РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ЖУРНАЛ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

*ОСНОВАН В МАРТЕ 1873 ГОДА ВЫХОДИТ 12 РАЗ В ГОД*М О С К В А

ТОМ 161, ВЫПУСК 4 АПРЕЛЬ 2022

PAH

ЖУРНАЛ ИЗДАЕТСЯ ПОД РУКОВОДСТВОМ ОТДЕЛЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК РАН

СОДЕРЖАНИЕ

Выдающиеся достижения эксперимента LHAASO в области гамма-астрономии сверхвысоких энергий	461
Мониторинг нейтринных вспышек в Галактике	466
Глубоководный черенковский детектор в озере Байкал	476
Вариации потока мюонов космических лучей во время гроз	497
Результаты нейтринных экспериментов Т2К и NOvA: упорядочивание масс нейтрино и СР-симметрия	515
Гамма-астрономия сверхвысоких энергий на установке «Ковер» Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН	523
Изучение характеристик космогенных нейтронов и скорости счета импульсов на сцинтилляционных детекторах АСД, LSD и LVD	533

[©] Российская академия наук, 2022

[©] Редколлегия журнала ЖЭТФ (составитель), 2022

The unreasonable effectiveness of the air-fluorescence technique in determining the EAS shower maximum	544
Изучение космических лучей на Астрофизическом комплексе TAIGA: результаты и планы	548
О воспроизведении вариаций солнечной активности в диапазоне 2–40 месяцев в межпланетной среде	560
Ускорение космических лучей до энергий выше 10^{15} эВ трансрелятивистскими ударными волнами	570
Detectability of large correlation length inflationary magnetic field with Cherenkov telescopes	583
Мюонная радиография крупных природных и промышленных объектов — новый этап в методике ядерных фотоэмульсий	590
Космический гравитационный градиентометр: пути повышения точности моделей гравитационного поля Земли	596
Оценка эффекта фрагментации при регистрации сверхтяжелых ядер галактических космических лучей в палласитах Бабаев П. А., Багуля А. В., Волков А. Е., Горбунов С. А., Калинина Г. В., Коновалова Н. С., Окатьева Н. М., Полухина Н. Г., Садыков Ж. Т., Старков Н. И., Старкова Е. Н., Найнг Со Тан, Чернявский М. М., Щедрина Т. В.	610
Особенности регистрации ускоренных тяжелых ионов детекторами из фосфатного стекла при различных температурах	616

EDN: DOYGEB

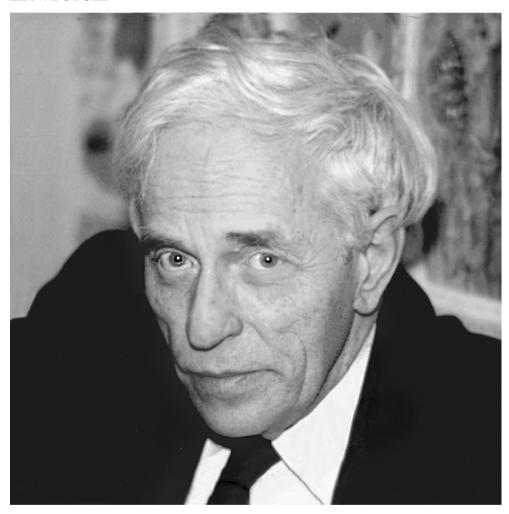


Фото из архива лаборатории Лептонов высоких энергий, предоставлено А. С. Лидванским

К 100-летию Александра Евгеньевича Чудакова

ОТ РЕДАКЦИИ

16 июня 2021 г. исполнилось 100 лет со дня рождения замечательного физика-экспериментатора Александра Евгеньевича Чудакова, автора пионерских работ в таких разных областях науки, как физика космических лучей, гамма-астрономия, нейтринная астрономия, геофизика, подземная физика. Выполненное им совместно с С. Н. Верновым исследование по наблюдению элементарных частиц с помощью детекторов, установленных на первых советских спутниках, привело к открытию радиационных поясов Земли, которое можно считать последним в ряду великих географических открытий. А. Е. Чудаков создал первый в мире черенковский гамма-телескоп и первый водный черенковский детектор большого объема. Он также впервые описал и рассчитал уменьшение суммарной ионизации электрон-позитронных пар из-за интерференции волновых функций частиц (эффект Чудакова). Под его руководством были созданы первые крупномасштабные установки Баксанской нейтринной обсерватории, которая к настоящему времени превратилась в мощный исследовательский центр с широчайшим спектром научных направлений. Не все (хотя многие) из авторов настоящего номера являются прямыми учениками Александра Евгеньевича, но все, испытывая глубокое уважение к его памяти, почли за честь участвовать в этом мемориальном выпуске. Разделяя эти чувства, редакционная коллегия $X\Theta T\Phi$ с радостью предоставила им такую возможность.

В номере представлены статьи из тех областей науки, в которые сделал вклад юбиляр.

EDITORIAL

June 16, 2021 was the 100th anniversary of Alexander E. Chudakov, an experimental physicist nearly each of whose works was pioneering. He was a trailblazer in various scientific disciplines such as the physics of cosmic rays, gamma-ray astronomy, neutrino astronomy, geophysics, and underground physics. Detectors installed by him onboard the Sputnik 2 and Sputnik 3 satellites were the first detectors of elementary particles ever launched into space. These measurements, made in collaboration with S. N. Vernov, resulted in the discovery of Earth's radiation belts, which can be considered the last of the great geographical discoveries. Chudakov constructed the world-first Cherenkov gamma-ray telescope and the first large-volume Cherenkov detector. He described and calculated the reduction in the total ionization of electron-positron pairs due to interference (mutual screening) of the wave functions (the Chudakov effect). Under his guidance, the first large-scale facilities were constructed at the Baksan Neutrino Observatory, which has now become a major research center with a wide spectrum of research directions. Many, even if not all, of the authors of this issue of JETP were Chudakov's students, but all universally consider it an honor to contribute to this memorial issue, expressing their deep respect for Chudakov's memory. The Editorial Board, sharing their feelings, is happy to welcome their contributions.

This issue of JETP contains articles from the research fields to which Chudakov made a contribution.

ВЫДАЮЩИЕСЯ ДОСТИЖЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА LHAASO В ОБЛАСТИ ГАММА-АСТРОНОМИИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ю. В. Стенькин*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук 117312, Москва, Россия

> Поступила в редакцию 1 октября 2021 г., после переработки 4 ноября 2021 г. Принята к публикации 8 ноября 2021 г.

