоследствии была утрачена. Однако часть исходных газовых компонентов осталась заключенной внутри каменного тела, став одним из источников, формировавших вторичную атмосферу планеты (Sakuraba и др., 2019; Shaefar, Fegley, 2010). Летучие компоненты, доставленные на землю в ходе Поздней тяжелой бомбардировки, также внесли существенный вклад в состав газовой оболочки планеты (Court, Sephton, 2014; Norman, 2019; Trigo-Rodriguez, Martin-Torres, 2012).

Исследование поведения летучих компонентов, в частности их дегазации из доступного для изучения примитивного вещества при нагреве, позволяет более конкретно оценить валовый состав резервуара газовых компонентов, сформировавших первичную и вторичную атмосферу планет земной группы. Для этих целей нами была разработана методика прокалывания метеоритного материала с последующим количественным измерением состава выделенных газовых продуктов. Первичные концентрации, измеренные в ходе такой дегазации можно с некоторой долей приближения принять за ювенильные концентрации газов, содержащихся в метеоритном ве-

ществе и планетезималях. Подобный систематический анализ содержания летучих в метеоритах также позволяет расширить понятие о характеристике миграции и распределению газовых компонентов в протопланетном диске на момент формирования астероидов разных типов (до начала планетарной аккреции).

В прошлой работе (Стенников и др., 2019; Stennikov и др., 2019) нами было проведено прокалывание образца метеорита Челябинск (LL5) в атмосфере гелия при температурах 200–800°C, что является нижним пределом термического разложения основных минералов. В ходе дегазации с помощью газового хроматографа были установлены следующие основные летучие компоненты: H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, CO, H<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>S; было определено изменение концентрации этих компонентов во времени.

В данной работе продолжается экспериментальное изучение состава выделяемых газов при нагреве метеорита. Объектом исследования стал упавший в 2018 году в Нигерии метеорит Aba Panu — обыкновенный каменный хондрит типа L3. Исследование изотопии кислорода трех проб методом лазерного фторирования дало следующие значения: δ<sup>17</sup>O = 3.724, 3.625, 3.684; δ<sup>18</sup>O = 5.160, 4.980, 5.089; Δ<sup>17</sup>O = 1.000, 0.996, 0.997‰ (Meteoritical Bulletin, № 107). Такие значения указывают на граничное положение метеорита Aba Panu между LL и L группами обыкновенных хондритов (Clay-



**Рис. 1.** Тепловые контуры концентраций компонентов в зависимости от температуры и времени. Изолинии обозначают концентрации в мкг/г образца. (а) –  $\text{H}_2\text{O}$ , (б) –  $\text{CO}_2$ , (в) –  $\text{N}_2$ , (г) –  $\text{H}_2$ , (д) –  $\text{CH}_4$ , (е) –  $\text{H}_2\text{S}$ , (ж) –  $\text{CO}$ .

top и др., 1991), что делает его исследование особенно интересным.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проведения экспериментов использовался специально сконструированный прибор, подробно описанный в работе (Стенников и др., 2019, рис. 1). В замкнутый нагревательный контур, заполняемый гелием, подается кварцевая лодочка с перетертым образцом метеорита. Затем образец нагревается до заданной температуры и каждые 15 мин происходит отбор летучих газо-

плотным шприцом, и смесь тут же отправляется на анализ в газовый хроматограф.

*Режим проведения анализа.* Определение летучих компонентов происходило на газовом хроматографе “КристалЛюкс-4000М” (Йошкар-Ола, Россия), который позволяет определять содержание веществ с точностью до миллионных долей (ppm) при установленной градуировке прибора с капиллярной колонкой HP-PLOT/Q (30 м × 0.537 мм × 40.0 мкм) и колонкой СаА, молекулярные сита (2 м × 3 мм × 0.25–0.177 мм). Поток газа-носителя гелия марки 6.0 составлял 20 мл/мин, давление на входе в колонку составляло 1 атм, температура термоста-

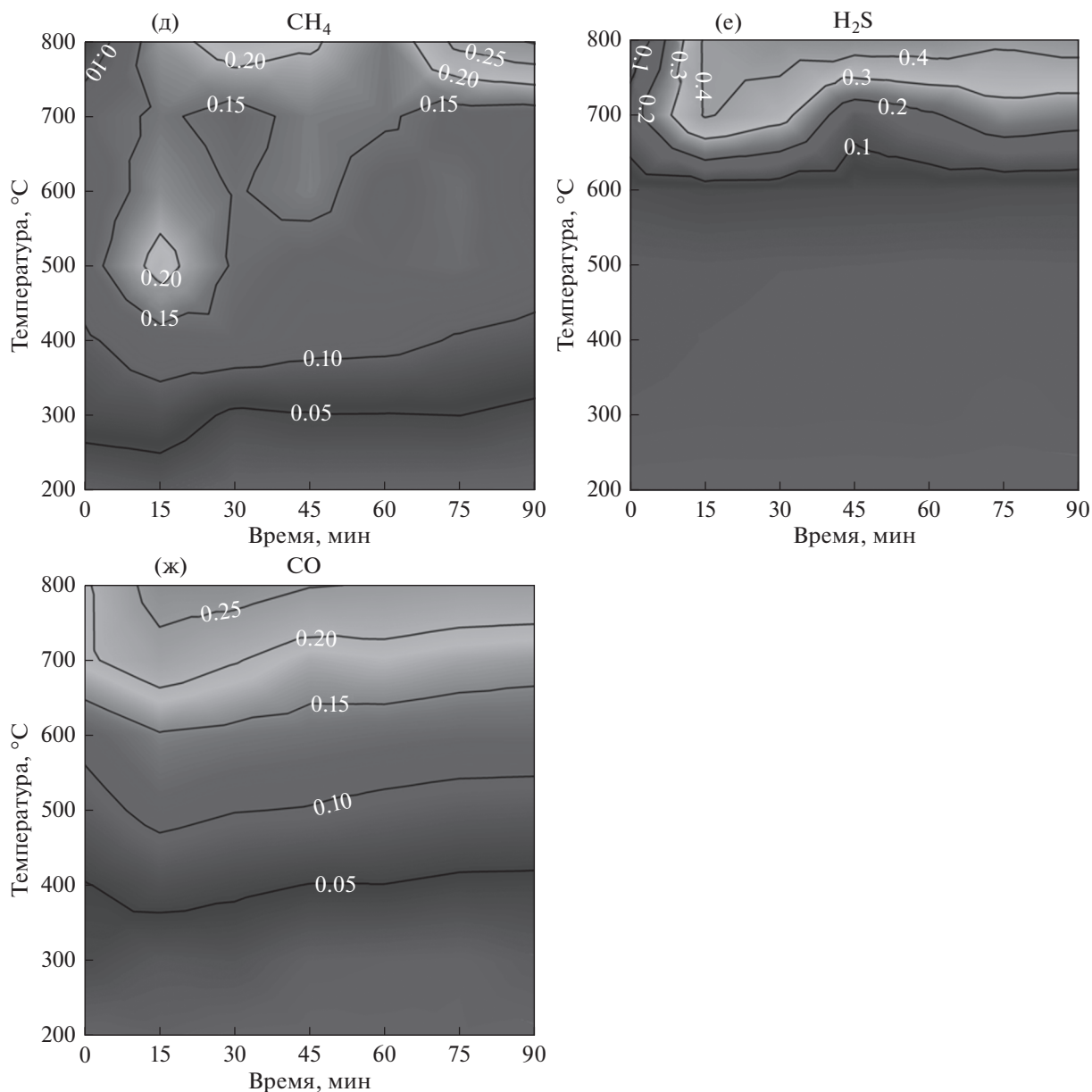


Рис. 1. Окончание.

та 110°C. В качестве детекторов использовали: ПФД при анализе серосодержащих газов, ДТП-1 при анализе H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, и CO, ДТП-2 при анализе CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O.

**Описание эксперимента.** В прошлой работе (Стенников и др., 2019) было установлено, что при увеличении степени измельчения выход газовых продуктов в среднем увеличивается, поэтому в данном эксперименте использовался перетертый в шаровой мельнице (~10 мкм) образец метеоритного вещества с массой одной навески ~0.75 г. Нагрев варьировался от 200 до 800°C с шагом в 100°C – суммарно было проведено 7 экспе-

риментов; отбор газа для анализа осуществлялся 7 раз в течение 1.5 ч.

**Характеристика метеорита.** Метеорит Аба Рапи по классификации относится к типу L3, стадия шокового метаморфизма S4, степень выветривания W0. Визуально на поверхности разрезов преобладает серая матрица, усеянная хорошо развитыми хондрами и их фрагментами. Изучение нескольких срезов метеорита показало, что светлые участки составляют менее 10% площади. Некоторые хондры достигают в размере 4 мм, но большинство – от 0.1 до 1 мм в поперечнике. Жилок ударного расплава мало. Среди хондр доминируют PO, POP, RP, PP и BO типы. В тонком

шлифе особенно заметны ВО и РО хондры с красно-фиолетовым стеклом (в обычном поляризованном свете), изотропным под скрещенными поляризаторами. Силикатные минералы испытали сильную ударную нагрузку — оливин демонстрирует мозаицизм, волнистое погасание, и планарные дефекты структуры. Наблюдения под сканирующим электронным микроскопом показали, что большая часть металла/сульфида в матрице встречается в виде мелких капель, жилок и карманов расплава, достигающих в размере 5 мм. Большие Fe-Ni зерна имеют поликристаллическую структуру, где каждый кристалл имеет камаситовое ядро, окруженное темным “гравированным” мартенситом, а затем обрамлено внешним слоем богатого Ni металла. Троилит преимущественно монокристаллический, редко поликристаллический. Зерна хромита редки.

Данные геохимических исследований: оливин —  $\text{Fa}_{24.3 \pm 5.7}$  (разброс значений  $\text{Fa}_{7.5-32.8}$ ),  $n = 18$ ; среднее содержание  $\text{Cr}_2\text{O}_3 = 0.08$ , среднее отклонение  $\text{Cr}_2\text{O}_3 = 0.07$ , разброс значений от 0.02 до 0.3;  $\text{FeO}/\text{MnO} = 55.8 \pm 12.6$ . Низкокальциевый пироксен —  $\text{Fs}_{17.0 \pm 11.6}\text{Wo}_{2.0 \pm 1.9}$  (разброс значений  $\text{Fs}_{2.4-49.2}\text{Wo}_{0.3-6.0}$ ),  $n = 17$ . Высококальциевый пироксен —  $\text{Fs}_{8.7}\text{Wo}_{49.2}$ ,  $n = 1$ . Состав изотропного стекла (красно-фиолетового цвета в обычном поляризованном свете) в хондрах ВО и РО типа —  $\text{Or}_{1.4 \pm 0.8}\text{Ab}_{87.6 \pm 4.8}$ ,  $n = 6$ ,  $\text{TiO}_2$  до 1 мас. % (Meteoritical Bulletin, № 107).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В ходе проведения семи экспериментов по прокаливанию перетертого метеоритного вещества при температуре от 200 до 800°C (с шагом в 100°C) были определены следующие летучие компоненты:  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{H}_2\text{S}$ . Полученные в ходе дегазации вещества, также как и в прошлый раз, можно условно поделить на макро- и микрокомпоненты. К первым относятся  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$ , их концентрация находится в диапазоне 3–120 мкг/г образца; ко вторым — все остальные (концентрация изменяется в пределах 0.0–0.9 мкг/г).

Результаты экспериментов представлены на рис. 1. Каждый график составлен из 7 профилей при разной температуре; изолинии изменения концентрации построены в результате экстраполяции полученных данных.

Поведение концентрации воды от температуры-времени (рис. 1а) довольно изменчиво. При 200–300°C в первые 15 мин происходит резкое возрастание концентрации до максимальных значений (>120 мкг/г), затем постепенный спад до ~110 мкг/г с небольшими колебаниями в  $\pm 5$  мкг/г. При 400°C по достижению максимума идет плавное уменьшение концентрации от 120 до 110 мкг/г. Во

время прокаливания при 500–600°C по достижению максимума (100–110 мкг/г) на 15–30 мин идет резкое падение концентрации до ~50 мкг/г с последующими колебаниями около 80 мкг/г. Доходя до температуры 700–800°C, концентрация воды с 120 мкг/г линейно убывает до 80 мкг/г, затем стремится к равновесному значению 100 мкг/г.

Углекислый газ (рис. 1б) присутствует на всех точках измерения. Его наибольшая концентрация фиксируется в первой точке наблюдения, постепенно увеличиваясь от 6 до 12 мкг/г с максимумом при 500°C. При более высоких температурах концентрация выделившегося  $\text{CO}_2$  в первой точке постепенно уменьшается до 3 мкг/г. Со временем меняется и равновесная концентрация: для 200°C значение стремится к 4 мкг/г, для 300–600°C — к 6 мкг/г, а для 700–800°C равновесное значение приходится на 3.5 мкг/г.

Содержание азота (рис. 1в) линейно повышается при удержании заданной температуры, в двух случаях (при 400 и 700°C) концентрация начинает повышаться в 4 раза быстрее. Для всех температурных профилей максимальные значения концентрации находятся в пределах 13–27 мкг/г, кроме двух вышеупомянутых, где эти значения достигают 66–70 мкг/г. Подобная картина наблюдалась и при прокаливании метеорита Челябинск (Стенников и др., 2019): для температур 200, 500 и 800°C на точке 90 мин наблюдалась максимальная концентрация в 82, 45 и 81 мкг/г соответственно, при характерном максимуме азота в 10–13 мкг/г для остальных температур. Так как перед подготовкой разных навесок цельный кусок метеорита перетирался и тщательно перемешивался, то, вероятно, в эти пробы попали некоторые редкие “кластеры” с большим количеством азота.

Водород детектируется уже при температуре 200°C в небольшом количестве (~0.05 мкг/г), с увеличением температуры его количество линейно возрастает до максимума в 0.93 мкг/г при 800°C (рис. 1г). Пиковая концентрация по времени наблюдается в точке 15 мин на всем диапазоне температур. После этой отметки его концентрация начинает медленно снижаться, с локальными повышениями на отметках 45 и 75 мин.

Концентрации  $\text{CO}$  и  $\text{CH}_4$  коррелируют с концентрацией  $\text{H}_2$  (рис. 1д, 1ж). Минимальная концентрация монооксида углерода регистрируется уже при 200°C. С увеличением температуры его средняя концентрация увеличивается в среднем на 0.05 мкг/г с каждым шагом на 100°C. Пиковой содержание  $\text{CO}$  наблюдается в точке 15 мин, с увеличением времени оно постепенно уменьшается.

Метан также присутствует в продуктах реакции при 200°C. Его концентрация линейно увеличивается до 0.20 мкг/г, достигает отметки 0.30 мкг/г при 800°C. Картина изменения содержания  $\text{CH}_4$  во



**Таблица 1.** Концентрации (мкг/г) ювенильных газов в L3 и LL5

Хондрит	H <sub>2</sub> O	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	CO	H <sub>2</sub> S
Челябинск (LL)	75.392	14.199	83.213	0.488	0.313	0.826	0.242
Aba Panu (L)	128.339	11.235	69.476	0.929	0.305	0.274	0.470

времени во многом аналогична H<sub>2</sub>. Положения максимума концентрации находятся в точках 15, 45 и 75 мин.

Сероводород не обнаруживается при 200°C (рис. 1е). Минимальные значения концентраций начинают прослеживаться только с 300°C, и составляют 0.008–0.011 мкг/г. В интервале температур 600–800°C выход H<sub>2</sub>S увеличивается в 40–50 раз; максимальная концентрация приходится на отметке 15 мин, затем почти не изменяется. В точке 700°C и 45 мин наблюдается локальное понижение содержания сероводорода в два раза, которое далее возвращается к среднему значению. Наблюдаемое резкое возрастание концентрации H<sub>2</sub>S с температурой, скорее всего, является следствием протекания реакций восстановления железа из троилита или серы из SO<sub>2</sub> (образующийся при взаимодействии FeS и H<sub>2</sub>O/CO<sub>2</sub>), которые при более низких температурах не происходят.

Результаты серии экспериментов показывают в целом картину, близкую к дегазации метеорита LL5 (Стенников и др., 2019). Основные продукты термической дегазации метеорита по-прежнему являются CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O, причем только азот ведет себя инертно. Водород, метан и монооксид углерода появляются уже при 200°C, в то время как для метеорита Челябинск требовались более высокие температуры для их образования. H<sub>2</sub>S прослеживается в минимальных количествах с 300°C, всплеск его концентрации также приходится на температуру 700–800°C, однако образованный сероводород более стабилен, и не пропадает после выделения, как в случае LL5.