Обсуждаются недавние результаты, полученные в эксперименте LHAASO. Показано, что благодаря своим выдающимся характеристикам установка Km2A, являющаяся одной из составных частей этого эксперимента и предназначенная для регистрации широких атмосферных ливней, оказалась уникальным инструментом для целей гамма-астрономии. С помощью лишь работающей половины этой установки уже открыты ПэВатроны (природные ускорители частиц до энергий 10^{15} эВ и более) в нашей Галактике, обнаружено много новых астрофизических источников гамма-квантов, измерены энергетические спектры излучаемых гамма-квантов и, что особенно важно, с точностью до 0.05° определены направления их прихода, т. е. с такой точностью локализованы их источники. Это уже позволяет сделать некоторые выводы о природе ПэВатронов, т. е. о возможных механизмах ускорения космических лучей.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040010

EDN: DPERUF

1. ВВЕДЕНИЕ

Основоположником экспериментальной гамма-астрономии был академик А. Е. Чудаков, под руководством которого еще в начале 1960-х годов в Крыму была создана первая в мире установка для регистрации черенковского излучения от широких атмосферных ливней (ШАЛ), на которой были получены первые в данной области экспериментальные результаты [1]. С тех пор в мире было создано множество подобных установок, техника и особенно электроника шагнули далеко вперед, телескопы стали «имиджевыми», их угловое разрешение и светосила стали намного лучше. В качестве примера можно назвать такие установки, как HESS [2], MAGIC [3], CTA [4], Tunka [5]. Такие установки имеют очень хорошее угловое разрешение. Светосила зависит от площади зеркал, суммарная площадь которых в планируемом телескопе СТА будет 40000 м². Позже появилась техника регистрации

гамма-ливней с помощью водных черенковских детекторов, когда защищенный от света слой воды в несколько метров просматривается фотоумножителями. Примером такой установки является HAWC [6], состоящая из 300 баков с водой диаметром 7.3 м. Несмотря на внушительные размеры этих установок, их регистрирующая площадь все еще мала для регистрации очень слабых потоков гамма-квантов от астрофизических объектов при энергиях более 1 ПэВ (1 петаэлектронвольт равен 10^{15} эВ).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ LHAASO

Международный высокогорный эксперимент LHAASO (large high altitude air shower observatory) [7] объединяет в себе все указанные выше методики. Проект находится пока еще в процессе создания в КНР в провинции Сычуань на высоте 4410 м над уровнем моря. Эксперимент является мультизадачным и состоит из нескольких независимо работающих установок. Для целей гамма-астрономии изначально были предназначены две установки: WFCTA (wide field Cherenkov telescope array) — 12 широкоугольных имиджевых

^{*} E-mail: stenkin@sci.lebedev.ru

телескопов, и WCDA (water Cherenkov detector array) — 3 гигантских, разделенных на ячейки водных черенковских бассейна общей площадью $300 \times 260 \text{ м}^2$. Завершение строительно-монтажных работ ожидается в конце 2021 г. Тем не менее эксперименты там уже проводятся с 2019 г., идет расширение действующих установок и набор статистики. Наша группа из ИЯИ РАН участвует в этом эксперименте. Наша цель — измерение спектра и массового состава космических лучей в области энергий 1 ПэВ и выше путем создания установки ENDA из 400 разработанных в ИЯИ РАН электронно-нейтронных детекторов (эн-детекторов), регистрирующих две компоненты ШАЛ: основную адронную (через тепловые нейтроны) и электронную [8].

Основной частью LHAASO является Km2A (km² аггау) — установка для регистрации ШАЛ, состоящая из 5563 наземных электронных детекторов (ED) площадью по 1 м² и 1221 заглубленных мюонных детекторов (MD) площадью по 30 м². Детекторы расположены в виде треугольной сетки: ED с шагом 15 м, а MD с шагом 30 м. Общая площадь установки более 1 км². Такая площадь обеспечивает ей рекордную светосилу, более чем на порядок величины превосходящую светосилу WCDA. При этом установка очень плотная и насыщенная, что также делает ее недосягаемой для конкурентов. В результате именно это установка первой начала выдавать уникальную научную информацию в области гамма-астрономии.

До сих пор считалось, что угловое разрешение классической ШАЛ-установки составляет несколько градусов. Заметим, что первые ШАЛ-установки (классические) состояли из нескольких десятков детекторов. При этом известно, что угловое разрешение зависит как $1/\sqrt{n}$ от количества n сработавших детекторов. Понятно, что, при прочих равных условиях, отношение разрешения двух установок с количеством вовлеченных в событие детекторов, n_1 и n_2 , будет равно $\sqrt{n_1/n_2}$. Отсюда видно, что при $n_1=50$ и $n_2=5000$ разрешение второй установки будет в 10 раз меньше, при этом градусы превращаются в доли градуса.

Разрешение также существенно зависит от структуры ливневого диска, от его толщины и от количества ливневых частиц, прошедших через детекторы [9]. При одинаковой мощности ливня большее количество вовлеченных детекторов и большее число зарегистрированных частиц обеспечивают лучшее временное, а значит, и угловое разрешение. Определенное экспериментально [10]

угловое разрешение установки Km2A равно 0.25° для энергий выше 100 ТэВ, а абсолютная ошибка определения направления на источник (pointing accuracy) составляет около 0.05°. Это намного лучше, чем у любой другой ШАЛ-установки как в прошлом, так и в настоящем.

Еще одним важнейшим достоинством установки Km2A является огромная площадь мюонных детекторов ($36630~{\rm m}^2$), позволяющая проводить эффективный отбор гамма-ливней на фоне большого количества обычных адронных ШАЛ. Достигнутый к настоящему времени коэффициент подавления адронных ливней равен 10^4 для 100-тераэлектронвольтных ШАЛ и около 10^5 для петаэлевтронвольтных. И это только по мюонной компоненте. В дальнейшем это параметр будет существенно увеличен путем использования образа и применения алгоритмов машинного обучения.

Пример установки Km2A наглядно демонстрирует «переход количества в качество». Имея такие выдающиеся параметры, эта установка (даже ее действующая половина) уже позволила получить на ней выдающиеся результаты, речь о которых пойдет ниже.

3. ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА УСТАНОВКЕ Кm2A

В мае 2021 г. вышла статья коллаборации LHAASO [11] по гамма-источникам, обнаруженным с помощью установки Кт2А. В таблице приведены эти источники с указанием статистики на момент написания статьи и имеющимися астрофизическими объектами в окрестности каждого из них. Максимальная энергия, зарегистрированная на момент написания статьи (конец 2020 г.), равнялась 1.42 ПэВ от источника LHAASO J2032+4102, находящегося в так называемом Коконе Лебедя, но не совпадающего точно ни с одним из известных астрофизических объектов. Набор статистики продолжается, и сейчас открыто уже несколько ПэВатронов, что, скорее всего, свидетельствует в пользу адронного механизма ускорения — адронных ПэВатронов. Интересной особенностью новых источников, отмеченной в таблице, является то, что только один из них (первая строка) совпадает в пределах ошибок измерения с известным астрономическим объектом — пульсаром в Крабовидной туманности.

При внимательном изучении этой таблицы видно, что поблизости от каждого из 12 найденных ис-

	Число		Время		Объекты	
Источник событий	событий	Фон	наблюдения, ч	E_{max} , ПэВ	в окрестности	
	сооытии		паолюдения, ч		в окрестности	
LHAASO J0534+2202	67	5.5	2236.4	0.88	Crab, PSR	
LHAASO J1825-1326	61	3.2	1149.3	0.42	2 PSR	
LHAASO J1839-0545	26	4.2	1614.5	0.21	2 PSR	
LHAASO J1843-0338	30	4.3	1715.4	0.26	SNR	
LHAASO J1849-0003	36	4.8	1865.3	0.35	PSR, YMC	
LHAASO J1908+0621	74	5.1	2058.0	0.44	2 PSR, SNR	
LHAASO J1929+1745	29	5.8	2282.6	0.71	2 PSR, SNR	
LHAASO J1956+2845	34	6.1	2461.5	0.42	PSR	
LHAASO J2018+3651	42	6.3	2610.7	0.27	PSR, YMC	
LHAASO J2032+4102	45	6.7	2648.2	1.42	Cygnus OB2, PSR, YMC	
LHAASO J2108+5157	30	6.4	2525.8	0.43	_	
LHAASO J2226+6057	60	6.2	2401.3	0.57	Boomerang Nebula, PSR, SNR	

Таблица. Источники гамма-квантов сверхвысоких энергий, обнаруженные установкой Km2A [10]

точников находятся один или два пульсара (PSR), скопления молодых звезд (YMC), и в окрестностях только четырех из них имеются остатки сверхновых (SNR). Это весьма удивительно и неожиданно, поскольку, согласно общепринятому на сегодняшний день механизму ускорения, основным источником космических лучей считаются именно остатки сверхновых. По-видимому, сейчас начнется интенсивный поиск новых теорий и механизмов, обеспечивающих работы природных ускорителей частиц — ПэВатронов. Относительно недавно в качестве возможных «стационарных» ПэВатронов были предложены скопления молодых массивных звезд [12], тогда как сверхновые могут ускорять космические лучи до петаэлектронвольтных энергий лишь непродолжительное время после коллапса и не могут обеспечить наблюдаемый поток. В окрестностях трех из найденных источников (в том числе и найденного ПэВатрона LHAASO J2032+4102) действительно имеются такие скопления. Отметим, что в моделях ускорения частиц на оболочках сверхновых не так просто получить степенной энергетический спектр космических лучей, согласующийся с наблюдаемым, как, впрочем, и химический состав космических лучей.

Что касается ускорения космических лучей пульсарами, то данные LHAASO прямо указывают на их присутствие в окрестностях найденных источников. Эти объекты рассматривались и ранее в качестве возможных источников космических лучей (см., например, работу [13] и ссылки в ней). Однако тут то-

же есть трудности с предсказанием энергетического спектра (в расчетах получается очень жесткий спектр), но предсказывается тяжелый состав при ультравысоких энергиях, что отчасти согласуется с экспериментами (по крайней мере на установке обсерватории Р. Auger [14]).

опубликованная Другая недавно LHAASO [15] посвящена результату, полученному на установках Km2A и WCDA, а именно, всестороннему изучению потока гамма-квантов от известного источника в Крабовидной туманности, являющегося «эталонным светильником» в нашей Галактике. Этот объект представляет собой остаток исторической сверхновой 1054 г. Сейчас внутри туманности находится пульсар, хорошо видимый в оптической, рентгеновской и в других областях спектра. Эксперимент Km2A «видит» этот источник в диапазоне энергий 40-400 ТэВ на уровне выше 46 стандартных отклонений. Спектр выше энергий 1 ТэВ, измеренный установками WCDA и Km2A, в принципе неплохо согласуется с ожидаемым от рассеяния электронов на фотонах (обратный комптон-эффект), свидетельствуя тем самым, что там точно «работает» лептонный механизм ускорения. Однако этот механизм, как ожидается, работает лишь при энергиях ниже 1 ПэВ, поскольку при энергиях в области сотен тераэлектронвольт его эффективность резко падает. Между тем от Крабовидной туманности уже зарегистрированы гамма-кванты с энергией выше 1 ПэВ. Как было отмечено, скорее всего там работает также и протонный (адронный) ПэВатрон, генерирующий гамма-кванты при распадах нейтральных пионов. А это значит, что пульсары в нашей Галактике являются источниками космических лучей вплоть до энергий 10 ПэВ/нуклон. На самом деле, скорее всего, и больше, поскольку набор статистики продолжается, и где предел возможной энергии гамма-квантов пока не известно, а энергия родительских протонов должна быть примерно на порядок выше, чем энергии образуемых вторичных гамма-квантов (сначала энергия делится между рожденными пионами, затем нейтральный пион порождает два гамма-кванта, и энергия делится еще на 2). Измеренный спектр гамма-квантов от Крабовой туманности в широком диапазоне энергий от 0.3 ТэВ до 1.6 ПэВ хорошо аппроксимируется степенным спектром с дифференциальным показателем 3.12 ± 0.03 .