Достаточно любопытны скачки в концентрации азота. В данном эксперименте его повышенная концентрация наблюдается при температурах 400 и 700°C, в то время как при дегазации LL5 эти всплески проявляются при 200, 500 и 800°C. Учитывая широкий разброс температур, это явление вряд ли является следствием протекания какой либо химической реакции, и, как и было сказано выше, скорее всего происходит из-за редкого включения некоторых кластеров или прожилков, содержащих повышенные (по сравнению с основной матрицей) значения N<sub>2</sub>. Такими кластерами могут являться металлические прожилки, в которых благодаря высокому коэффициенту распределения между металлическим и силикатным расплавом может скапливаться азот во время об-

разования метеоритного тела или перераспределяться в результате ударного события.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован состав газовых компонентов, заключенных внутри метеорита Aba Panu типа L3. На основании этих и данных работы (Стенников и др., 2019) можно составить представления о характере миграции и концентрации разных летучих компонентов в протопланетном диске на момент формирования резервуаров хондритов разного типа, а также о ювенильных концентрациях газов в малых каменных телах и планетезималиях. В дальнейшем также планируется изучение состава выделяемых газов из метеорита типа H и углистых хондритов.

Из табл. 1 видно уменьшение содержания в L хондрите таких газов, как CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> и CO, и увеличение содержания H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>S, количество CH<sub>4</sub> примерно одинаковое. Это, по-видимому, связано с тем, что область формирования родительских тел данного типа метеоритов располагалась ближе к Солнцу. Повышенные температура и более высокое содержание соединений железа по сравнению с областью формирования LL родительских тел, привели к увеличенному расходу CO как газа-восстановителя. Вместе с тем, необходимо учитывать разные степени ударного метаморфизма выбранных образцов: Челябинск – LL5, Aba Panu – L3. Челябинск подвергался более сильному нагреву в ходе своей эволюции чем Aba Panu, это сместило содержание ювенильных газов в высокотемпературную область, а также высвободило часть исходных газов. Можно приблизительно оценить потери газов при аккреции примитивного вещества, сравнив концентрации летучих для хондритов одной группы, но разной степени ударного преобразования: от 3 до 6. Для более точного сравнительного анализа процессов и условий хондритов разных типов, необходимо приведение результатов экспериментов к одинаковой базе. Представленные результаты экспериментов по дегазации метеоритов типа L3 являются первым шагом в этом направлении.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект №17-17-01279).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Стенников А., Воропаев С., Федулов В., Душенко Н., Наимушин С.* Экспериментальное исследование состава продуктов дегазации метеорита Челябинск (LL5) // *Астрон. вестн.* 2019. № 3. С. 214–223. (*Stennikov A.V., Voropaev S.A., Fedulov S.V., Dushenko N.V., Naimushin S.G.* Experimental study of the product composition on the Chelyabinsk meteorite (LL5) outgassing // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. № 3. P. 199–207.)
- Court W., Sephton M.* New estimates of the production of volatile gases from ablating carbonaceous micrometeoroids at Earth and Mars during an E-belt-type Late Heavy Bombardment // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 2014. V. 145. P. 175–205.
- Clayton R.N., Mayeda T.K., Goswami J.N., Olsen E.J.* Oxygen isotope studies of ordinary chondrites // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1991. V. 55. P. 2317–2337.
- Norman M.* Chapter 2 – Origin of the Earth and the Late Heavy Bombardment / *Earth's Oldest Rocks* // Eds Van Kranendonk M., Bennett V., Hoffmann E. 2019. P. 27–47.
- Sakuraba H., Kurokawa H., Genda H.* Impact degassing and atmospheric erosion on Venus, Earth, and Mars during the late accretion // *Icarus.* 2019. V. 317. P. 48–58.
- Schaefer L., Fegley B., Jr.* Chemistry of atmospheres formed during accretion of the Earth and other terrestrial planets // *Icarus.* 2010. V. 208. P. 438–448.
- Trigo-Rodriguez J., Martin-Torres J.* Clues on the importance of comets in the origin and evolution of the atmospheres of Titan and Earth // *Planet. and Space Sci.* 2012. V. 60. P. 3–9.

УДК 523-4

## РАЗРЫВ ВЫТЯНУТОГО МАЛОГО ТЕЛА ПРИЛИВНЫМИ СИЛАМИ ЗЕМЛИ ПРИ ПОДЛЕТЕ: ВОЗМОЖНЫЕ СЦЕНАРИИ

© 2020 г. С. А. Воропаев<sup>а</sup>, \*, Ян Джианго<sup>б</sup>, \*\*, Жан-Пьер Барриот<sup>с</sup>, \*\*\*

<sup>а</sup>Институт геохимии и аналитической химии РАН, Москва, Россия

<sup>б</sup>Государственная лаборатория по геодезии и удаленному зондированию, Университет Ухань, Ухань, Китай  
<sup>с</sup>Обсерватория геодезии Таити, Университет Французской Полинезии, Фаа, Таити, Французская Полинезия

\*e-mail: voropaev@geokhi.ru

\*\*e-mail: jgyan@whu.edu.cn

\*\*\*e-mail: jpbarriot@yahoo.fr

Поступила в редакцию 05.03.2019 г.

После доработки 25.09.2019 г.

Принята к публикации 30.09.2019 г.

В данной статье изучается возможный разрыв вытянутого эллипсоидального малого тела приливными силами Земли при подлете. С помощью аналитического решения упругой задачи получено точное выражение для тензора напряжений под действием сил гравитации, вращения и приливных воздействий. Выведены ограничения на предельное расстояние с учетом размера, формы, плотности, механических свойств (прочность, коэффициент Пуассона), вращения и двух вариантов ориентации тела. В качестве примера рассмотрен астероид 433 Эрос. Полученные результаты имеют важное значение для методов оценки астероидной опасности околоземных (NEO) объектов и эволюции планет земной группы.

**Ключевые слова:** астероиды, приливные силы, прочность, гравитация, метеориты, разрушение

**DOI:** 10.31857/S0320930X20020097

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение ранней истории Луны привело к формированию концепции “поздней массивной бомбардировки” (ПМБ), что позволяло объяснить пик возникновения ряда крупных бассейнов и кратеров, размером более 300 км, в узком временном интервале ~3.7–3.8 млрд лет назад. Предполагалось, что ПМБ завершился формированием моря Восточное (Gomes и др., 2005), но недавние исследования соотношения изотопов содержания Ag в образцах лунного реголита, доставленные миссиями Apollo раздвинули эти границы (Voehnke и др., 2016). Теоретические и численные расчеты, проведенные для объяснения этого факта, показали решающую роль ранней динамики газовых гигантов Юпитера и Сатурна (Haisch и др., 2001). Смещение их орбит к Солнцу и обратное движение дестабилизировало астероидный пояс из-за возникновения ряда орбитальных резонансов (Morbidelli и др., 2007). Как показывают данные изотопии вольфрама, к этому моменту аккреция планет земной группы в целом уже завершилась (Pierens и др., 2008), и они оказались мишенями практически постоянного потока малых тел различных размеров из зоны E астероидного пояса (Bottke и др., 2012).

Следы ПМБ на Земле прослеживаются до Архея и раннего Протерозоя в виде глобальных планетарных слоев, содержащих ударные сферулы-импактиты (Johnson и др., 2012). По меньшей мере, семь таких слоев были сформированы между 3.23 и 3.47, четыре между 2.49 и 2.63, и один между 1.7 и 2.1 млрд лет назад (Lowe и др., 2003). Сравнительно недавно по геологической шкале времени, в позднем Эоцене, был сформирован кластер значительных ударных структур: Ашмор (Тиморское море,  $D \sim 90$  км,  $35.4 \pm 0.1$  млн лет назад), Попигай (Восточная Сибирь,  $D \sim 100$  км,  $35.7 \pm 0.2$  млн лет назад) и Чесапик (Северная Америка,  $D \sim 85$  км,  $35.3 \pm 0.1$  млн лет назад) (Glikson и др., 2010). Возможно, причиной послужило разрушение огромного астероида размером 30–40 км на обломки размером до 10 км вблизи Земли приливными силами. В любом случае, механическая прочность ударников, очевидно, оказалась достаточной для преодоления аэродинамического сопротивления атмосферы, что является дополнительным аргументом для применения методов теории упругости.

Представители семейств околоземных астероидов регулярно пересекают орбиту Земли и, в среднем один раз в сто лет, происходит падение тела размером около 20 м, такого как метеорит

Челябинск в феврале 2013 г., LL5 обыкновенный хондрит (Галимов и др., 2013). Вероятность падения большего метеорита, размером около 1 км, значительно меньше, но такая возможность реализуется раз в несколько миллионов лет (Bottke и др., 1994). Катастрофические последствия такого падения для всей земной биосферы заставляют, как можно более детально рассмотреть возможные сценарии приближения подобного объекта к Земле, с распадом на части и без. Для правильной оценки опасности в общем случае, важно понимать роль как механических свойств малого тела (прочность, упругие и реологические характеристики), так и геометрических параметров его фигуры на скорость распада под действием приливных сил со стороны Земли.

Удобным частным примером является околоземный астероид 433 Эрос. В настоящее время, благодаря миссии аппарата NEAR-Shoemaker в феврале 2001 г., собран большой объем информации о его топографии, структуре и гравитационном поле (Neverka и др., 2000). Фигура Эроса может быть представлена трехосным эллипсоидом с главными полуосями:  $a = 17200$  м,  $b = 5771$  м и  $c = 5332$  м, или вытянутым двухосным эллипсоидом с полуосями  $b = c = 5600$  м и  $a = 17200$  м. По современным представлениям, Эрос — это единое сплошное тело, хотя и с системой значительных трещин (Flynn и др., 1999). Средняя плотность  $\rho_0 = 2.67$  г/см<sup>3</sup> указывает на силикатный состав, близкий обыкновенным хондритам, но со значительной пористостью. Вращение с периодом 5.2 ч, и приливные силы при близком прохождении Земли или Марса могут вызывать значительные растягивающие напряжения в его теле.

Одним из важнейших вопросов в контексте приливного разрушения является предельное расстояние пролета малого тела до планеты, после которого может начаться его распад. Этот вопрос обсуждался со времен Roche (1983), который первым оценил такое расстояние,  $D$ , через безразмерную величину  $\delta$  с помощью выражения

$$\begin{aligned} D &= 2.45(\rho_p/\rho_0)^{1/3} R_p \\ \text{от } \delta &= D/R_p (\rho_0/\rho_p)^{1/3} = 2.45, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $R_p$  и  $\rho_p$  — радиус и плотность планеты, а  $\rho_0$  — плотность малого тела. Roche рассматривал однородный, самогравитирующий, жидкий спутник на круговой орбите, синхронно вращающийся вокруг планеты с осью вращения, направленной перпендикулярно плоскости орбиты. Он учитывал только силы гравитации и приливное воздействие, в результате не входит никакое другое свойство малого тела, кроме плотности. Позже равновесные эллипсоидальные фигуры вращающихся жидких тел под действием гравитации были рассмотрены в деталях (Чандрасекхар, 1969). “Жид-

кость”, в данном случае, подразумевает, что предел прочности на растяжение равен нулю и нет сдвиговых напряжений. Тем не менее, значительная часть малых астероидов, размером менее 10 км, имеет период вращения менее двух часов (Pravec, 2008) и, если бы они состояли из слабо связанного материала, центробежные силы их бы разрушили. Была предложена улучшенная модель для сферического тела (Aggarwal, 1974) и для тела с фигурой двухосного эллипсоида (Davidsson, 2001). В обоих случаях малое тело рассматривалось как твердое, несжимаемое, однородное и упругое. Был рассчитан эффект воздействия приливных сил со стороны планеты и самогравитации тела для основных вариантов движения: приближение к планете по прямой линии без вращения и приливной захват с синхронным вращением. Плоскость разрыва определялась перпендикулярно линии, соединяющей тело и планету. Рассчитывались средние по выбранному сечению сжимающие и растягивающие силы. Ключевую роль в указанных выше моделях играло условие несжимаемости вещества: коэффициент Пуассона принимал частное значение 0.5, что позволяло довести вычисления до явных замкнутых выражений, но значительно сужало область применения.

Сжимаемое упругое тело с фигурой трехосного эллипсоида было рассмотрено (Dobrovolskis, 1990) для случая синхронного вращения с большой осью постоянно направленной на планету. Хотя Dobrovolskis' и получил общее выражение для тензора напряжений, он использовал упрощенный сферический случай при анализе результатов для пластичного и хрупкого материалов. В реальной ситуации, форма, свойства вещества и вращение являются независимыми от орбиты тела параметрами и расчеты должны учитывать это обстоятельство. Общий анализ условий разрушения эллипсоидального твердого тела из слабосвязанного материала с использованием критерия прочности Мора-Кулона был сделан (Hollaple, 2008). Были получены выражения для напряжений, возникающих при действии центробежных и приливных сил, причем критерием разрушения являлось возникновение в произвольном месте тела растягивающего напряжения. Показано, что при нулевой величине сцепления вещества данный критерий распада выполняется одновременно во всем теле. Позже Hollaple сделал попытку учесть ненулевую величину сцепления вещества и ее зависимость от давления по критерию Мора-Кулона. Добавление конечной величины сцепления усложнило рассмотрение Hollaple настолько, что точные результаты получить не удалось и был применен усредняющий подход с интегрированием по объему тела. Подход с нулевым сцеплением был также использован при численном моделировании приливного распада (Richardson и др., 1998) с помощью гидродинамического кода

для различных комбинаций скорости вращения и ориентации оси вращения. Было показано, что Земля, начиная с дистанции  $D \approx 1.5R_{\text{Earth}}$ , разорвет любой приближающийся астероид размером 1 км и более, если он имеет слабосвязанную структуру. В таком случае, рыхлые объекты не могли быть источниками значительных по размеру ударных структур на Земле и кратерообразующие тела для вышеприведенных примеров были монолитными.

Целью данной статьи является устранение ограничений модели слабо связанного малого тела и упрощающего предположения о несжимаемости вещества. Мы решаем в общем виде пространственную задачу распределения напряжений для однородного вращающегося упругого астероида с конечной прочностью вещества на разрыв и сдвиг. При этом на него действуют приливные силы со стороны Земли, а также центробежные силы из-за вращения и силы собственной гравитации. Получены точные аналитические выражения деформации жесткого вытянутого эллипсоидального тела с полуосями  $a > b = c$ , однородной структурой и изотропным распределением таких упругих параметров, как модуль Юнга и коэффициент Пуассона. Безусловно, это тоже сильно упрощенная модель, но она позволяет получить более реалистичные асимптотические оценки для последующих детальных расчетов методами механики разрушений. В частности, для рассмотрения условий роста трещин в малом теле под нагрузкой необходимо знать величину высвобождаемой при этом энергии упругой деформации. Астероид 433 Эрос использован как базовый пример для проверки расчетов.

### АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ

Для расчета упругих деформаций малых тел применена хорошо разработанная теория гравитационного и приливного потенциала. Результирующая сила  $F$  в объеме тела может быть определена с помощью градиента полного потенциала

$$F = \rho_0 \text{grad}[V(r)], \quad V(r) = V_g(r) + V_\omega(r) + V_t(r), \quad (2)$$

где  $\rho_0$  – это средняя плотность,  $V_g$  – гравитационный,  $V_\omega$  – центробежный и  $V_t$  – приливной потенциалы. Если малое тело обладает осью симметрии, задача упрощается и возможно точное аналитическое решение. В цилиндрической системе координат, где  $z$  является осью симметрии, вектор деформации  $\mathbf{u}$  удобно представлять в виде

$$\mathbf{u} = e_\rho u_\rho + e_z u_z, \quad (3)$$

где  $u_\rho(\rho, z)$ ,  $u_z(\rho, z)$  и  $u_\phi = 0$  являются радиальной, вертикальной и азимутальной компонентой смещения, соответственно. В декартовом разложении

$$\mathbf{u} = e_x u_x + e_y u_y + e_z u_z. \quad (4)$$

Условия равновесия вещества в объеме изотропного тела под действием общей силы (суммы гравитационной, центробежной и приливной сил) имеют вид

$$\mu \Delta u + (\lambda + \mu) \text{grad}(\text{div} u) = -F, \quad (5)$$

где  $\mu, \lambda$  – это постоянные Ламэ

$$\mu = E/2(1 + \nu); \quad \lambda = \nu E/(1 + \nu)(1 - 2\nu), \quad (6)$$

$\nu$  – коэффициент Пуассона, а  $E$  – модуль Юнга для вещества тела.

Также, для вычисления деформации тела важно правильно учесть граничные условия нагрузки на его поверхность. Эти условия для компонент поверхностной силы в общем виде можно представить как

$$\begin{aligned} 2\mu [e_{11} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_x) + 1/2 e_{12} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_y) + \\ + 1/2 e_{13} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_z)] + \lambda e \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_x) = f_1, \\ 2\mu [e_{22} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_y) + 1/2 e_{12} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_x) + \\ + 1/2 e_{23} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_z) + \lambda e \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_y) = f_2, \\ 2\mu [e_{33} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_z) + 1/2 e_{13} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_x) + \\ + 1/2 e_{23} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_y) + \lambda e \cos(\mathbf{n}, \mathbf{e}_z) = f_3, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $e_{ij}$  – компоненты тензора деформаций,  $e = e_{11} + e_{22} + e_{33}$  – изменение объема,  $\mathbf{n}$  – это нормаль к поверхности,  $\mathbf{e}_i$  – единичные вектора-орты в декартовой системе координат и  $f_i$  соответствующая проекция поверхностной силы. Если поверхность свободна от нагрузки, как это обычно бывает для комет и астероидов, то

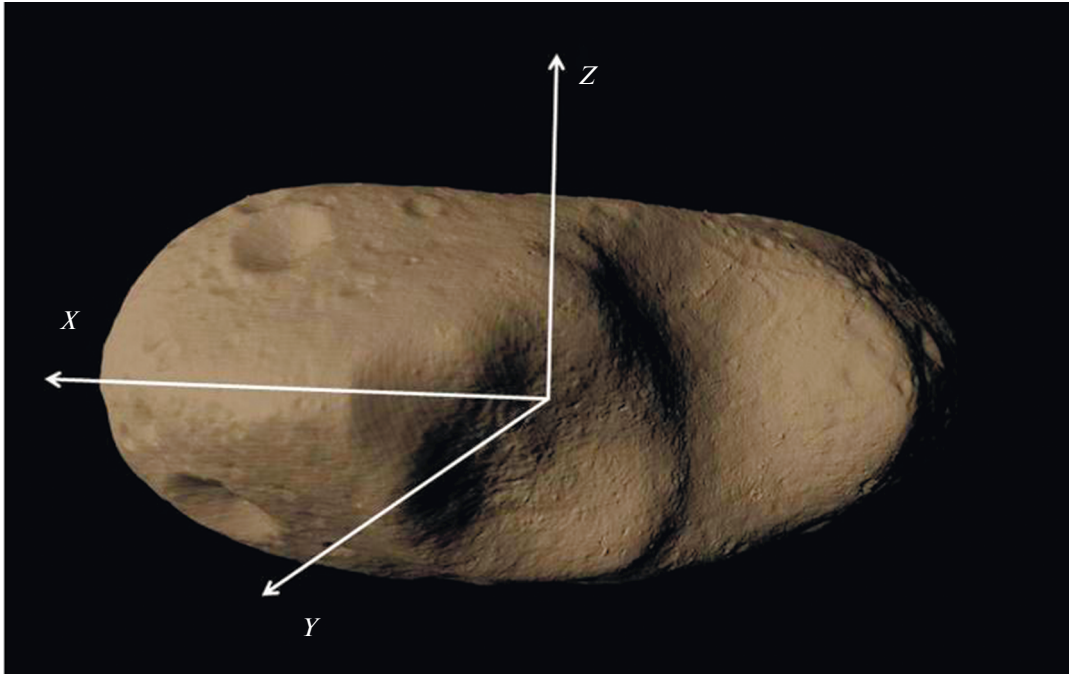
$$f_i = 0 \text{ на поверхности} \quad (8)$$

и граничные условия (7) и (8) позволяют оценить структуру деформации поверхности из-за действующей силы (2) в объеме тела.

Суммарное напряжение в теле определяется композицией растягивающих и сжимающих сил. Их величины зависят в свою очередь от соотношений интенсивностей соответствующих потенциалов:

$$\begin{aligned} I_\omega = \pi/T^2 G \rho_0, \quad \omega = 2\pi/T; \\ I_t = MD^3/2\pi\rho_0 = 2/3 \times 1/\delta^3, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $G$  – это гравитационная постоянная,  $T$  – период вращения,  $M$  – масса планеты,  $D$  – расстояние между центрами планеты и малого тела. К сожалению, элегантный метод разложения по сферическим гармоникам, как правило, не применим для астероидов при значительной несферичности фигуры. Для аналитических расчетов, вытянутое малое тело проще всего представлять двухосным эллипсоидом с главными полуосями  $a$  и  $c$ ,  $a > c$ , при этом его эксцентриситет  $\varepsilon$  определяется соотношением полуосей как  $\varepsilon = \sqrt{(a^2 - c^2)}/a$ . Например, фигура Эроса приближенно описывается вытянутым двухосным эллипсоидом с  $\varepsilon \approx 0.946$ .



**Рис. 1.** 433 Эрос: фигура и ось вращения. Размер  $17200 \times 5711 \times 5332$  м, средняя плотность  $\sim 2.67$  г/см<sup>3</sup>. Период вращения 5.2 ч вокруг Z-оси.

Схематично, система координат, связанная с фигурой Эроса, представлена ниже на рис. 1 и для приближающего его эллипсоида  $a$  направлена вдоль X оси, а  $c$  вдоль оси Z.

В этом случае, гравитационный потенциал  $V_g$  имеет простой вид, и для однородного тела с постоянной плотностью  $\rho_0$  записывается в виде

$$V_g(x, y, z) = \rho_0 G \times 2\pi [f_0(\epsilon) - x^2 f_1(\epsilon) - (y^2 + z^2) f_2(\epsilon)], \quad (10)$$

где  $(x, y, z)$  – Декартовы координаты по осям  $(a, b, c)$ , соответственно;  $f_0, f_1, f_2$  – функции  $\epsilon$ , где  $\epsilon = \sqrt{(a^2 - c^2)/a}$  и могут быть заданы в явной форме (Melchior, 1971):

$$f_1(\epsilon) = [(1/2) \ln(1 + \epsilon)/(1 - \epsilon) - \epsilon](1 - \epsilon^2)/\epsilon^3, \\ f_2(\epsilon) = [\epsilon/(1 - \epsilon^2) - (1/2) \ln(1 + \epsilon)/(1 - \epsilon)](1 - \epsilon^2)/2\epsilon^3.$$

Аналогично, центробежный потенциал,  $V_\omega(x, y, z)$ , имеет квадратичную форму

$$V_\omega(x, y, z) = \omega^2(x^2 + y^2)/2. \quad (11)$$

$$\begin{aligned} u_x &= x(A_0 + A_1 x^2 + A_2 y^2 + A_3 z^2), \text{ смещение вдоль } x\text{-оси;} \\ u_y &= y(B_0 + B_1 x^2 + B_2 y^2 + B_3 z^2), \text{ смещение вдоль } y\text{-оси;} \\ u_z &= z(C_0 + C_1 x^2 + C_2 y^2 + C_3 z^2), \text{ смещение вдоль } z\text{-оси.} \end{aligned} \quad (14)$$

Сила приливного воздействия,  $F_t(x, y, z)$ , в общем случае (см. рис. 2) описывается выражением

$$F_t(\mathbf{r}) = -GM/D^3 [\mathbf{r} - 3\mathbf{R}(\mathbf{R}^* \mathbf{r})/R^2], \quad (12)$$

где  $\mathbf{r}(x, y, z)$  – это вектор внутренней точки тела в связанной Декартовой системе координат;  $\mathbf{R}(D, \theta, \varphi)$  – вектор в аналогичной сферической системе координат, указывающий на планету. В специальном случае,  $\theta = \pi/2$  и  $\varphi = 0$  или  $\varphi = \pi/2$ , соответствующий приливной потенциал представлен простой квадратичной формой:

$$\begin{aligned} V_t(x, y, z) &= GM/D^3(x^2 - y^2/2 - z^2/2), \\ &\varphi = 0, \text{ случай "down"}, \\ V_t(x, y, z) &= GM/D^3(y^2 - x^2/2 - z^2/2), \\ &\varphi = \pi/2, \text{ случай "flat"}. \end{aligned} \quad (13)$$

В этих особых случаях, большая ось либо указывает на планету (случай “down”) или перпендикулярна соединяющей линии (случай “flat”).

Для указанных случаев  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi/2$  ( $\theta = \pi/2$ ) мы можем представить компоненты вектора смещения в простой форме, наиболее отвечающей симметрии задачи, как

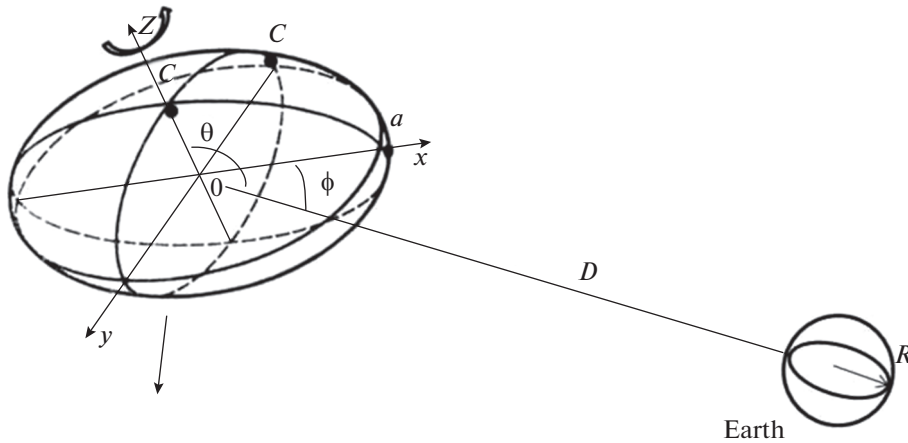


Рис. 2. Общая геометрия орбиты и ориентации малого тела при пролете,  $d = D/R_{\text{Earth}}$ .

Тензор деформации определяется выражением

$$e_{ij}(x, y, z) = 1/2(\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i),$$

при этом тензор напряжений связан с ним с помощью закона Гука

$$\sigma_{ij} = 2\mu e_{ij} + \lambda e \delta_{ij}, \quad \delta_{ij} - \text{символ Кронекера, (15)}$$

где  $e = e_{11} + e_{22} + e_{33}$  – изменение объема.

Напряжения для вытянутого двухосного эллипсоида выражены в квадратичной форме, где компоненты являются функциями коэффициента Пуассона ( $\nu$ ), величины  $t = c^2/a^2$  или  $\varepsilon = \sqrt{1-t}$  и соотношениями интенсивностей потенциалов  $I_\omega$  и  $I_I$ :

$$\begin{aligned} e_{ij} &= E_{ij}^{(0)}(\nu, t, I_k) + x^2 E_{ij}^{(1)}(\nu, t, I_k) + \\ &+ y^2 E_{ij}^{(2)}(\nu, t, I_k) + z^2 E_{ij}^{(3)}(\nu, t, I_k), \\ s_{ij} &= 1/2\mu \sigma_{ij} = S_{ij}^{(0)}(\nu, t, I_k) + x^2 S_{ij}^{(1)}(\nu, t, I_k) + \\ &+ y^2 S_{ij}^{(2)}(\nu, t, I_k) + z^2 S_{ij}^{(3)}(\nu, t, I_k). \end{aligned} \quad (16)$$

После решения уравнения (5) при граничных условиях (7) и (8) можно получить точные значения для коэффициентов  $E_{ij}^{(p)}$  и  $S_{ij}^{(p)}$ ,  $p = 0, 1, 2, 3$ . Итак,

$$\begin{aligned} e_{11}(x, y, z) &= \partial u_x / \partial x = A_0 + 3A_1 x^2 + A_2 y^2 + A_3 z^2, \\ e_{22}(x, y, z) &= \partial u_y / \partial y = B_0 + B_1 x^2 + 3B_2 y^2 + B_3 z^2, \\ e_{33}(x, y, z) &= \partial u_z / \partial z = C_0 + C_1 x^2 + C_2 y^2 + 3C_3 z^2, \\ e(x, y, z) &= e_{11} + e_{22} + e_{33} = \\ &= A_0 + B_0 + C_0 + (3A_1 + B_1 + C_1)x^2 + \\ &+ (A_2 + 3B_2 + C_2)y^2 + (A_3 + B_3 + 3C_3)z^2. \end{aligned} \quad (17)$$

Компоненты  $S_{ij}^{(p)}$  тензора напряжений  $\sigma_{ij}$  определяются выражением (15) как линейная комбинация  $A_m, B_m$  и  $C_m$ . Например, для  $s_{11}(x, y, z) = 1/2\mu \sigma_{11}(x, y, z)$

$$\begin{aligned} S_{11}^{(1)} &= 3A_1(1 + \lambda/2\mu) + \lambda/2\mu(B_1 + C_1), \\ S_{11}^{(2)} &= A_2(1 + \lambda/2\mu) + \lambda/2\mu(3B_2 + C_2), \text{ и т.д.} \end{aligned}$$

Условие равновесия Эроса как изотропного тела (5) обеспечивает первый набор условий для коэффициентов разложения

$$\begin{aligned} 6A_1(1 + \lambda/2\mu) + A_2 + A_3 + B_1(1 + \lambda/\mu) + \\ + C_1(1 + \lambda/\mu) &= P_0(-f_1(\varepsilon) + I_I V_1 + I_\omega), \\ A_2(1 + \lambda/\mu) + B_1 + B_3 + 6B_2(1 + \lambda/2\mu) + \\ + C_2(1 + \lambda/\mu) &= P_0(-f_2(\varepsilon) + I_I V_2 + I_\omega), \\ A_3(1 + \lambda/\mu) + C_1 + C_2 + B_3(1 + \lambda/\mu) + \\ + 6C_3(1 + \lambda/2\mu) &= P_0(-f_2(\varepsilon) - 1/2I_I), \end{aligned} \quad (18)$$

где  $P_0 = \rho_0 G \times 2\pi$ ,  $V_1 = 1$ ,  $V_2 = -1/2$ , при  $\varphi = 0$ , случай “down”;  $V_1 = -1/2$ ,  $V_2 = 1$ , при  $\varphi = \pi/2$ , случай “flat”.