Дополнительную информацию по упомянутым статьям можно посмотреть по ссылке: http://english.ihep.cas.cn/doc/4035.html.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, полученные первые результаты эксперимента LHAASO уже имеют далеко идущие последствия. Можно даже констатировать открытие нового этапа в исследовании космических лучей, их источников, астрофизики. Если до сих пор гамма-астрономия и физика космических лучей существовали порознь, то теперь, при переходе энергий наблюдаемых гамма-квантов в область выше 1 ПэВ и при точном целеуказании на источник, происходит их слияние. Оказывается, что как космические лучи, так и гамма-кванты образуются в одних и тех же источниках, в одних и тех же процессах. Это особенно важно для физики космических лучей. По-видимому, модель ускорения космических лучей в оболочках сверхновых не выдерживает проверки экспериментом, требуются новые модели. В этой связи уместно напомнить, что с самого начала эта модель поддерживалась не всеми учеными. И, что особенно важно для данного выпуска журнала, она не поддерживалась А. Е. Чудаковым, о чем он неоднократно спорил с В. Л. Гинзбургом. Так, в работе [1] есть такие слова: "one cannot exclude the possibility, that the envelope of supernovae is not so powerful source of cosmic rays, as it is assumed at present. If so, the solution of the problem of the cosmic ray origin is to be connected with the objects of another nature, perhaps on the earlier stage of our Galaxy development". Это

было пророчески написано Чудаковым в 1963 г. На наш взгляд, слова о ранних этапах развития Вселенной очень хорошо коррелируют с гипотезой Агароняна и др. [12], если считать, что процессы, происходящие в ранней Вселенной, были идентичны тем, которые происходят сейчас в скоплениях молодых массивных звезд или в центре Галактики. Наконец, теоретикам следует поискать новые механизмы ускорения космических лучей пульсарами, которые смогли бы объяснить наблюдаемые в эксперименте LHAASO как спектры гамма-квантов, так и близкое, но не полное пространственное совпадение найденных источников с пульсарами и другие особенности.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Международный высокогорный эксперимент LHAASO, находясь в процессе создания, уже начал получать важнейшие научные результаты. Огромная эффективная площадь установки Km2A, большая плотность детекторов, хорошая и надежная система сбора данных, большая высота над уровнем моря делают этот эксперимент недосягаемым для конкурентов в ближайшее десятилетие. За первый год работы лишь части установки уже открыты 12 новых источников, включая ПэВатроны. Всесторонне исследован «эталонный источник» — Крабовидная туманность, в которой также, как оказалось, работает ПэВатрон, а возможно, даже два: лептонный и адронный. Измерены энергетические спектры излучаемых ими гамма-квантов, которые, по крайней мере для некоторых источников, хорошо описываются степенным законом с дифференциальным показателем близким к 3. В ближайшие несколько лет, по мере расширения площади установок и накопления статистики эксперимента LHAASO, можно с уверенностью ожидать новых выдающихся открытий как в гамма-астрономии, так и в астрофизике и физике космических лучей сверхвысоких энергий.

Подробно ознакомиться с программой исследований эксперимента LHAASO и детальным описанием входящих в него установок можно в специальном выпуске журнала Chinese Physics C под названием LHAASO Science Book [16].

ЛИТЕРАТУРА

 A. E. Chudakov, V. L. Dadykin, V. I. Zatsepin, and N. M. Nesterova, in *Proc. ICRC1963*, Vol. 4, p. 199.

- 2. https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS
- ${\bf 3.}\ \, {\rm https://magic.mpp.mpg.de}$
- 4. https://www.cta-observatory.org
- 5. http://www.sinp.msu.ru/ru/project/14008
- 6. https://www.hawc-observatory.org
- 7. http://english.ihep.cas.cn/lhaaso/index.html
- 8. Ю. В. Стенькин, В. В. Алексеенко, Данженглуобу, Л. В. Жанг, Д. А. Кулешов, К. Р. Левочкин, В. В. Ли, М. Ю. Лиу, Й. Лиу, С. Х. Ма, Д. Х. Сяо, О. Б. Щеголев, Ш. В. Цюи, Т. Л. Чен, Ц. Ши, Ф. Янг, Изв. РАН, сер. физ. 85, 540 (2021).
- A. B. Chernyaev, A. E. Chudakov, D. L. Marchuk, and Yu. V. Stenkin, in *Proc. ICRC1991* (Dublin), Vol. 4, p. 492.

- The LHAASO Collaborations, Chin. Phys. C 45, 085002 (2021).
- 11. The LHAASO Collaboration, Nature 594, 33 (2021).
- 12. F. Aharonian, R. Yang, and E. de Oña Wilhelmi, Nature Astron. 3, 561 (2019).
- **13**. M. Lemoine, K. Kotera, and J. Pétri, JCAP **07**, 016 (2015).
- 14. https://www.auger.org
- **15**. The LHAASO Collaboration, Science **373**, 425 (2021).
- **16**. LHAASO Science Book, Chin. Phys. C **46**, No. 3 (2022) (in press).

МОНИТОРИНГ НЕЙТРИННЫХ ВСПЫШЕК В ГАЛАКТИКЕ

Ю. Ф. Новосельцев ^{а*}, И. М. Дзапарова ^{а,b}, М. М. Кочкаров ^а,
А. Н. Куреня ^а, Р. В. Новосельцева ^а, В. Б. Петков ^{а,b},
П. С. Стриганов ^а, И. Б. Унатлоков ^а, А. Ф. Янин ^а

^а Институт ядерных исследований Российской академии наук 117312, Москва, Россия

^b Институт астрономии Российской академии наук 119017, Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 сентября 2021 г., после переработки 28 ноября 2021 г. Принята к публикации 30 ноября 2021 г.

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) работает по программе поиска нейтринных вспышек с середины 1980 года. Мы представляем современный статус эксперимента и результаты, связанные с исследованием фоновых событий и стабильностью работы установки. Показаны возможности БПСТ при регистрации нейтринных вспышек от близких сверхновых. За период с 30.06.1980 по 30.06.2021 время наблюдения составило 35.5 лет. За это время не было зарегистрировано ни одного события — кандидата на нейтринную вспышку. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов звезд в Галактике 0.065 год⁻¹ на 90-процентном доверительном уровне.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040022

EDN: DPJMRG

1. ВВЕДЕНИЕ

Регистрация сверхновой SN 1987A оказала значительное влияние как на теоретические исследования явления сверхновой, так и на создание экспериментальных установок. SN1987A стала ближайшей сверхновой за последние несколько сотен лет, что позволило наблюдать процесс образования сверхновой с беспрецедентной детальностью, начиная с самого раннего периода излучения.

Детектирование нейтрино от SN1987A [1–4] явилось экспериментальным подтверждением крайне важной роли нейтрино в процессе взрыва массивных звезд (рождения сверхновых (СН)), как было предположено более 50 лет назад [5–7].

Благодаря большой проникающей способности нейтрино доставляют информацию о физических условиях в ядре звезды в момент гравитационного коллапса. Событие SN1987A позволило впер-

вые сравнить основные параметры существующей теории — полную излученную энергию, температуру нейтрино и длительность нейтринной вспышки — с экспериментально измеренными значениями [8, 9]. Информация о времени и энергии нескольких нейтринных событий (около 20) была использована для установления общего сценария возникновения сверхновых с коллапсом ядра. Длительность нейтринной вспышки около 10 с указывает на масштаб времени диффузии нейтрино при высоких плотностях. Полная энергия $(3-6) \cdot 10^{52}$ эрг, переносимая потоком $\overline{\nu}_e$, предполагает образование нейтронной звезды с гравитационной энергией связи $(2-3) \cdot 10^{53}$ эрг. Энергетическое распределение нейтрино, зарегистрированных в диапазоне 10-40 МэВ, показало, что горячий компактный объект эволюционирует с температурой 3-5 МэВ в области излучения нейтрино.

Поскольку свет (и вообще электромагнитное излучение) может быть частично или полностью поглощен пылью в галактической плоскости, наиболее подходящим инструментом для обнаружения сверхновых с коллапсом ядра являются большие нейт-

^{*} E-mail: novoseltsev@inr.ru

ринные детекторы. В последние десятилетия поиск нейтринных вспышек вели несколько таких детекторов: Баксанский сцинтилляционный телескоп [10, 11], Камиоканде [1] и супер-Камиоканде [12], МАСКО [13], LVD [14,15], АМАNDA [16], SNO [17]. В настоящее время новое поколение детекторов, которые способны более эффективно регистрировать нейтринную вспышку от сверхновой, добавилось к установкам, перечисленным выше: IceCube [18], Borexino [19, 20], KamLAND [21] и некоторые другие.

Поиск нейтринных вспышек на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе ведется с середины 1980 года. За прошедшие годы (более 40 лет) существенно обогатились наши представления и знания об устройстве и свойствах Вселенной в целом (становление инфляционных теорий, обнаружение осцилляций нейтрино, по-видимому, неоспоримые указания на существование темной материи и темной энергии) и о феномене сверхновой, в частности. Наше понимание того, как взрываются массивные звезды и как нейтрино взаимодействует с горячей и плотной материей, значительно расширилось. В настоящее время масштаб и чувствительность детекторов, способных идентифицировать нейтрино от галактических сверхновых, значительно выросли, так что детекторы нынешнего поколения [18,21,22] способны детектировать порядка десяти тысяч нейтрино от сверхновой в Центре Галактики.

Таким образом, поток нейтрино от следующей сверхновой будет измеряться несколькими детекторами, что обеспечит беспрецедентную надежность получаемой информации.

БПСТ является многоцелевым детектором, предназначенным для широкого диапазона исследований в области физики космических лучей и элементарных частиц. Одной из текущих задач является поиск нейтринных вспышек. По программе поиска нейтринных вспышек установка работает почти непрерывно с середины 1980 года. В 2001 году система сбора информации была существенно модернизирована. Эта система работает с 6-го марта 2001 года. Система сбора данных до 2001 года описана в [10]. Полное время наблюдения за Галактикой составляет 90 % календарного времени.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 дается краткое описание установки. Раздел 3 посвящен методу детектирования нейтринной вспышки. В разд. 4 представлены некоторые характеристики фоновых событий. В разд. 5 мы представляем конфигурацию мишени с массой 240 тонн, ко-

торая используется с 2016 года. Условия для выработки оповещения (алерта) о нейтринной вспышке описаны в разд. 6.

2. УСТАНОВКА

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) расположен на Северном Кавказе (Россия) в подземной лаборатории на эффективной глубине $8.5 \cdot 10^4 \text{ г/cm}^2$ (850 м в.э.) [23]. Установка имеет размеры $17 \times 17 \times 11 \text{ м}^3$ и состоит из четырех горизонтальных сцинтилляционных плоскостей и четырех вертикальных (рис. 1).

Верхняя горизонтальная плоскость имеет площадь 290 м^2 и состоит из $576 (24 \times 24)$ автономных сцинтилляционных счетчиков, три нижние плоскости площадью по 200 м^2 содержат $400 (20 \times 20)$ счетчиков каждая. Вертикальные плоскости имеют 15×24 и 15×22 счетчиков. Горизонтальные сцинтилляционные плоскости расположены на перекрытиях, которые состоят из железного поддона толщиной 8 мм и стальных балок (общая толщина железа 2.5 см или 20 г/см²) и засыпки из низкофоновой породы — дунита — толщиной 78 см (сверху бетонная стяжка). Расстояние по вертикали между плоскостями 3.6 м. Общая толщина одного слоя телескопа (слой сцинтиллятора плюс перекрытие) 165 г/см². Вертикальные стены здания БПСТ также состоят из дунита с железной арматурой. Усредненные по объему одного слоя установки заряд и атомный вес ядер атомов вещества БПСТ равны $\overline{Z} = 12.8, \ \overline{A} = 26.5. \$ Радиационная единица длины для вещества телескопа $t_o = 23.5 \text{ г/см}^2$.

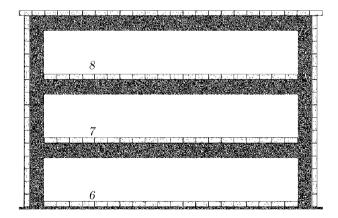


Рис. 1. Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп, вид сбоку. Указана нумерация внутренних плоскостей установки. Вертикальные плоскости имеют номера 1-4

Стандартный автономный счетчик представляет собой алюминиевый контейнер размером $0.7 \times 0.7 \times 0.3$ м³, заполненный жидким органическим сцинтиллятором на основе уайт-спирита C_nH_{2n+2} $(n \simeq 9)$ с добавкой 1 г/л РРО и 0.03 г/л РОРОР. РРО, служащий сцинтиллятором, имеет максимум спектра люминесценции на длине волны 394 нм. РОРОР сдвигает максимум спектра в область наибольшей чувствительности ФЭУ, которая находится в интервале длин волн 400-450 нм. Время высвечивания составляет примерно 6 нс [24]. Радиационная единица длины для сцинтиллятора равна 47 г/см². Объем сцинтиллятора просматривается одним фотоумножителем ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 15 см через иллюминатор из оргстекла толщиной 10 см (толстый иллюминатор служит для уменьшения неоднородности светосбора). Контроль за стабильностью коэффициента усиления ФЭУ осуществляется по анодному току. Угловое разрешение установки 2°, временное разрешение — 5 нс.