Каждое из трех граничных условий на поверхности Эроса (7) обеспечивает дополнительный набор условий для базисных коэффициентов. Например, из первого условия  $-f_1 = 0$ :

$$\begin{aligned} 3A_1(1 + \lambda/2\mu) - A_2[t(1 + \lambda/2\mu) + 1] + B_1(\lambda/2\mu - 1) - \\ - 3t(\lambda/2\mu)B_2 + C_1(\lambda/2\mu) - t(\lambda/2\mu)C_2 = 0, \\ 3A_1(1 + \lambda/2\mu) - A_3[t(1 + \lambda/2\mu) + 1] + B_1(\lambda/2\mu) - \\ - t(\lambda/2\mu)B_3 + C_1(\lambda/2\mu - 1) - 3t(\lambda/2\mu)C_3 = 0, \\ 3A_1(1 + \lambda/2\mu) + \lambda/2\mu(B_1 + C_1) = \\ = -[A_0(1 + \lambda/2\mu) + \lambda/2\mu(B_0 + C_0)]/a^2. \end{aligned} \quad (19.1)$$

Из второго уравнения  $-f_2 = 0$ :

$$\begin{aligned} 3A_1(\lambda/2\mu) + A_2t(1 - \lambda/2\mu) + B_1(\lambda/2\mu + 1 + t) - \\ - 3t(\lambda/2\mu + 1)B_2 + C_1(\lambda/2\mu) - t(\lambda/2\mu)C_2 = 0, \\ 3A_1(\lambda/2\mu) + A_2t - t\lambda/2\mu A_3 + \\ + B_1(\lambda/2\mu + t + 1) - t(\lambda/2\mu + 2)B_3 + \\ + C_1(\lambda/2\mu) - tC_2 - 3t(\lambda/2\mu)C_3 = 0, \\ 3A_1(\lambda/2\mu) + tA_2 + B_1(1 + t + \lambda/2\mu) + (\lambda/2\mu)C_1 = \\ = -[B_0(1 + \lambda/2\mu) + \lambda/2\mu(A_0 + C_0)]/a^2. \end{aligned} \quad (19.2)$$

Из третьего уравнения  $-f_3 = 0$ :

$$\begin{aligned} 3A_1(\lambda/2\mu) + A_3t - t\lambda/2\mu A_2 + \\ + B_1(\lambda/2\mu) - 3t(\lambda/2\mu)B_2 - tB_3 + \\ + C_1(\lambda/2\mu + t + 1) - t(2 + \lambda/2\mu)C_2 = 0, \\ 3A_1(\lambda/2\mu) + A_3t(1 - \lambda/2\mu) + B_1(\lambda/2\mu) - \\ - t(\lambda/2\mu)B_3 + C_1(\lambda/2\mu + t + 1) - \\ - 3t(\lambda/2\mu + 1)C_3 = 0, \\ 3A_1(\lambda/2\mu) + tA_3 + B_1(\lambda/2\mu) + (\lambda/2\mu + t + 1)C_1 = \\ = -[C_0(1 + \lambda/2\mu) + \lambda/2\mu(A_0 + B_0)]/a^2. \end{aligned} \quad (19.3)$$

Решение системы линейных уравнений (18) и (19.1), (19.2), (19.3) позволяет получить явные выражения для  $A_m$ ,  $B_m$  и  $C_m$  от  $f_1(\epsilon)$ ,  $f_2(\epsilon)$ ,  $I_t$  и  $I_\omega$ . Например,  $A_1$  для случая “down”

$$\begin{aligned} 3A_1Z(v, \epsilon)/P_0 = -I_\omega[t^2(16 - 11\lambda/2\mu - 12/(1 + \lambda/2\mu)) + \\ + 2t(9\lambda/2\mu + 2) + 4(1 + \lambda/\mu)] - \\ - I_t[t^2(11\lambda/2\mu + 7) + 2t(13\lambda/2\mu + 2) + \\ + 4(1 + \lambda/\mu)] + f_1(\epsilon)[t^2(23/2 - 6/(1 + \lambda/2\mu)) + \\ + 2t(11\lambda/2\mu + 2) + 4(1 + \lambda/\mu)] + \\ + f_2(\epsilon)[t(9 - 11\lambda/\mu - 12/(1 + \lambda/2\mu)) - 4\lambda/\mu], \end{aligned}$$

где  $Z(v, \epsilon) = [t^2(23\lambda/2\mu + 11) + 8(1 + 3\lambda/2\mu)(t + 2)]$ ,  $\lambda/2\mu = v/(1 - 2v)$ ,  $v$  – коэффициент Пуассона.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Итоговое решение для диагональных компонент тензора напряжений для последующего анализа удобно представить в нормированном виде

$$\begin{aligned} \sigma_{11}(x, y, z) = \sigma_0[S_{11}^{(1)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)((x/a)^2 - 1) + \\ + S_{11}^{(2)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)(y/c)^2 + S_{11}^{(3)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)(z/c)^2, \\ \sigma_{22}(x, y, z) = \sigma_0[S_{22}^{(2)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)((y/c)^2 - 1) + \\ + S_{22}^{(1)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)(x/a)^2 + S_{22}^{(3)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)(z/c)^2], \\ \sigma_{33}(x, y, z) = \sigma_0[S_{33}^{(3)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)((z/c)^2 - 1) + \\ + S_{33}^{(1)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)(x/a)^2 + S_{22}^{(2)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)(y/c)^2], \end{aligned} \quad (20)$$

где  $\sigma_0 = 4\pi G(\rho_0 a)^2$ . Данное представление выражает в явном виде граничное условие на свободной поверхности (8) и позволяет оценить пространственное распределение напряжений в теле астероида для разных случаев его ориентации. Везде далее мы будем использовать астероид Эрос в качестве примера.

Так, для Эроса растягивающее (положительное) напряжение возникает начиная с некоторого расстояния до Земли вдоль оси, направленной на планету: для ориентации “down” – это ось  $OX$  (см. рис. 3), для ориентации “flat” – это ось  $OY$  (см. рис. 4). Причем для последнего случая, данное расстояние существенно меньше. При умеренном вращении, по остальным осям тело испытывает только сжатие.

При достаточно малом сближении астероида и Земли для ориентации “down”  $\sigma_{11}$  растягивающее (положительное) напряжение возникает вначале в центральном сечении тела на боковой поверхности. Проще всего это показать с помощью (20), введя угол  $\theta$  от оси  $OZ$  и эффективное расстояние от центра –  $\rho$ . Для сечения  $x = 0$

$$\begin{aligned} \sigma_{11}(\rho, \theta) = \sigma_0[-S_{11}^{(1)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t) + \\ + S_{11}^{(2d)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)\rho^2 + S_{11}^{(3d)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)\cos(2\theta)\rho^2], \end{aligned} \quad (21)$$

где  $\rho^2 = (y/c)^2 + (z/c)^2$ ,  $S_{11}^{(2d)}$  и  $S_{11}^{(3d)}$  являются комбинациями  $S_{11}^{(2)}$  и  $S_{11}^{(3)}$ . На рис. 5а показано, что положительное напряжение нарастает от поверхности Эроса к центру по мере приближения к Земле и на определенном расстоянии до Земли все центральное сечение тела целиком подвергается растяжению.

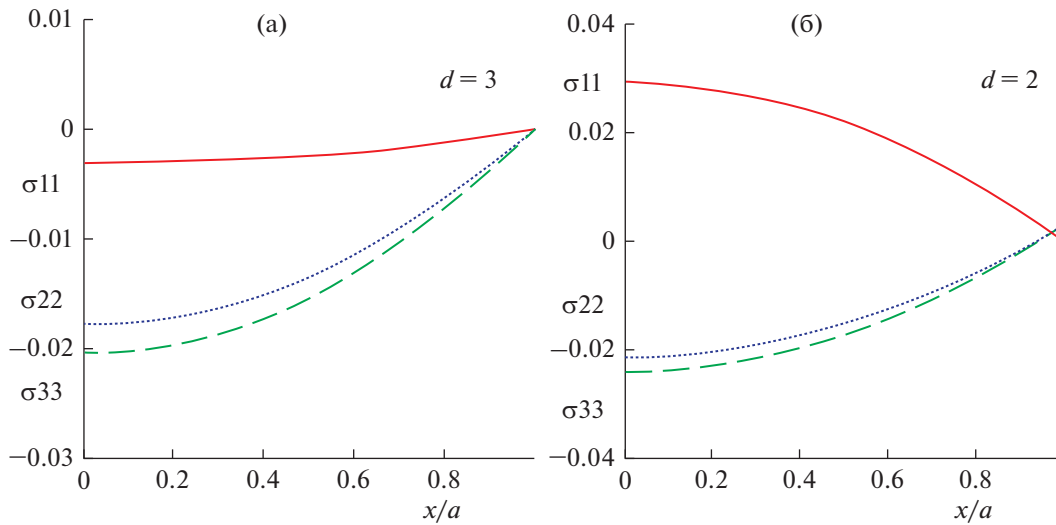
Другой случай представляет ориентация “flat”.  $\sigma_{22}$  выражение для сечения  $y = 0$

$$\begin{aligned} \sigma_{22}(\rho, \theta) = \sigma_0[-S_{22}^{(2)}(v, \epsilon, I_\omega, I_t) + \\ + S_{22}^{1f}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)\rho^2 + S_{22}^{3f}(v, \epsilon, I_\omega, I_t)\cos(2\theta)\rho^2], \end{aligned} \quad (22)$$

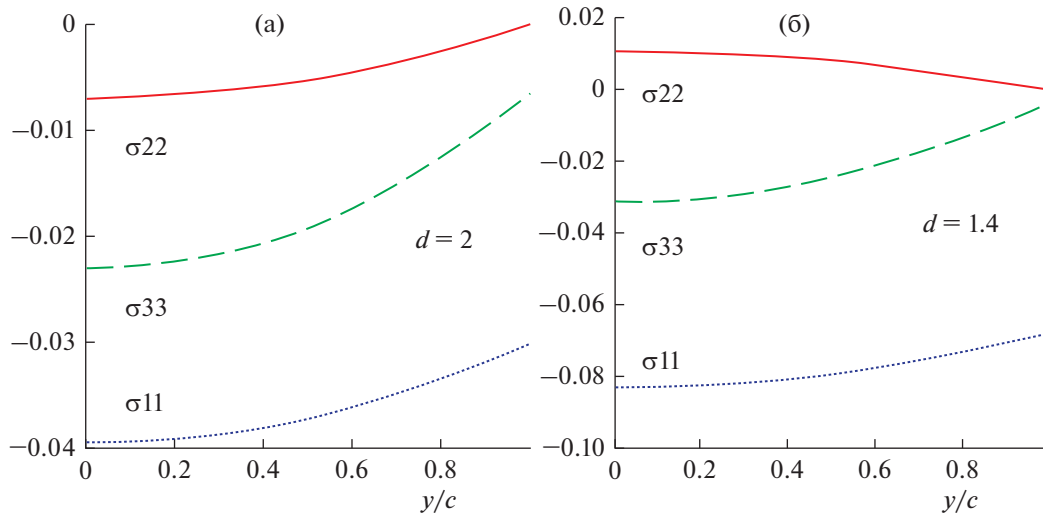
где  $\rho^2 = (x/a)^2 + (z/c)^2$ ,  $S_{11}^{(2d)}$  и  $S_{11}^{(3d)}$  являются комбинациями  $S_{22}^{(1)}$  и  $S_{22}^{(3)}$ , представлено на рис. 5б. Показано, что положительное напряжение нарастает от центра к поверхности по мере приближения Эроса к Земле и на определенном расстоянии полярная часть центрального сечения тела подвергается растяжению. Экваториальная часть центрального сечения остается сжатой, что затрудняет полное разрушение тела.

Пространственная плотность потенциальной энергии упругой деформации выражается в виде суммы запасенных работ внутренних напряжений (Папкович, 1939)





**Рис. 3.** Компоненты тензора напряжений (в  $\sigma_0$ ) вдоль оси  $OX$  ( $y = z = 0$ ) при ориентации “down”:  $\sigma_{11}$  – сплошная,  $\sigma_{22}$  – пунктирная,  $\sigma_{33}$  – штриховая линии (а)  $d = D/R_E = 3$ ; (б)  $d = D/R_E = 2$ .



**Рис. 4.** Компоненты тензора напряжений (в  $\sigma_0$ ) вдоль оси  $OY$  ( $x = z = 0$ ) при ориентации “flat”:  $\sigma_{22}$  – сплошная,  $\sigma_{11}$  – пунктирная,  $\sigma_{33}$  – штриховая линии. (а)  $d = D/R_E = 2$ ; (б)  $d = D/R_E = 1.4$ .

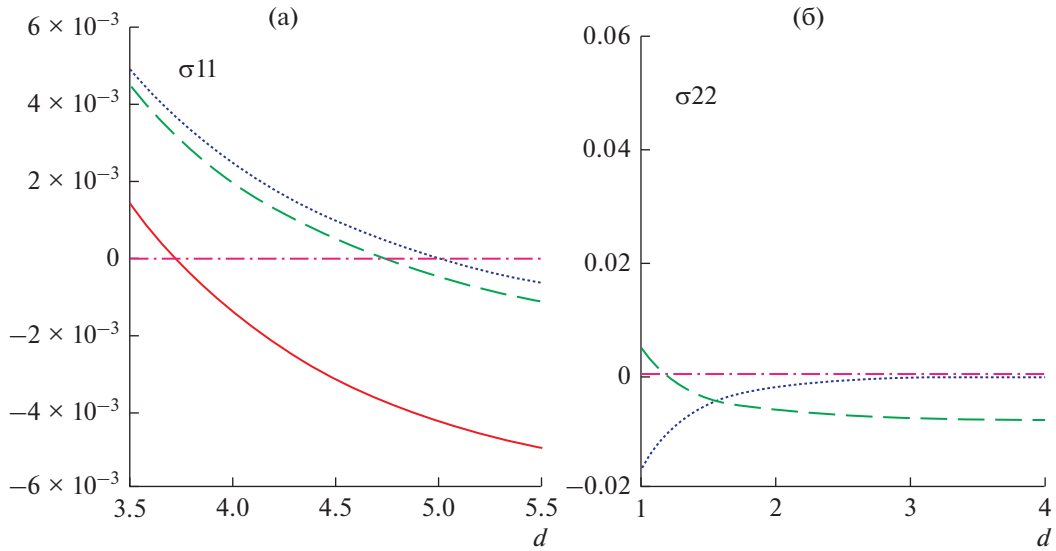
$$U_0(x, y, z) = 1/2 \sum \sigma_{ij} \cdot \varepsilon_{ij}; \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (23)$$

Полная величина потенциальной энергии упругой деформации  $U = U(D, T, \nu, \varepsilon)$  определяется интегралом от  $U_0(x, y, z)$  по всему объему тела

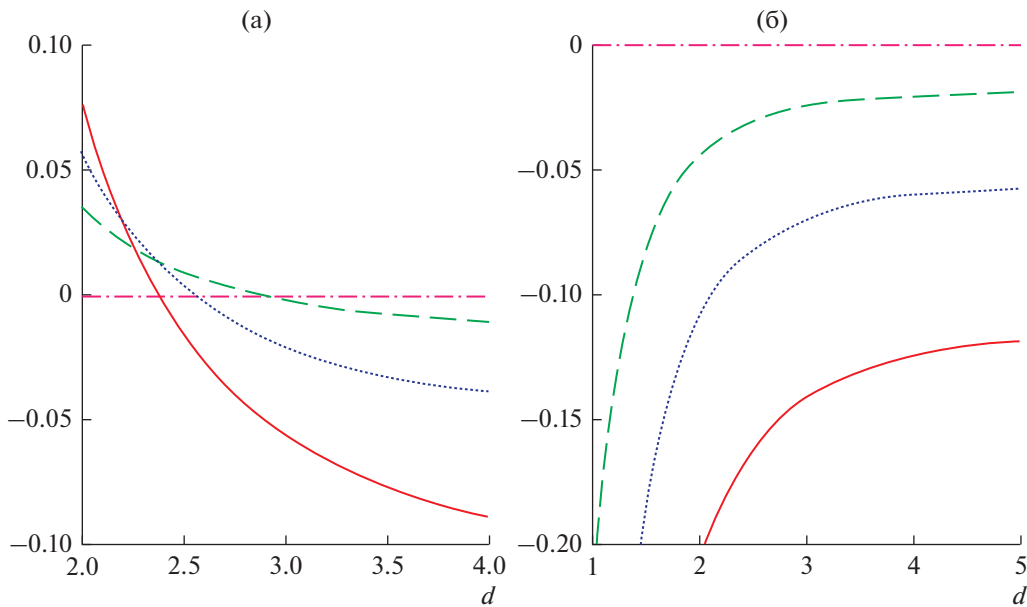
$$U(D, T, \nu, \varepsilon) = \iiint U_0(x, y, z) dx dy dz \quad (24)$$

и складывается из энергии объемного сжатия (расширения) и энергии изменения формы тела. Важным параметром при анализе является величина (и знак) полного относительного изменения объема всего тела  $E = E(D, T, \nu, \varepsilon)$ , который можно получить в явном виде, интегрируя  $e(x, y, z)$  из (17) аналогично  $U$ . Например, для случая “down”

$$\begin{aligned} E \times 3(1 + \lambda/2\mu)(1 + 3\lambda/2\mu)Z(\nu, \varepsilon) &= I_t \times 8T_e(\nu, \varepsilon) + \\ &+ I_\omega \times 8R_e(\nu, \varepsilon) - 16[f_1(\varepsilon)F_{1e}(\nu, \varepsilon) + f_2(\varepsilon)tF_{2e}(\nu, \varepsilon)]; \\ T_e(\nu, \varepsilon) &= (1 - t)(1 + \lambda/2\mu)[t^2(5 + 9\lambda/2\mu) + \\ &+ 2(1 + 3\lambda/2\mu)(5t + 4)], \\ R_e(\nu, \varepsilon) &= t^2(5 + 9\lambda/2\mu)[t(1 + \lambda/2\mu) - \lambda/\mu] + \\ &+ (1 + 3\lambda/2\mu)[t^2(5 + \lambda/2\mu) + \\ &+ 2t(5 - 3\lambda/2\mu) + 8(1 + \lambda/2\mu)], \\ F_{1e}(\nu, \varepsilon) &= 4(1 + \lambda/2\mu)(1 + 3\lambda/2\mu) - \\ &- t^2(5 + 9\lambda/2\mu)\lambda/2\mu - t(\lambda/2\mu - 3)(3\lambda/2\mu - 1), \\ F_{2e}(\nu, \varepsilon) &= t^2(5 + 9\lambda/2\mu)(\lambda/2\mu + 1) + \\ &+ t(5 + \lambda/2\mu)(1 + 3\lambda/2\mu) - 4(\lambda/2\mu - 1)(3\lambda/2\mu + 1). \end{aligned} \quad (25)$$



**Рис. 5.** Компоненты (в  $\sigma_0$ ) тензора напряжений  $\sigma_{11}$  и  $\sigma_{22}$  на различных расстояниях от планеты:  $\rho = 0$  (центр) – сплошная;  $\rho = 1, \theta = \pi/2$  (поверхность экватор) – пунктирная;  $\rho = 1, \theta = 0$  (поверхность полюс) – штриховая линии. (а) “down”; (б) “flat” ориентации.

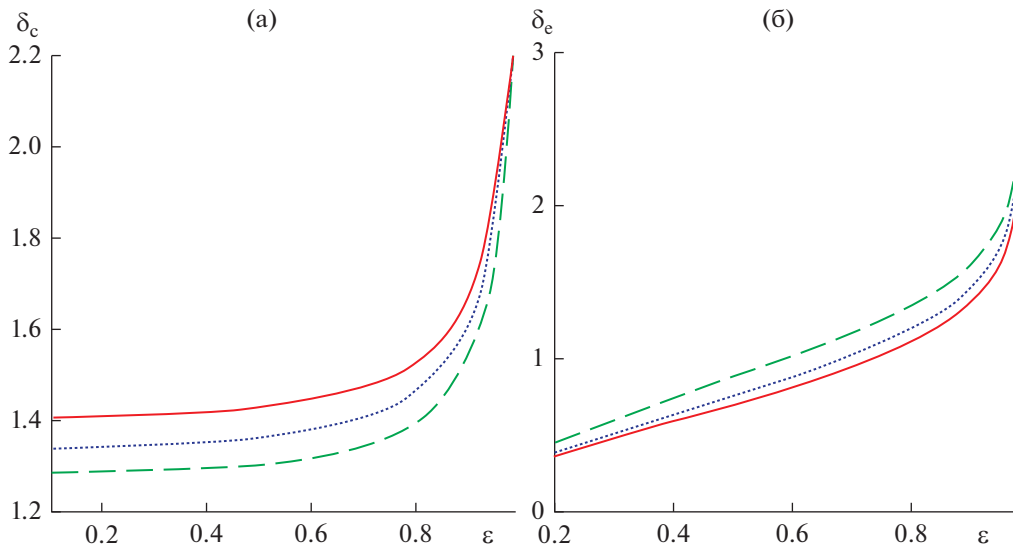


**Рис. 6.**  $E(D, \nu)$  в зависимости от расстояния до Земли для астероида с различным упругим поведением пород:  $\nu = 0.05$  – сплошная;  $\nu = 0.2$  – пунктирная;  $\nu = 0.33$  – штриховая линии. (а) “down”; (б) “flat” ориентации.

Обращает на себя внимание коэффициент  $(1 - t)$ ,  $t = c^2/a^2$  в выражении для функции  $T_e(\nu, \epsilon)$ . Он означает, что для сферы, при  $t = 1$ , полный вклад приливного воздействия в изменение объема тела равен нулю. Сфера сжимается “с боков” (оси  $OY$  и  $OZ$ ) и одновременно удлиняется по оси  $OX$  таким образом, что эти вклады полностью компенсируют друг друга.

Для Эроса объемное сжатие (расширение) при различных коэффициентах Пуассона вещества показано на рис. 6.

Для случая “down”, при приближении астероида к Земле, на определенном расстоянии происходит смена сжатия тела на его расширение (в целом). Это делает астероид неустойчивым и становится возможным его распад. В случае “flat” такого



**Рис. 7.** Критическое расстояние в безразмерной форме для астероидов различного состава и формы:  $v = 0.05$  – сплошная;  $v = 0.2$  – пунктирная;  $v = 0.33$  – штриховая линии. (а)  $\delta_c$  – “силовой” критерий; (б)  $\delta_c$  – “объемный” критерий.

не происходит: тело остается сжатым (в целом) вплоть до столкновения с Землей.

Таким образом, только для ориентации “down” реализуется возможность полного распада малого тела под действием приливных сил при приближении к планете. Необходимым условием для этого является наличие растягивающих напряжений, по какому либо сечению целиком. Предыдущий анализ напряжений (21) показал, что для нижней оценки критического расстояния  $D_c$  до планеты лучше всего использовать значение  $\sigma_{11}$  в центре тела ( $x = y = z = 0$ ). Величина  $\sigma_{11}^{(c)}$  может быть определена как

$$\sigma_{11}^{(c)}(D, T, v, \epsilon)Z(v, \epsilon)/\sigma_0 = I_1 \times T(v, \epsilon) + I_\omega \times R(v, \epsilon) - (f_1(\epsilon) \times F_1(v, \epsilon) + f_2(\epsilon) \times F_2(v, \epsilon)). \quad (26)$$

Используя (20), мы можем явно определить  $T(v, \epsilon)$ ,  $R(v, \epsilon)$ ,  $F_1(v, \epsilon)$  и  $F_2(v, \epsilon)$  как

$$\begin{aligned} T(v, \epsilon) &= t^2(7 + 15\lambda/2\mu) + \\ &+ t(4 + 13\lambda/2\mu) + 4(1 + 3\lambda/2\mu); \\ R(v, \epsilon) &= 4t^2(1 + \lambda/\mu) + t(4 + 21\lambda/2\mu + \\ &+ 25(\lambda/2\mu)^2)/(1 + \lambda/2\mu) + 4(1 + 3\lambda/2\mu); \\ F_1(v, \epsilon) &= t^2(11 + 23\lambda/2\mu)/2 + t(4 + 19\lambda/2\mu + \\ &+ 19(\lambda/2\mu)^2)/(1 + \lambda/2\mu) + 4(1 + 3\lambda/2\mu); \\ F_2(v, \epsilon) &= t[2(\lambda/\mu)(1 + 3\lambda/2\mu)/(1 + \lambda/2\mu) - \\ &- t(3 + 7\lambda/2\mu)]. \end{aligned}$$

Расстояние  $D_c$  может быть определено в общем виде с помощью выражения (23) условием

$$\sigma_{11}^{(c)}(D_c, T, v, \epsilon) = 0 \quad (27)$$

или, при  $T = 0$ , через безразмерную величину  $\delta_c = D_c/R_p(\rho_0/\rho_p)^{1/3}$ . Но, в отличие от выражения Роше (1),  $\delta_c = \delta(v, \epsilon)$  является функцией формы тела и его упругих свойств (см. рис. 7а). Альтернативно, можно воспользоваться условием возникновения неустойчивости тела при расширении (в целом) после приближения к Земле на определенное расстояние  $D_c$  (см. рис. 7б). Оно может быть определено в общем виде с помощью выражения (25) условием

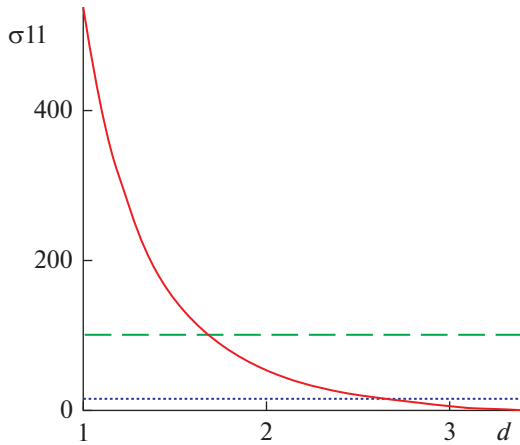
$$E(D_c, T, v, \epsilon) = 0. \quad (28)$$

Анализ обеих зависимостей показывает, что твердые тела сферической формы существенно более устойчивы к приливному воздействию, чем вытянутые двухосные эллипсоиды с ориентацией осей “down”. Коэффициент Пуассона вещества для вытянутых тел играет при определении критического расстояния незначительную роль, но важен для точного расчета компонент тензора напряжений (20).

При плотности, размерах и периоде вращения Эроса, интенсивности вовлеченных потенциалов (9) имеют величины

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= 1.727 \times 10^6 \text{ Па}, I_\omega = 0.05, \\ I_1 &= 0.172, \text{ при } d = 2(d = D/R_{\text{Earth}}), \end{aligned}$$

где мы используем средний радиус Земли  $R_e$  и плотность  $\rho_e = 5.54 \text{ г/см}^3$ . Эти величины показывают, что гравитационное сжатие в теле Эроса превалирует на больших расстояниях от Земли и только вблизи возникает существенное приливное растяжение. Также, форма сжатия Эроса при  $\epsilon = 0.946$  играет значительную роль, поскольку  $f_1(0.946) = 0.106$  и  $f_2(0.946) = 0.447$ . Чтобы адекват-



**Рис. 8.** Растягивающее напряжение на боковой поверхности Эроса вблизи Земли ( $\rho_0 = 2.67 \text{ г/см}^3$ ,  $\varepsilon = 0.946$ ,  $T = 5.2 \text{ ч}$ ,  $a = 17 \text{ км}$ ,  $\nu = 0.2$ ). Уровни прочности на растяжение: 10 КПа – пунктирная, 100 КПа – штриховая линии.

но учесть упругие свойства его пород, мы используем значение коэффициента Пуассона,  $\nu \approx 0.2$ , типичное для обыкновенных хондритов (Yomogida, 1983). Максимально возможная величина растяжения на боковой поверхности  $\sigma_{11} = 0.538 \text{ МПа}$ , достигается при приближении Эроса к Земле на расстояние  $D = R_{\text{Earth}}$ , без учета взаимодействия с атмосферой (рис. 8). Наши измерения прочности метеорита Челябинск, обыкновенный хондрит LL5, показали, что минимальное усилие на разрыв составляет примерно 1 МПа (Воропаев и др., 2017). Моделирование поверхностных складок Эроса, в частности Hinks Dorsum, основанное на критериях трения во фрагментированных горных породах, предсказало исходную (до удара) величину прочности поверхностных слоев от  $\sim 1$  до 6 МПа (Watters, 2011). Это вдвое большее значение, чем максимальная растягивающая нагрузка, которую могло бы испытать консолидированное тело с фигурой Эроса и схожими физическими свойствами при приближении вплотную к Земле и, следовательно, оно вполне могло бы уцелеть вплоть до входа в атмосферу. В реальной ситуации необходимо исследовать условия роста трещин на поверхности астероида при сближении с Землей и ослабленность его внутренней сплошности, что не предусмотрено в нашей модели. Что касается астероида Эрос, то это в значительной степени консолидированное тело и он является, поэтому предельно опасным околоземным объектом. В силу орбитальных резонансов с Марсом его орбита постепенно смещается. Числовое моделирование предсказало отличную от нуля вероятность катастрофического столкновения с Землей ближайшие  $\sim 10^5$  лет (Michel, 1996), хотя и очень небольшую.

Оценим приблизительно влияние поврежденности и размеров малого тела на его стабильность при близком пролете с помощью выражения (20). Горизонтальные линии на рис. 8 представляют различные уровни прочности: 10 кПа (слабо связанный материал) и 100 кПа (значительная трещиноватость). При этом 1000 кПа – типичная прочность на растяжение консолидированного тела хондритового состава. Рис. 8 показывает, что если бы Эрос имел прочность на растяжение 100 кПа, приливные силы Земли разорвали бы его на дистанции  $D \sim 1.7R_{\text{Earth}}$ . Но, как консолидированный хондрит с прочностью пород на растяжение  $\sim 1 \text{ МПа}$ , он был бы разорван вблизи Земли только если бы имел размер не менее  $a \sim 25 \text{ км}$ . Более точные оценки возможны при явном рассмотрении поведения существующих на поверхности малого тела трещин. Использование метода А. Гриффитса (баланс выделяемой при разрыве тела энергии деформации, и энергии, поступающей в вершину растущей трещины), позволило бы определить критической размер магистральной трещины при данной растягивающей нагрузке (Griffith, 1921). Развитию данного подхода механики разрушений к проблеме приливного распада астероидов и комет будут посвящены последующие работы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье получены дополнительные ограничивающие факторы на критическое расстояние для приливного распада малого тела с фигурой двухосного эллипсоида вращения, учитывая его размер, форму, плотность, сжимаемость, прочность слагающих пород и ориентации большой полуоси относительно планеты. Мы не рассматривали случай рыхлых малых тел, когда в силу большой поврежденности, прочность на растяжение близка к нулю. Были изучены консолидированные тела, хотя и ослабленные ударными процессами, но с конечной величиной прочности пород. Показано, что сжимаемость, форма и ориентация малого тела при подлете к планете оказывает значительное влияние на испытываемые приливные напряжения и оценен вклад вращения. Несмотря на то, что были использованы осредненные величины пределов прочности для малых тел, полученные значения тензоров деформаций и напряжения имеют самостоятельную ценность в качестве асимптотических выражений для более точных методов механики разрушений.

Применение результатов расчетов к случаю пролета тела возле планеты возможно только при соблюдении ряда ограничений. Главное из них – это постоянное пространственное положение оси вращения и ориентации тела относительно направления на Землю, что, строго говоря, не вы-

полняется. При характерных скоростях движения околоземных объектов порядка 20 км/с, расстояние  $2R_{\text{Earth}}$  будет пройдено за время порядка 600 с, что составит 1/30 периода вращения 5 ч. За это время ось ОХ повернется от выбранного направления примерно на  $12^\circ$ , в случае сохранения постоянного направления оси вращения перпендикулярно направлению на Землю. Таким образом, необходимо более строгое рассмотрение напряжений и деформаций в несферическом астероиде, возникающих при близком пролете массивной планеты, в общем случае изменения его состояния вращения под действием приливных сил (Scheeres, 2000).

Показано, что наибольшая нагрузка возникает, когда вытянутое тело направлено при подлете большой полуосью на планету, а наименьшая, — когда оно развернуто к планете своей малой полуосью. Методами теории упругости было получено точное аналитическое выражение для компонент тензора деформаций и напряжений в малом теле под действием гравитации, вращения и приливного воздействия. В качестве примера взят астероид Эрос, который имеет фигуру сильно вытянутого эллипсоида с размерами  $\sim 34 \times 12 \times 12$  км. Наш анализ показывает, что в худшем сценарии эволюции его орбиты, Эрос может оказаться вблизи Земли и пережить ее приливное воздействие. Это означает, что он может не распасться при подлете на части и войти как целое тело в атмосферу Земли.

Рассмотрение вопроса, как далеко могут разойтись обломки родительского тела в случае его разрыва при падении на Землю, выходит за рамки представленной модели. Это связано с тем, что после разрушения необходимо рассматривать уже бинарную систему разделенных и взаимодействующих между собой фрагментов в гравитационном поле планеты (Melosh, Stansmerry, 1991). Выражение (24) позволяет только оценить условия начала перехода консолидированного астероида в состояние роя фрагментов. Подчеркнем еще раз, что наша упрощенная оценка не учитывает изменение орбиты астероида и состояния его вращения при его взаимодействии с Землей, поскольку рассмотрен случай прямого падения. Реальная картина распределения ударных кратеров на Земле (и Луне), их форма и статистика по размерам весьма сложны (Ivanov, 2007). Вместе с тем, полученные результаты, после необходимого расширения модели, могут быть полезны для рассмотрения актуальной проблемы формирования семейств за счет приливного разрушения астероидов при пролете мимо Земли (Schunová и др., 2014).

Как у члена семейства NEO, типа Амура, орбита Эроса регулярно пересекает орбиту Марса, но, пока, не пересекается с земной. Астероид следует по слабо эллиптической траектории, обращаясь

вокруг Солнца за 1.76 лет с наклоном  $10.8^\circ$  к эклиптике. Из-за регулярных появлений вблизи Земли Эрос стал важным астрономическим объектом для уточнения орбит системы Земля—Луна и больших астероидов. С помощью прибора мультиспектральный анализатор (MSI), установленного на космическом аппарате NEAR, в 2000—2001 гг. были получены десятки тысяч изображений высокого разрешения. В частности, были детально описаны глобальные линейные элементы на его поверхности (Buczkowski, 2006). Сеть разломов, видимо, возникла в результате сильных ударов и предполагает наличие значительной прочности пород Эроса, несмотря на его низкую общую плотность. Большинство линейных структур привязано к ударным кратерам и нет никаких видимых следов приливного разрушения от Марса, что косвенно подтверждает наши результаты.

Авторы благодарны проектной команде миссии NEAR за предоставленные данные, а также Иванову Б.А. за материалы по ударным кратерам и критическому анализу текста.