Информация с каждого счетчика снимается по трем каналам: анодному (который служит для измерения времени срабатывания плоскости и измерения энерговыделения до 2.5 ГэВ), импульсному с порогом срабатывания 8 МэВ и 10 МэВ соответственно для горизонтальных и вертикальных плоскостей (до 1986 года этот порог был равен 12.5 МэВ; наиболее вероятное энерговыделение от мюона в счетчике равно 50 МэВ = 1 релятивистская частица) и логарифмическому каналу с порогом $s_o = 0.5 \, \Gamma_{9} B$, который служит для измерения больших энерговыделений в индивидуальном счетчике. Сигнал с 5-го динода ФЭУ поступает на вход логарифмического преобразователя (ЛП), где он преобразуется в импульс, длина которого пропорциональна логарифму амплитуды сигнала [25]. Логарифмический канал позволяет измерять энерговыделение в индивидуальном счетчике в диапазоне 0.5–800 ГэВ.

В случае каскадов, инициированных мюонами космических лучей, мы используем четыре горизонтальных сцинтилляционных слоя (вместе с перекрытиями между ними) как четырехслойный калориметр. Логарифмические каналы позволяют измерять продольное развитие и поперечную структуру каскада [25, 26] (см. разд. 5).

Анодные сигналы счетчиков каждой плоскости последовательно суммируются в три этапа: $\Sigma 25$, $\Sigma 100$ и $\Sigma 400$, что позволяет использовать, кроме сигналов от всей плоскости, также сигналы от ее частей.

Сигналы с $\Sigma 400$ каждой плоскости поступают на линейный кодировщик, который имеет диапазон измерения 6–80 МэВ и энергетическое разрешение 60 КэВ. Энерговыделение больше 80 МэВ измеряется с помощью логарифмических амплитудных каналов плоскостей с порогом 15 МэВ и наклоном характеристики 10%. Контроль за работой индивидуальных счетчиков и системы сбора информации осуществляется с помощью многочисленных (около 30) мониторных программ, которые обеспечивают высокую надежность информации, получаемой с установки.

Триггером для запуска системы регистрации является срабатывание импульсного канала любого счетчика БПСТ. Темп счета такого триггера $17 c^{-1}$. Вся информация о событии поступает в оперативную память "on-line" ЭВМ, где она оформляется в виде «кадра» длительностью 300 нс (т.е. все счетчики, сработавшие в течение 300 нс после триггера. попадают в один кадр). Каждому кадру приписывается относительное время с шагом 0.2 мс. В момент времени, кратный 15 минутам московского времени (т. е. в 0 минут, 15, 30 и 45 минут), по сигналу Системы Абсолютного Времени (САВ) информация, накопленная в памяти ЭВМ, записывается на жесткий диск в файл, номер которого связан с абсолютным календарным временем. Таким образом, вся информация хранится в виде файлов длительностью 900 секунд или меньше, если набор информации начался нештатно или был прекращен раньше сигнала САВ. Для синхронизации с мировым временем (UT) используется сигнал GPS, точность синхронизации $0.2 \, \text{mc}.$

Время штатной работы БПСТ по программе мониторирования нейтринных вспышек составляет около $90\,\%$ календарного времени. Причинами потери информации являются:

- 1) еженедельный ремонтный день (он продолжается примерно 8 часов). Это около 4% календарного времени. При этом набор информации продолжается (правда с худшими фоновыми условиями).
- 2) отключение электроэнергии по различным причинам приблизительно 1% времени.
- 3) неисправность элементов системы регистрации около 5 %.

Распределение времени наблюдения по годам (начиная с 2000 года) показано на рис. 2.

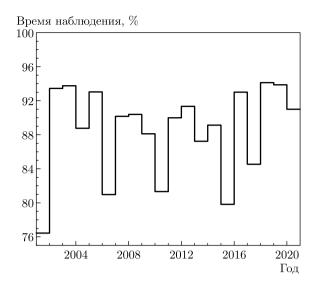


Рис. 2. Распределение времени мониторирования нейтринных вспышек (в % от календарного) по годам

3. МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НЕЙТРИННОЙ ВСПЫШКИ

БПСТ состоит из 3184 стандартных сцинтилляционных счетчиков. Полная масса сцинтиллятора составляет 330 т, масса, заключенная в трех нижних горизонтальных слоях (1200 счетчиков) — 130 т. Большиство событий, которые БПСТ будет регистрировать от взрыва СН, представляют собой реакции обратного бета-распада (ОБР):

$$\overline{\nu}_e + p \to n + e^+. \tag{1}$$

Если средняя энергия антинейтрино $E_{\nu_e}=12-15~{\rm Mpg}$ [27–29], то пробег e^+ , рожденного в реакции (1), будет заключен, как правило, в объеме одного счетчика. В таком случае сигнал от СН будет проявляться как серия событий, когда на установке срабатывает только один счетчик (один и только один счетчик из 3184; ниже мы будем называть такие события «одиночными» событиями). Таким образом, поиск нейтринной вспышки заключается в регистрации кластера (группы) одиночных событий в течение временного интервала $\tau=20~{\rm c}$ (согласно современным моделям длительность нейтринной вспышки от СН не превышает $20~{\rm c}$).

Среднее число событий, ожидаемое от реакций (1) в течение времени Δt от начала коллапса ядра, можно представить так

$$N_{ev}^{H} = N_{H} \int_{0}^{\Delta t} dt \int_{0}^{\infty} dE F(E, t) \cdot \sigma(E) \eta(E), \quad (2)$$

здесь N_H — число свободных протонов в мишени, F — поток электронных антинейтрино, $\sigma(E)$ — сечение реакции (1)), $\eta(E)$ — эффективность детектирования, а индекс «H» в левой части указывает, что мишенью является водород сцинтиллятора. При вычислении (2) мы использовали распределение Ферми — Дирака для энергетического спектра $\overline{\nu}_e$ и сечение реакции ОБР, $\sigma(E)$, из [30].

Для «стандартных» предположений о CH: расстояние 10 кпс, полная энергия, излученная в нейтрино, $3\cdot 10^{53}$ эрг (которая делится примерно поровну между всеми типами нейтрино) и массы мишени 130 т (три нижние горизонтальные плоскости, см. рис. 1), получим (мы предположили, что температура антинейтрино $T_{\overline{\nu}_e}=4.5~{\rm MpB}$) в отсутствие осцилляций

$$N_{ev}^{H} \simeq 35. \tag{3}$$

Реакции на углероде сцинтиллятора:

$$\overline{\nu}_e + ^{12}C \rightarrow ^{12}B + e^+, \quad E_{\overline{\nu}_e} > 14.4 \text{ MaB}, \quad (4)$$

$$\nu_e + ^{12}C \rightarrow ^{12}N + e^-, \quad E_{\nu_e} > 17.34 \text{ M} \Rightarrow B, \quad (5)$$

дают малый вклад (около 2%) вследствие высокого порога этих реакций.