Аналитические исследования были выполнены С.А. Воропаевым за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-17-01279). Jean-Pierre Barriot был поддержан грантом Французского космического агентства (CNES) проект “Decision d’aide a la Recherche, Planetary Sciences”. Ян Джинго был поддержан Открытым фондом Университета Макао по науке и технологиям (проект FDCT 119/2017/A3).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Воропаев С.А., Кочеров А.В., Лоренц К.А., Нугманов И.Р., Джингао Я. Особенности построения паспорта прочности внеземного вещества на примере метеорита Челябинск // ДАН. 2017. Т. 476. № 6. С. 635.
- Галимов Э.М., Колотов В.П., Назаров М.А., Костицын Ю.А. Результаты вещественного анализа метеорита Челябинск // Геохимия. 2013. № 7. С. 580.
- Папкович П.Ф. Теория упругости. М.: Наука, 1939. С. 633.
- Чандрасекхар С. Эллипсоидальные фигуры равновесия. М.: Мир, 1971. С. 289.
- Aggarwal H.R., Oberbeck V.R. Roche limit of a solid body // Astrophys. J. 1974. V. 191. P. 577.
- Bottke W.F. Hazards due to Comets and Asteroids / Ed. Gehreis T. Tucson: Univ. Arizona Press, 1994. P. 337.
- Bottke W.F., Minton D., Morbidelli A. An Archaean heavy bombardment from a destabilized extension of the asteroid belt // Nature. 2012. V. 485. P. 78.
- Boehneke P., Harrison T. Illusory Late Heavy Bombardments // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 2016. V. 113. № 39. P. 10802.
- Buczkowski D.L. Linear Structures on Eros and Other Small Bodies. Johns Hopkins APL Technical Digest. 2006. V. 27. № 2. P. 100.
- Davidsson B.J. Tidal Splitting and Rotational Breakup of Solid Biaxial Ellipsoids // Icarus. 2001. V. 149. P. 375.

- Dobrovolskis A.R.* Tidal disruption of solid bodies // *Icarus*. 1990. V. 88. P. 24.
- Flynn G.J., Moore L.B., Kloeck W.* Density and Porosity of Stone Meteorites: Implications for the Density, Porosity, Cratering, and Collisional Disruption of Asteroids // *Icarus*. 1999. V. 142. P. 97.
- Glikson A.Y., Jablonski D., Westlake S.* Origin of the Mt Ashmore structural dome, west Bonaparte Basin, Timor Sea // *Austral. J. Earth Sci.* 2010. V. 57 № 4. P. 411.
- Griffith A.A.* The phenomena of rupture and flow in solids // *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* 1921. V. 221. № 2. P. 163.
- Gomes R., Levison H.F., Tsiganis K., Morbidelli A.* Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets // *Nature*. 2005. V. 435. P. 466.
- Haisch K.E., Jr., Lada E.A., Lada C.J.* Disk frequencies and lifetimes in young clusters // *Astrophys. J.* 2001. V. 553. P. 153.
- Holsapple K.A., Michel P.* Tidal disruptions II. A continuum theory for solid bodies with strength, with applications to the Solar System // *Icarus*. 2008. V. 193. P. 283.
- Ivanov B.A., Hartmann W.K.* Exogenic Dynamics, Cratering and Surface Ages. *Treatise on Geophysics* / Ed. Schubert G. Amsterdam: Elsevier, 2007. P. 207.
- Johnson B.C., Melosh H.J.* Impact spherules as a record of ancient heavy bombardment of Earth // *Nature*. 2012. V. 485. P. 75.
- Lowe D.R.* Spherule beds 3.47–3.24 billion years old in the Barberton Greenstone belt, South Africa: a record of large meteorite impacts and their influence on early crustal and biological evolution. *Astrobiology*. 2003. V. 3. P. 7.
- Melchior P.* *Physique et Dynamique Planetaries*. Royal de Belgique. 1971. V. 2. P. 484.
- Melosh H.J., Stansberry J.A.* Doublet craters and the tidal disruption of binary asteroids // *Icarus*. 1991. V. 94. P. 171.
- Michel P., Farinella P., Froeschle Ch.* The orbital evolution of the asteroid Eros and implications for collision with the Earth // *Nature*. 1996. V. 380. P. 689.
- Morbidelli A., Crida A.* The dynamics of Jupiter and Saturn in the gaseous protoplanetary disk // *Icarus*. 2007. V. 191. P. 158.
- Pierens A., Nelson R.P.* Constraints on resonant-trapping for two planets embedded in a protoplanetary disc // *Astron. and Astrophys.* 2008. V. 482. P. 333.
- Pravec P., Harris W., Concalves R.* Spin rate distribution of small asteroids. P. 497. // *Icarus*. 2008. V. 197
- Richardson D., Botke W., Love S.* Tidal Distortion and Disruption of Earth-Crossing asteroids // *Icarus*. 1998. V. 134. P. 47.
- Roche Edouard Albert (1820–1883).* *Astrophysics and Space Science*. 1983. V. 97. № 2. P. 223.
- Scheeres D.J., Ostro S.J., Hudson R.S.* Effects of Gravitational Interactions on Asteroid Spin States // *Icarus*. 2000. V. 147. P. 106.
- Schunová E., Jedicke R., Granvik M.* Properties and evolution of NEO families created by tidal disruption at Earth // *Icarus*. 2014. V. 238. P. 156.
- Veverka J., Robinson M., Thomas P.* NEAR at Eros: Imaging and Spectral Results // *Science*. 2000. V. 289. P. 2088.
- Watters T.R., Thomas P.C., Robinson M.S.* Thrust faults and the near-surface strength of asteroid 433 Eros // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. L02202.
- Wilkison S.L., Robinson M., Yeomans D.* An Estimate of Eros's Porosity and Implications for Internal Structure // *Icarus*. 2002. V. 155. P. 94.
- Yomogida K., Matsui T.* Physical Properties of Ordinary Chondrites // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. P. 9513.

УДК 523.6

## ВЛИЯНИЕ РЕЛЬЕФА МЕСТНОСТИ НА ПОСЛЕДСТВИЯ УДАРОВ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ

© 2020 г. В. В. Шувалов\*

*Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия*

*\*e-mail: shuvalov@idg.chph.ras.ru*

Поступила в редакцию 07.08.2019 г.

После доработки 26.09.2019 г.

Принята к публикации 31.10.2019 г.

Приведены результаты численного моделирования падения километровых астероидов на поверхность с разным рельефом (ровная поверхность, гора и впадина). Результаты показывают, что наличие рельефа заметно влияет на амплитуду ударной волны, распространяющейся вдоль поверхности, на размер огненного шара и потоки излучения на поверхности, на распределение выбросов вокруг кратера. Это влияние существенно, если размер неоднородностей рельефа равен или больше размера ударника.

**Ключевые слова:** астероидная опасность, ударная волна, численное моделирование, кратер, атмосферные возмущения

**DOI:** 10.31857/S0320930X20020073

### ВВЕДЕНИЕ

Последствия падения на Землю космических тел сильно зависят от параметров падающего тела: его размеров, скорости, плотности, угла наклона траектории и т.д. (см., например, Адушкин и Немчинов, 2005). Последствия кратерообразующих ударов и параметры образующегося кратера могут зависеть от структуры поверхности: прочности, пористости, водонасыщенности, слоистости и т.д. (Collins и др., 2012). Еще одним фактором, влияющим на эффекты, производимые ударом может быть рельеф поверхности, если характерный размер особенностей рельефа сравним с размером ударника. Из общих соображений можно предположить, что наличие выпуклости (удар в гору) должно привести к усилению атмосферных эффектов: усилению ударной волны и увеличению светящейся области. Соответственно, при наличии впадины на поверхности, по-видимому, происходит более эффективная передача энергии твердой мишени, что должно привести к усилению ударной и сейсмической волн в грунте и ослаблению атмосферных эффектов. Однако заранее не ясно, насколько сильным может быть это влияние рельефа и как оно зависит от соотношения между размерами ударника и неоднородностей рельефа.

В работах (Kenkmann и др., 2009; Krohn и др., 2014; Włodarski и др., 2017) обсуждалось и численно моделировалось влияние топографии поверхности на формирование ударного кратера. Целью

данной работы является численное моделирование атмосферных эффектов при ударе километрового астероида по поверхностям с разным рельефом (ровная поверхность, гора и впадина) и выяснение степени влияния неоднородностей разного масштаба на последствия рассматриваемых ударов. В первой части описываются постановка задачи и методы, используемые при ее решении; во второй – результаты расчета падения километровых астероидов по ровной поверхности и поверхности с выемкой и впадиной; в третьей части приведены основные выводы и перечислены оставшиеся невыясненными вопросы.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Для оценки влияния рельефа на последствия ударов космических тел рассматриваются вертикальные падения километрового астероида на плоскую поверхность, в гору и впадину. Гора и впадина моделируются полусферическими выпуклостью и вогнутостью радиусом  $H$ , который варьируется в диапазоне от 0.25 до 2 км. Центр полусферической выпуклости/вогнутости лежит в точке ( $r = 0, z = 0$ ), через которую проходит траектория астероида (см. рис. 1). Для расчетов таких ударов использовалась методика (Shuvalov, 2003), основанная на программе SOVA (Shuvalov, 1999) и учитывающая прочность грунта по модели Кулона-Мора и акустическую флюидизацию

(Wünnemann, Ivanov, 2003). Термодинамические свойства ударника и мишени описываются уравнением состояния кварца, полученным в (Meloch, 2007) по программе ANEOS (Tompson, Lauson, 1972). Для описания атмосферы используются таблицы CIRA (COSPAR International Reference Atmosphere, <ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/models/atmospheric/cira/cira86/>), и уравнение состояния воздуха (Кузнецов, 1965). Движение астероида начинается на высоте 20 км для того, чтобы учесть влияние баллистической ударной волны, генерируемой астероидом при полете в атмосфере. Скорость астероида считалась равной 20 км/с. На начальной стадии расчетов использовалась довольно подробная расчетная сетка с размером ячейки 30 м для того, чтобы детально описать образование кратера и генерацию ударных волн в атмосфере и грунте, на поздней стадии размер ячейки и расчетной области увеличивался для расчета возмущений на больших расстояниях. Максимальный размер расчетной сетки составлял 1000 точек по вертикали и 3000 точек по горизонтали. Для получения распределений максимального давления, достигаемого при прохождении ударной волны в грунте и атмосфере, вводилось около  $10^5$  неподвижных маркерных точек, в которых отслеживалось изменение давления со временем, точнее, сохранялись максимальные за все время расчетов значения давления.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 показаны начальные данные и начальная стадия ударов километровых астероидов для случая максимального размера неоднородностей  $H = 2$  км. При падении астероида на ровную твердую поверхность одновременно формируются углубление в грунте (кратер) и коническая струя вещества, выбрасываемого из кратера в атмосферу под углом, близким к  $45^\circ$ . Ударная волна, распространяющаяся в атмосфере, формируется в результате взаимодействия баллистической ударной волны, генерируемой при движении тела в атмосфере, и волны, генерируемой разлетом выбросов из кратера. При падении астероида во впадину на начальной стадии формирования кратера выбрасываемое вещество остается внутри впадины и не влияет на ударную волну, распространяющуюся в атмосфере, которая полностью определяется на этой стадии баллистической волной. При ударе в гору, наоборот, вещество горы, не стесненное сбоку, разлетается во все стороны более интенсивно, чем при ударе по ровной поверхности и генерирует в атмосфере более сильную ударную волну.

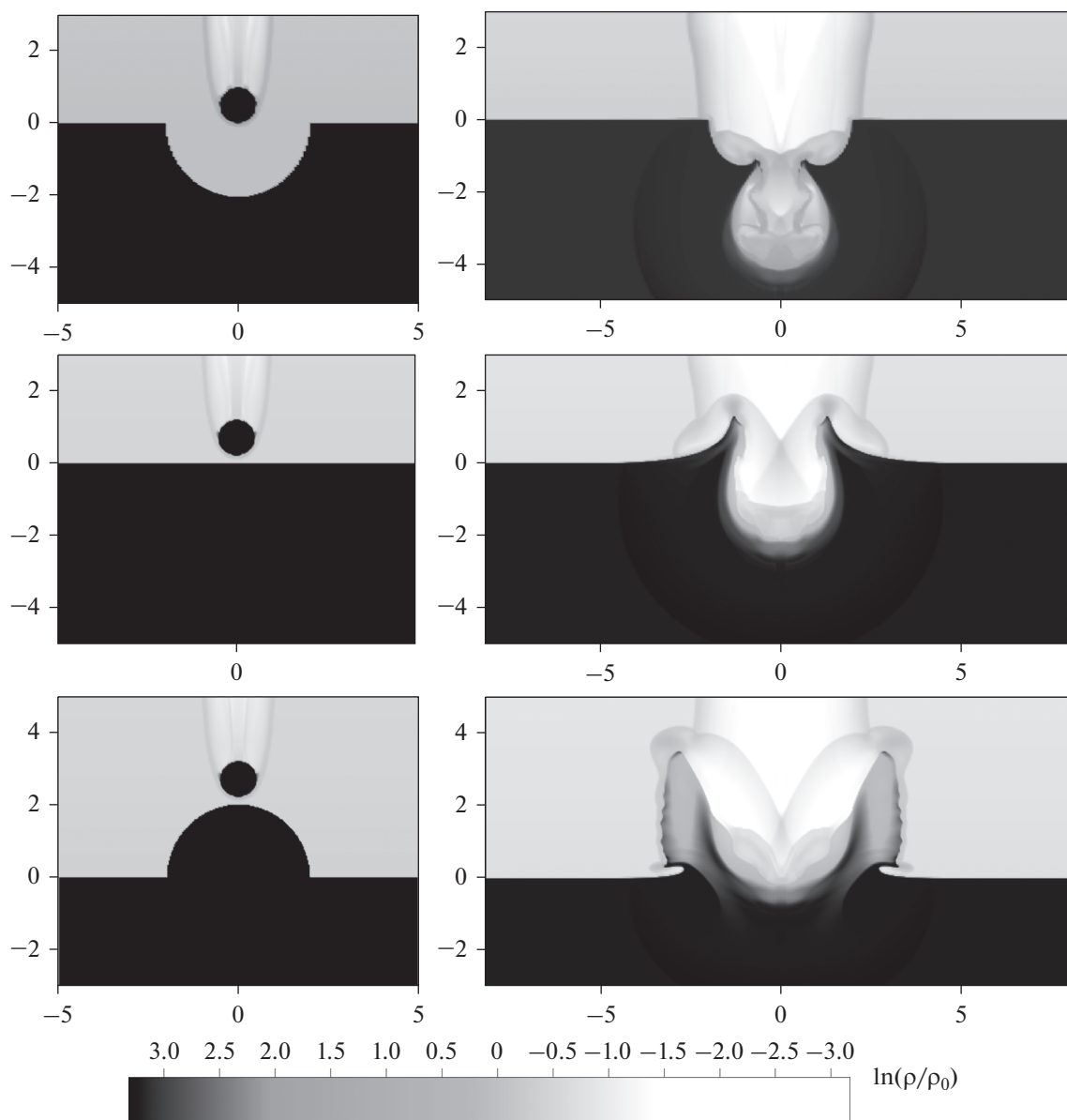
На рис. 2 показан дальнейший рост кратеров для тех же ударов. При падении астероида на плоскую поверхность вещество мишени в момент

удара приобретает скорость, направленную по радиусам (перпендикулярную фронту ударной волны), расходящимся из точки первоначального контакта. Эта скорость уменьшается со временем из-за того, что давление газа в образующейся полости (кратере) меньше давления за фронтом ударной волны, распространяющейся в мишени. Одновременно появляется скорость в перпендикулярном радиусу направлении из-за наличия свободной поверхности на границе мишени и воздуха, в котором давление равно атмосферному. Образуется классическое кратерообразующее течение (Иванов, 1979). Вещество вблизи поверхности после прохождения ударной волны получает большую направленную горизонтально скорость. Эта скорость уменьшается со временем из-за того, что градиент давления и ускорение направлены к центру. Одновременно появляется вертикальная составляющая скорости, направленная вверх из-за того, что давление в ударно-сжатой мишени выше, чем давление воздуха. В результате формируется коническая струя выбросов, разлетающихся из кратера под углом примерно  $45^\circ$ . При падении астероида во впадину вещество мишени вблизи поверхности ( $z = 0$ ) в момент контакта (который происходит на дне впадины) не получает начальной горизонтальной скорости, как в случае вертикального удара. Распространяющаяся вверх ударная волна повышает давление грунта на границах впадины, и грунт ускоряется в направлении к оси симметрии. В случае удара по ровной поверхности это ускорение уменьшает начальную направленную от оси симметрии скорость, при падении астероида во впадину этой начальной скорости нет, поэтому вещество разлетается внутрь. Столкновение струй выбросов вблизи оси симметрии приводит к формированию почти вертикальной струи. В случае удара астероида в гору, наоборот, вещество самой горы разлетается почти горизонтально.