Осцилляции нейтрино, конечно, повлияют на результат (3). В последние годы, однако, стало понятно, что ожидаемый нейтринный сигнал сильно зависит от сценария осцилляций (см., например, [31–34]). Эффекты осцилляций зависят от многих неизвестных или плохо известных факторов. Это — самоиндуцированные флэйворные превращения (self-induced flavor conversions), специфическая флэйворная конверсия на фронтах ударной волны, стохастические флуктуации потоков материи.

Измерение «большого» значения θ_{13} ($\sin^2\theta_{13}=0.023$) [35, 36] существенно уменьшило неопределенность в предсказаниях возможных изменений исходных потоков СН-нейтрино на пути к детекторам на Земле.

Если $\sin^2\theta_{13} \geq 10^{-3}$, то распространение $\overline{\nu}_e$ через область H-резонанса является адиабатическим. Для сценария, в котором трансформация нейтринных потоков определяется только МСВ-эффектом [37,38], поток электронных антинейтрино, прибывающий к Земле, может быть представлен в виде [39]

$$F_{\overline{e}} = U_{e1}^2 F_{\overline{e}}^o + U_{e2}^2 F_{\overline{x}}^o \tag{6}$$

для нормальной массовой иерархии (NH) и

$$F_{\overline{e}} = F_{\overline{x}}^{o} \tag{7}$$

для обратной массовой иерархии (IH), где F_i^o — исходные нейтринные потоки в звезде, индекс «x» означает неэлектронные нейтрино (и антинейтрино), а U_{ij} — элементы матрицы смешивания ($U_{e1}^2 \simeq \cos^2\theta_{12} \simeq 0.7, \ U_{e2}^2 \simeq \sin^2\theta_{12} \simeq 0.3$).

Если предположить, что температура неэлектронных нейтрино равна $T_x=6~{
m M}{
m s}{
m B},$ то для числа регистрируемых нейтринных событий в (2) получим

$$N_{ev}^H(NH) \simeq 39 \qquad (NH), \qquad (8)$$

$$N_{ev}^H(IH) \simeq 48 \qquad (IH). \tag{9}$$

В заключение этого раздела отметим, что в литературе обсуждаются модели, которые предсказывают, что средняя энергия нейтрино от СН может быть $\overline{E}_{\nu_e}=30$ –40 МэВ [40,41]. В этом случае вклад реакций (4), (5) увеличится до 8%, но основной вклад будут давать по-прежнему реакции (1), значение N_{ev}^H в (3) увеличится примерно до 75–80.

4. ФОНОВЫЕ СОБЫТИЯ

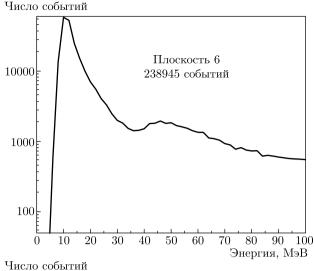
Фоновыми событиями для задачи поиска нейтринных вспышек (поиска кластера одиночных событий) являются:

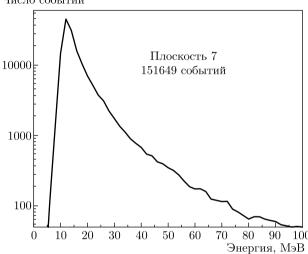
- 1) радиоактивность,
- 2) мюоны космических лучей, если траектория мюона такова, что срабатывает только один счетчик из 3184.
- 3) ложные срабатывания счетчиков (т.е. неисправные счетчики).

Неисправные счетчики быстро (в течение времени от нескольких минут до суток) выявляются и исключаются из анализируемой информации. Число одновременно неисправных счетчиков мало (не более 5 из 1200), и они оперативно ремонтируются. Поэтому приводимые ниже характеристики фоновых событий определяются вариантами 1) и 2).

Полная скорость счета от фоновых событий (усредненная за период 2001–2020 годы) равна $f=0.0207~{\rm c}^{-1}$ для трех внутренних плоскостей (три нижних горизонтальных слоя) и $f\simeq 1.5~{\rm c}^{-1}$ для внешних слоев. Поэтому в качестве мишени используются три нижних горизонтальных слоя сцинтиллятора; ниже этот массив счетчиков (1200 счетчиков, масса сцинтиллятора 130 т) мы будем называть детектор D1.

На рис. 3 представлены энергетические спектры одиночных событий (т.е. это спектры фоновых событий) для трех нижних горизонтальных сцинтилляционных плоскостей — они имеют номера 6, 7 и





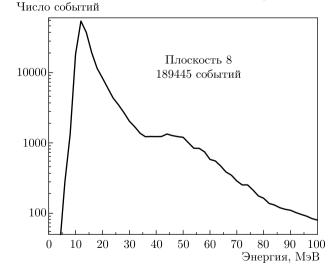


Рис. 3. Энергетические спектры одиночных событий для шестой, седьмой и восьмой плоскостей. Время экспозиции — 331 суток. Ширина бина по энергии 2 МэВ. На каждом графике указано полное число событий в спектре

8 (нумерация снизу вверх, см. рис. 1). Эти спектры были получены в 2020 году, время экспозиции — 331 суток. Спектры измерены с помощью линейных кодировщиков, которые имеют порог 6 МэВ и энергетическое разрешение 60 КэВ.

На шестой и восьмой плоскостях виден «мюонный пик» в области 40–50 МэВ, на седьмой плоскости этот пик подавлен вследствие лучшей защиты от атмосферных мюонов.

Пик в области 10–15 МэВ связан с распадом космогенных изотопов (12 В, 12 N, 8 В, 8 Li и др.), которые образуются при неупругом взаимодействии мюонов с углеродом сцинтиллятора и ядрами атомов окружающего вещества. На самом деле мы наблюдаем суммарную распадную кривую от всех космогенных изотопов, которая слева обрезана порогом срабатывания счетчиков БПСТ (8 МэВ), — поэтому в измеряемом спектре получается пик при малых энерговыделениях.