Можно рассуждать по-другому. Выбросы из кратера, образованного на ровной поверхности, разлетаются под углом около  $45^\circ$ . Если поверхность загибается вверх (как во впадине), то этот угол увеличивается, и при угле наклона поверхности больше  $45^\circ$ , выбросы будут лететь не из кратера, а в кратер. Если поверхность загибается вниз (как на склоне горы), то угол разлета выбросов уменьшается. Таким образом, наличие рельефа может заметно влиять на угол разлета выбросов и, соответственно, на расстояние их выпадения.

В момент времени около 10 с промежуточный кратер достигает максимальной величины во всех трех вариантах. Как и следовало ожидать, самый глубокий промежуточный кратер получается в случае падения астероида во впадину, а самый мелкий — при ударе в гору. Через минуту после



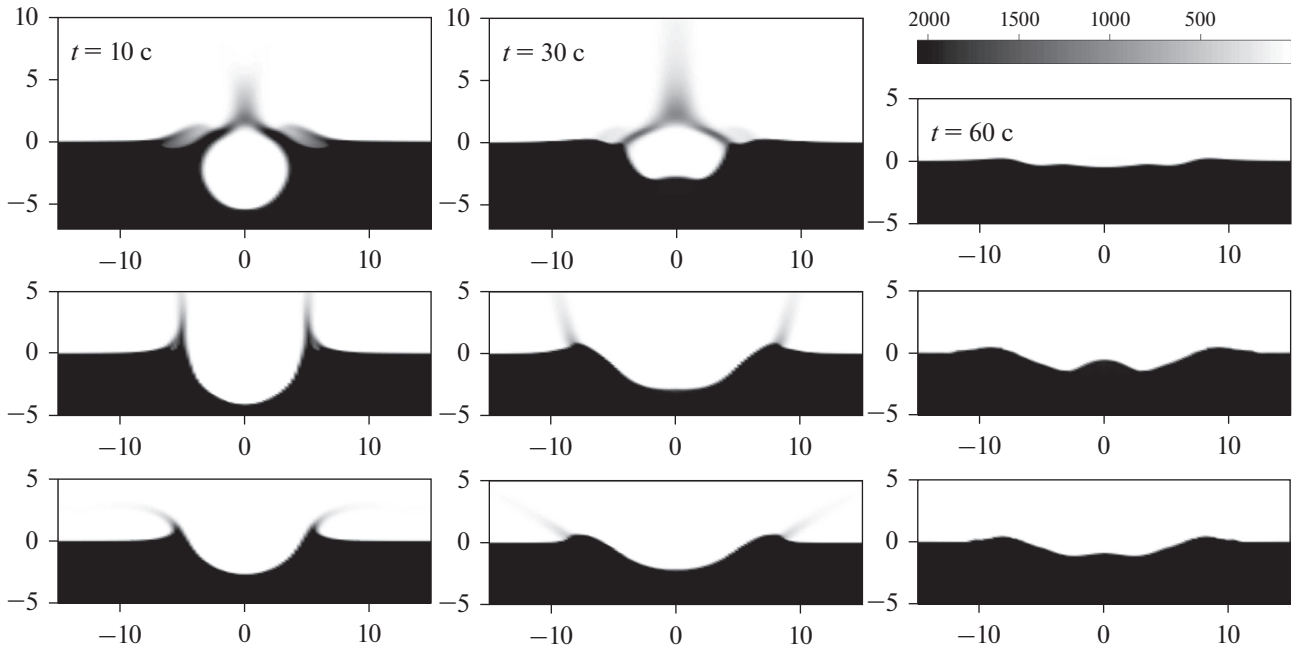


**Рис. 1.** На левых панелях показаны начальные данные (когда ударник подлетает к твердой поверхности), на правых – картина течения через 0.5 с,  $\rho$  – плотность вещества,  $\rho_0 = 1.29 \text{ г/см}^3$  – нормальная плотность воздуха у поверхности Земли. Расстояния указаны в километрах.

удара стадия модификации кратеров почти закончена. Самым мелким оказывается кратер, образовавшийся при падении астероида во впадину, у него же самый низкий вал и меньший диаметр. Это объясняется тем, что значительная часть выбросов падает обратно в кратер. Два другие кратера имеют примерно одинаковый диаметр, но у кратера, образованного на ровной поверхности, центральная горка чуть более ярко выражена.

На рис. 3 показаны зависимости максимального избыточного давления в воздухе на поверхности Земли от расстояния для трех рассмотренных выше ударов. Эти зависимости не являются

гладкими и монотонными. Объясняется это тем, что в процессе удара возникает несколько ударных волн: генерируемая при пролете астероида через атмосферу баллистическая волна, волны, генерируемые при разлете выбросов из кратера и обратном их падении на Землю. Кроме того, на высотах порядка 100 км и выше ударный плюм, состоящий из плотного воздуха, выброшенного с меньших высот, сильно расширяется. Это расширение приводит к возникновению еще одной ударной волны, которая доходит до поверхности. Взаимодействие всех этих ударных волн и определяет довольно сложную структуру зависимостей, показанных на рис. 3.

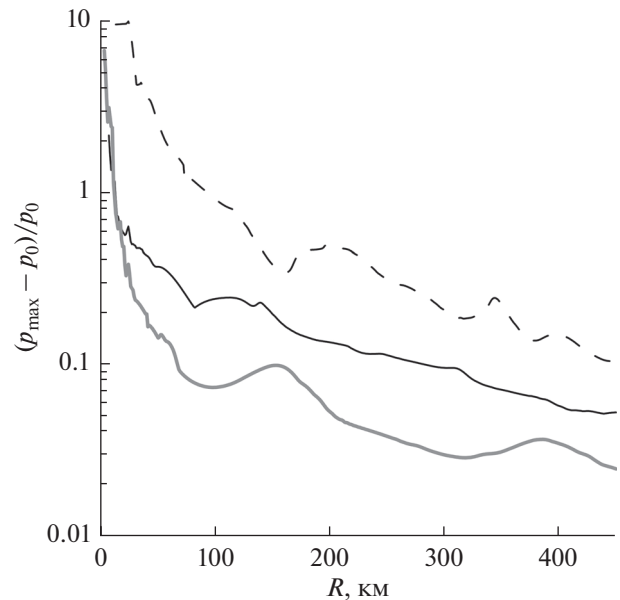


**Рис. 2.** Распределения относительной плотности  $\rho/\rho_0$  в моменты времени 10, 30 и 60 с после вертикального падения километрового астероида во впадину (верхний ряд рисунков), на ровную поверхность (средний ряд) и на гору (нижний ряд).  $\rho$  – плотность вещества,  $\rho_0 = 1.29 \text{ г/см}^3$  – нормальная плотность воздуха у поверхности Земли. Расстояния указаны в километрах.

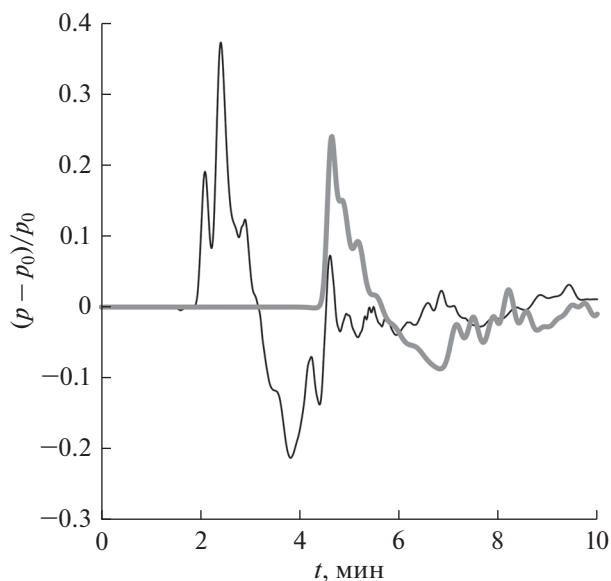
Сложный характер изменения давления (и в зоне сжатия и в зоне разрежения), вызванный наличием нескольких волн, возникающих в разное время и в разных областях пространства, демонстрирует и рис. 4, на котором показаны временные зависимости давления для удара по ровной поверхности. Еще одной причиной немонотонности зависимости максимального избыточного давления от расстояния является изменение температуры воздуха и скорости звука с высотой, что приводит к искривлению фронта ударных и звуковых волн (Блохинцев, 1946).

Несмотря на негладкий вид кривых на рис. 3, явно видно, что при падении астероида во впадину глубиной  $H = 2 \text{ км}$  давления на поверхности примерно в 3 раза ниже, чем при ударе по ровной поверхности, а при ударе в гору в 3 раза выше, т.е. наличие рельефа может менять максимальные избыточные давления на порядок на одинаковых удалениях от эпицентра удара. Еще больше может быть различие, если мы рассмотрим размеры зоны разрушений, вызываемых этими ударами. Так согласно (Glasstone, Dolan, 1977) кирпичные стены толщиной 24–36 см начинают разрушаться при избыточных давлениях выше 0.2 бар. Площадь зоны, где избыточное давление превышает эту величину, составляет примерно  $3000 \text{ км}^2$  при падении астероида во впадину глубиной 2 км и  $300000 \text{ км}^2$  (т.е. в сто раз больше) при ударе в гору такой же высоты.

На рис. 5 показаны распределения избыточного давления для разных глубин впадины и высот горы. Из этих результатов следует, что влияние



**Рис. 3.** Зависимость максимального относительного избыточного давления в воздухе  $(p_{\max} - p_0)/p_0$  на поверхности Земли от расстояния  $R$ .  $p_{\max}$  – максимальное давление за все время,  $p_0$  – атмосферное давление на нулевой высоте. Черная кривая соответствует удару по ровной поверхности, серая – падению астероида во впадину радиусом  $H = 2 \text{ км}$ , пунктирная – удару в гору радиусом  $H = 2 \text{ км}$ .



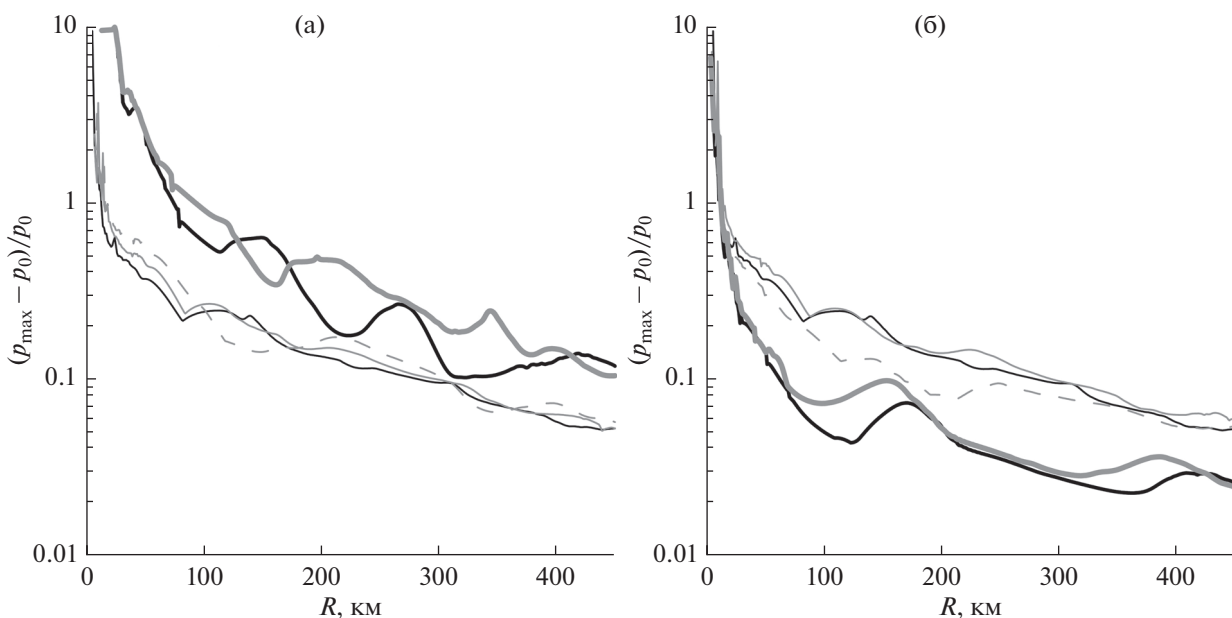
**Рис. 4.** Зависимость от времени относительного избыточного давления в воздухе  $(p_{\max} - p_0)/p_0$  на поверхности Земли на расстояниях 50 (черная кривая) и 100 (серая кривая) км от точки удара.  $p_{\max}$  — максимальное давление за все время,  $p_0$  — атмосферное давление на нулевой высоте.

рельефа существенно, если глубина впадины или высота горы больше, чем радиус ударника.

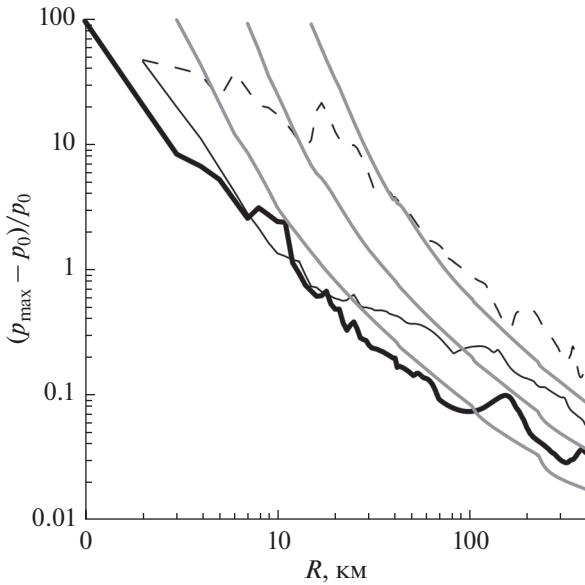
Для сравнения были проведены по той же методике расчеты затухания ударной волны от сферических взрывов в однородной атмосфере с

плотностью воздуха, равной плотности воздуха у поверхности Земли. В качестве начальных данных задавался шаровой объем воздуха с плотностью, равной плотности вещества метеороида, диаметром 1 км (как у астероида) и энергией, равной  $E$ ,  $0.1E$  и  $0.01E$ , где  $E$  — энергия астероида. Результаты, приведенные на рис. 6, показывают, что “взрывные” и “ударные” кривые сильно отличаются. В начальные моменты времени (т.е. на малых расстояниях) при ударе давления намного меньше, чем при взрыве. При ударах по впадине и ровной поверхности это объясняется не только передачей энергии в грунт, но и тем, что конус разлетающихся выбросов ограничивает разлет горячего вещества из центра. При ударе в гору сначала энергия ударника передается веществу горы, которое потом разлетается вбок. Это похоже на взрыв, но начальная масса больше, а плотность энергии и начальная амплитуда ударной волны, соответственно, меньше. На больших расстояниях ударная волна от ударов затухает слабее, чем от взрывная. Объясняется это тем, что взрывы рассчитывались в однородной атмосфере, и волны затухают по сферическому закону. Удары же считались в реальной атмосфере, масса которой ограничена в вертикальном направлении, поэтому затухание волны не сферическое, а ближе к цилиндрическому. Из рис. 6 можно сделать вывод, что взрывная аналогия для ударов работает плохо, и однозначно определить энергию эквивалентного взрыва невозможно.

На рис. 7 показаны распределения избыточного давления в грунте для трех вариантов удара ки-



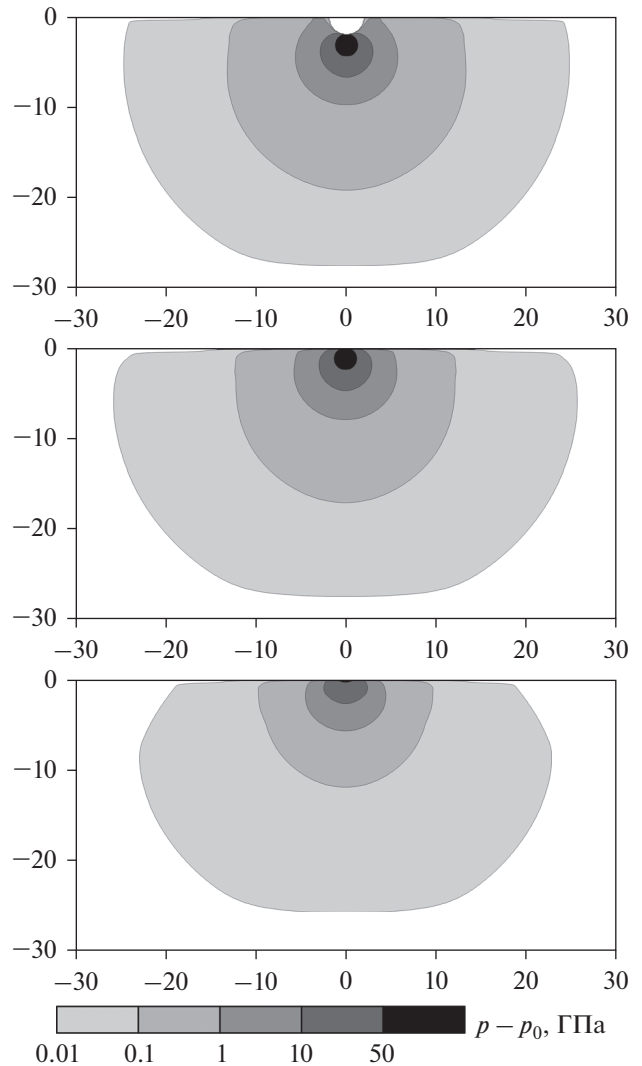
**Рис. 5.** Зависимость максимального относительного избыточного давления  $(p_{\max} - p_0)/p_0$  на поверхности Земли от расстояния  $R$  при падении километрового астероида в гору радиуса  $H$  (а) и во впадину радиуса  $H$  (б).  $p_{\max}$  — максимальное давление за все время,  $p_0$  — атмосферное давление на нулевой высоте. Тонкая черная кривая соответствует  $H = 0$ , тонкая серая кривая —  $H = 0.25$  км, серый пунктир —  $H = 0.5$  км, толстая черная линия —  $H = 1$  км, толстая серая линия —  $H = 2$  км.



**Рис. 6.** Зависимость максимального относительного избыточного давления  $(p_{\max} - p_0)/p_0$  на поверхности Земли от расстояния  $R$ .  $p_{\max}$  – максимальное давление за все время,  $p_0$  – атмосферное давление на нулевой высоте. Тонкая черная кривая соответствует удару по ровной поверхности, толстая черная – падению астероида во впадину радиусом  $H = 2$  км, пунктирная – удару в гору радиусом  $H = 2$  км, серые линии соответствуют сферическому взрыву с энергиями  $E$ ,  $0.1E$  и  $0.01E$ , где  $E$  – энергия астероида.

лометрового астероида: по ровной поверхности, впадине и горе глубиной/высотой 2 км. Эти распределения характеризуют амплитуду ударной волны, распространяющейся в земле, долю энергии ударника, переданной земле и, по-видимому, сейсмическую эффективность ударов (Хазинс и др., 2018). Различия в амплитудах ударных волн в грунте значительно меньше, чем различия в амплитудах воздушной волны, распространяющейся вдоль поверхности (ср. с рис. 3). Максимальные амплитуды, как и ожидалось, достигаются при падении астероида во впадину, почти такие же при ударе по ровной поверхности и лишь немногим (на 10–20%) меньше при ударе в гору. Небольшое различие объясняется тем, что во всех случаях основная часть энергии передается твердой мишени. Поэтому даже заметное изменение той небольшой части энергии, которая выделяется в атмосфере и определяет амплитуду воздушной ударной волны, слабо влияет на изменение энергии, выделяемой в земле и определяющей сейсмический эффект рассматриваемых ударов.

На рис. 8 показаны распределения температуры через 10 с после падения километрового астероида во впадину глубиной 2 км, удара по ровной поверхности и по горе высотой 2 км. Так же, как и в случае с воздушной ударной волной, разница

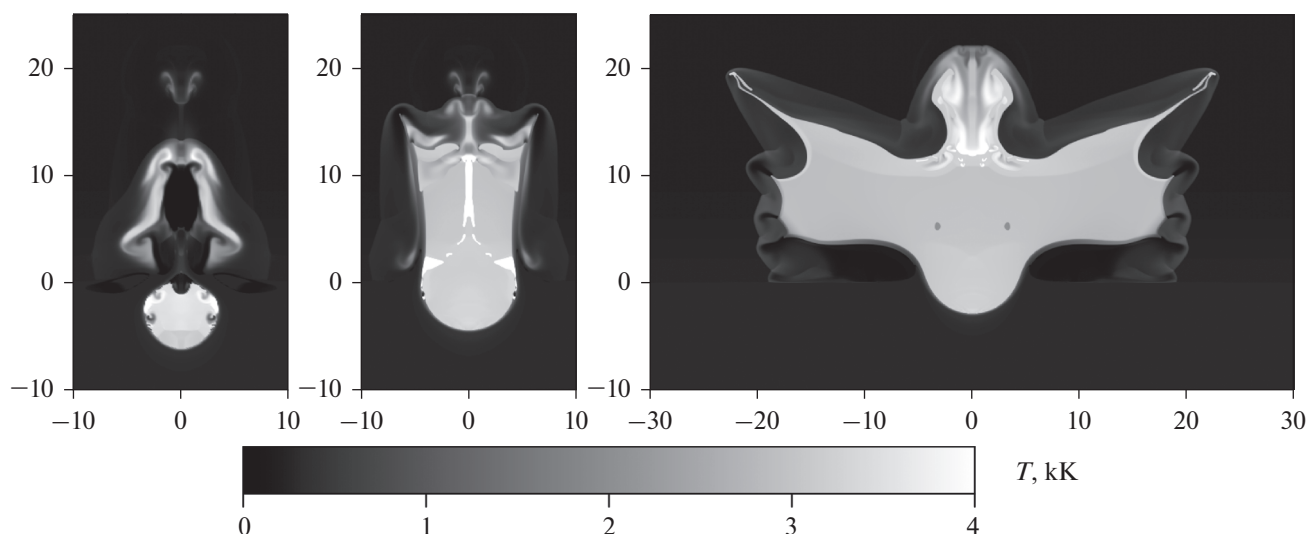


**Рис. 7.** Распределения максимального избыточного давления в грунте для случаев падения километрового астероида во впадину глубиной 2 км (верхний рисунок), удара по ровной поверхности и по горе высотой 2 км (нижний рисунок). Расстояния указаны в километрах.

между тремя рассматриваемыми ударами очень велика. Самая большая горячая и излучающая область формируется при ударе в гору, в случае падения астероида во впадину горячее и излучающее облако совсем маленькое. Соответственно, можно ожидать, что удары в гору значительно опаснее падения астероидов на ровную поверхность и, тем более, во впадину с точки зрения возникновения массовых пожаров.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты ударов километровых астероидов по ровной, вогнутой и выпуклой поверхности показали, что рельеф поверхности мо-



**Рис. 8.** Распределения температуры через 10 с после падения километрового астероида во впадину глубиной 2 км (слева), удара по ровной поверхности и по горе высотой 2 км (справа). Расстояния указаны в километрах.

жет заметно влиять на последствия таких ударов. Особенно велико влияние рельефа на атмосферные эффекты, производимые ударом. При этом наличие выпуклостей (горы) приводит к увеличению зоны разрушений, вызванных ударом на поверхности земли, и зоны возникновения массовых пожаров, а наличие вогнутостей (впадин) уменьшает размеры зон поражения. Различия в площади зоны поражения может достигать одного-двух порядков. Наличие рельефа также сильно влияет на угол, под которым вылетают выбросы из кратера и, соответственно, на распределение выбросов вокруг кратера. Особенно это касается высокоскоростных выбросов, которые вылетают на начальной стадии кратерообразования и улетают на большие расстояния. В то же время сейсмический эффект, как показывают расчеты, слабо зависит от рельефа поверхности. Расчеты так же показали, что влияние рельефа существенно, когда характерный размер неоднородностей превышает радиус астероида, меньшие неоднородности рельефа можно не учитывать.

В работе рассматривались только вертикальные удары. В случае наклонной траектории основные выводы, полученные для вертикальных ударов, не должны измениться. В любом случае при ударе в гору увеличивается доля энергии, переданной в атмосферу, что должно привести к усилению ударной волны и излучающей области. А при падении астероида во впадину кратерообразующее течение не должно сильно зависеть от угла наклона траектории. С другой стороны, при одновременном изменении и рельефа, и угла наклона траектории могут возникнуть условия для еще большего усиления или ослабления последствий удара. То же самое можно сказать и про

особенности рельефа. В данной работе рассматривались простейшие сферическая гора и впадина. Наличие более сложного рельефа может усилить или ослабить эффект.

Автор благодарен анонимному рецензенту за внимательное прочтение статьи и полезные замечания.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИДГ РАН (рег. № 0146-2017-0003).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Немчинов И.В.* (ред.) Катастрофические воздействия космических тел. М.: ИКЦ “Академкнига”, 2005. 310 с.
- Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.: ОГИЗ, 1946. 221 с.
- Иванов Б.А.* Простая модель кратерообразования // Метеоритика. 1979. № 38. С. 68–85.
- Кузнецов Н.М.* Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 463 с.
- Хазинс В.М., Шувалов В.В., Светцов В.В.* Сейсмическая эффективность ударов космических тел // Астрон. вестн. 2018. Т. 54. № 6. С. 566 – 576.
- Collins G.S., Melosh H.J., Osinski G.R.* The Impact cratering process // Elements. 2012. V. 8. P. 25–30.
- Glasstone S., Dolan P.J.* The effects of nuclear weapons. Washington, D.C.: GPO, 1977. 653 p.
- Kenkmann T., Artemieva N., Wünnemann K., Poelchau M.H., Elbeshhausen D., Nunez Del Prado H.* The Carancas meteorite impact crater, Peru: Geologic survey and modeling of crater formation and atmospheric passage // Meteoritics and Planet. Sci. 2009. V. 44. № 7. P. 985–1000.
- Krohn K., Jaumann R., Otto K., and 11 more.* Asymmetric craters on Vesta: Impact on sloping surfaces // Planet. and Space Sci. 2014. V. 103. P. 36–56.

- Melosh H.J.* A hydrocode equation of state for SiO<sub>2</sub> // *Meteoritics and Planet. Sci.* 2007. V. 42. № 12. P. 2079–2098.
- Shuvalov V.V.* Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // *Shock Waves.* 1999. V. 9. № 6. P. 381–390.
- Shuvalov V.V.* Displacement of target material during impact cratering // *Impact markers in the stratigraphic record* / Eds Koeberl C., Martinez-Ruiz F. Springer-Verlag, 2003. P. 121–135
- Thompson S.L., Lauson H.S.* Improvements in the Chart D radiation-hydrodynamic CODE III: Revised analytic equations of state. Report SC-RR-71 0714. Albuquerque: Sandia Nat. Laborat., 1972. 119 p.
- Włodarski W., Papis J., Szczuciński W.* Morphology of the Moraskocrater field (western Poland): Influences of pre-impact topography, meteoroid impact rocesses, and post-impact alterations // *Geomorphology.* 2017. V. 225. P. 586–597.
- Wünnemann K., Ivanov B.A.* Numerical modeling of the impact crater depth-diameter dependence in an acoustical lyfluidized target // *Planet. and Space Sci.* 2003. V. 51. P. 831–845.

## ТИМУР МАГОМЕТОВИЧ ЭНЕЕВ (1924–2019)

8 сентября 2019 года на девяносто пятом году жизни после продолжительной болезни скончался выдающийся ученый, академик, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, автор фундаментальных трудов в области теоретической и прикладной космонавтики и космогонии Тимур Магометович Энеев.

После успешного окончания аспирантуры механико-математического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова Т.М. Энеев поступил на работу в Математический институт им. В.А. Стеклова АН СССР, в отдел, которым руководил Мстислав Всеволодович Келдыш. В дальнейшем этот отдел был преобразован в Отделение прикладной математики Математического института им. В.А. Стеклова АН СССР, а затем в Институт прикладной математики АН СССР, который носит теперь имя М.В. Келдыша. В этом институте Т.М. Энеев проработал до последних дней своей жизни.

Т.М. Энеев впервые решил ряд задач, имеющих принципиальное значение для динамики полета ракет и космических аппаратов. Некоторые из этих решений были использованы при запуске первого искусственного спутника Земли (ИСЗ). Совместно с Д.Е. Охочимским он разработал фундаментальный метод решения задач теории управления с целью оптимального выведения ракет на околоземную орбиту. В 1951 г. Т.М. Энеев рассмотрел общую задачу о выборе оптимального управления ориентацией оси составной ракеты — результаты ее решения впоследствии легли в основу расчетов по выбору программного управления при запуске искусственного спутника Земли. Вместе с коллегами им впервые была создана простая и надежная методика оценки времени существования ИСЗ. Расчеты Т.М. Энеева по динамике спуска космического аппарата в атмосфере показали, что перегрузки и высокая температура при баллистическом спуске минимальны, если спускаемый аппарат имеет форму сферы, и именно такая форма спускаемого аппарата была выбрана для первого и последующих полетов человека в космос. Т.М. Энееву принадлежат приоритетные исследования по определению орбиты космического аппарата по данным траекторных измерений, им предложена схема разгона межпланетных космических аппаратов с промежуточной орбиты искусственного спутника Земли, которая стала общепринятой.

Совместно с Н.Н. Козловым Т.М. Энеев решил ряд актуальных космогонических задач. Были проведены численные расчеты эволюции галактик и показано, что при пролете массивного тела мимо дискообразного облака частиц образуются спиралевидные структуры, типичные для многих галактик. Была предложена новая модель формирования Солнечной системы, основой которой служит аккумуляция разрезанных газопылевых сгущений и сжатие протопланет до плотности современных планет. Задолго до обнаружения первых транснептуновых объектов Т.М. Энеев рассмотрел формирование структуры транснептунового пояса и пришел к выводу, что Плутон является одним из наиболее крупных объектов этого пояса.

В области молекулярной биологии им с коллегами были исследованы процессы структурообразования и, одновременно, рождения макромолекул РНК. Был разработан последовательный метод математического моделирования процесса структуризации, который позволил значительно улучшить предсказание вторичной и третичной структур макромолекул.

Т.М. Энеев и его сотрудники провели глубокие исследования миграции малых тел Солнечной системы в окрестность Земли, связанные с проблемой астероидной опасности. Были изучены траектории полетов космических аппаратов к малым телам, в том числе с использованием двигателей малой тяги. Исследования происхождения Солнечной системы имели принципиальное значение для обоснования проекта доставки на Землю реликтового вещества — образцов грунта малого небесного тела.

Т.М. Энеев успешно решил ряд важнейших проблем науки и техники, которые имели четкую прикладную направленность. Развитие им методы и предложенные решения имели большое значение для развития методов механики, теории управления и моделирования сложных систем. Наряду с этим, он внес большой вклад в решение крупных проблем государственного значения. Хорошо известен его вклад в борьбу против проекта поворота течения северных российских рек на юг. Его анализ последствий этого поворота сыграл немалую роль в предотвращении весьма опасного для природы России проекта. Здесь проявилась его гражданская позиция и ответственность.

Тимур Магометович Энеев являлся главным редактором научного журнала “Космические исследования”, членом редколлегии научного журнала “Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы”, членом Национального комитета по теоретической и прикладной механике.

Научная и научно-организаторская деятельность Т.М. Энеева была отмечена многими высокими званиями и наградами. В 1968 г. он был избран член-корреспондентом АН СССР, а в 1992 г. — академиком РАН. В 1957 г. ему была присуждена Ленинская премия за достижения в области освоения космоса. Он был награжден Орденом Ленина (1961 год), Орденом Октябрьской Революции (1984 год), двумя Орденами Трудового Красного Знамени (1956 и 1975 гг.), Орденом Почета (2005 год) и медалями. Российская академия наук наградила

Т.М. Энеева золотой медалью имени М.В. Келдыша (2011 год), а также золотой медалью и премией имени Ф.А. Цандера (1992 год). В 2006 г. Т.М. Энееву была присуждена Демидовская премия. Международный Астрономический Союз присвоил одной из малых планет имя (5711) Eneev.

Тимур Магометович не дожил две недели до своего 95-летия. Его кончина — невосполнимая утрата для его родных, друзей, коллег и для всей российской и мировой науки. Это был необыкновенно талантливый, гармоничный, огромной эрудиции, глубоко порядочный и высокоинтеллектуальный человек. Светлая память о выдающемся ученом Тимуре Магометовиче Энееве навсегда сохранится в наших сердцах.

*Редколлегия*