Скорость образования нестабильных изотопов мы оценили на основе результатов работы [42]. Согласно этой оценке за время экспозиции (331 суток) космогенные изотопы создают примерно 26000 одиночных событий на каждой сцинтилляционной плоскости. Энерговыделение от распадов всех изотопов менее 20 МэВ. Остальные одиночные события создаются мюонами, которые проходят внешние плоскости БПСТ без регистрации (через щель между счетчиками (около 1 см) или задевая счетчики так, что энерговыделение в них меньше 8 МэВ) и приводят к срабатыванию только одного счетчика на одной из внутренних плоскостей.

Фоновые события могут имитировать ожидаемый сигнал (k одиночных событий внутри скользящего временного интервала τ) со скоростью

$$p(k) = f \exp(-f\tau) \frac{(f\tau)^{k-1}}{(k-1)!}.$$
 (10)

На рис. 4 представлена обработка экспериментальных данных (одиночные события за период 2001—2020 годы, $T_{actual} = 17.7$ лет) в сравнении с ожидаемым распределением (10), вычисленным при f = 0.0207 с⁻¹. Отметим, что на рис. 4 нет никакой нормировки.

Из выражения (10) следует, что фоновые события создают кластер из восьми одиночных событий со скоростью 0.178 год $^{-1}$. За $T_{actual}=17.7$ лет ожидается 3.15 события, что мы и наблюдаем в эксперименте (3 события). Скорость «образования» кластеров из девяти фоновых событий равна $9.2 \cdot 10^{-3}$ в год, поэтому кластеры с $k \ge 9$ следует рассматривать как события, которые не могут быть созданы

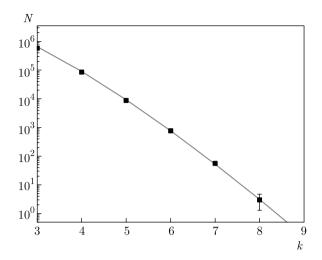


Рис. 4. Число кластеров, содержащих k одиночных событий в интервале $\tau=20$ с. Квадраты — экспериментальные данные, кривая — ожидаемое распределение согласно выражению (10)

фоном и, следовательно, являются кандидатами на регистрацию нейтринной вспышки.

Поясним, что при выбранном нами способе обработки экспериментальных данных скользящий 20-секундный временной интервал движется дискретными шагами от одного одиночного события к следующему, так что в кластере всегда присутствует хотя бы одно событие (в начале интервала). Это приводит к появлению множителя f в формуле (10). Если при переходе начала интервала к следующему событию в 20-секундное окно попадает новое одиночное событие, то число кластеров с данной множественностью увеличивается на единицу. Если же при переходе к следующему событию новое событие не добавляется и вновь сформированный кластер имеет множественность на один меньше, чем предыдущий, то такой кластер считается «осколком» предыдущего и в распределении не учитывается.

Такой вариант обработки гарантирует от потери кластера большей множественности (из-за попадания части событий в соседний кластер), но при этом некоторые кластеры перекрываются во времени, что приводит к некоторому отклонению от распределения Пуассона.

5. ДВА НЕЗАВИСИМЫХ ДЕТЕКТОРА

Чтобы увеличить массу мишени и, следовательно, число детектируемых нейтринных событий, мы используем те части внешних сцинтилляционных слоев, которые имеют относительно низкий темп

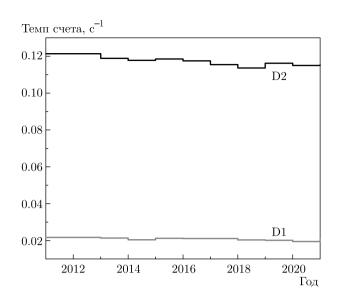


Рис. 5. Скорости счета одиночных событий в детекторах D1 и D2 за период 2011-2020 годы

счета фоновых событий. Эти части — прямоугольные области на внешних плоскостях (номера 1–5), полученные исключением нескольких крайних рядов и столбцов счетчиков. Эти области различны на разных плоскостях, что связано с угловым распределением потока атмосферных мюонов. Полное число счетчиков в этих частях внешних слоев 1030 (масса сцинтиллятора 110 тонн). Ниже этот массив счетчиков мы будем называть детектор D2, темп счета одиночных событий в D2 равен $f_2 = 0.12 \text{ c}^{-1}$. Стабильность работы и скорости счета одиночных событий в детекторах D1 и D2 показаны на рис. 5. Совместная работа детекторов D1 и D2 позволяет увеличить число детектируемых нейтринных событий и надежность регистрации нейтринной вспышки. Такая конфигурация мишени используется с 2016 года [43].

На рис. 6 показан энергетический спектр одиночных событий в той части одной из вертикальных плоскостей БПСТ, которая входит в детектор D2. В случае вертикальных плоскостей большая доля мюонов, которые создают одиночные события, имеет пробег в счетчике 30–80 см, что создает плато в спектре при энерговыделениях более 50 МэВ.

Мы используем следующий алгоритм: в случае детектирования в детекторе D1 кластера с множественностью $k1 \geq 3$ мы проверяем число одиночных событий k2 в 10-секундном временном окне в детекторе D2. Начало этого окна совпадает с началом кластера в D1. Отношение масс детекторов D2 и D1 1030/1200 = 0.858 означает, что (в случае реальной нейтринной вспышки) для среднего числа

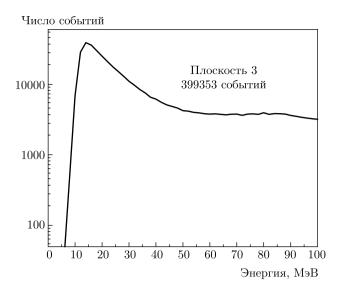


Рис. 6. Энергетический спектр одиночных событий в детекторе D2. Время экспозиции — 331 суток. Ширина бина по энергии 2 МэВ

нейтринных событий k1=6, зарегистрированных в D1, среднее число нейтринных событий в D2 будет $\overline{k2}=6\cdot0.858\cdot0.8=4.12$ (мы предполагаем, что в 10-секундное окно в D2 попадает 80% нейтринных событий от того числа, которое попадает в 20-секундное окно). Поскольку фон добавляет $f_2\cdot 10$ с = 1.2 события, окончательно получаем $\overline{k2}(\overline{k1}=6)=4.12+1.2=5.32$.

Согласно (2) среднее число нейтринных событий в D2 будет $N_{ev}^H(D2)\simeq 28$ (при тех же условиях, что в (3)). Так что ожидаемое полное число событий от реакций (1) в детекторах D1 и D2 (в отсутствие осцилляций) равно

$$N_{ev}^H = N_{ev}^H(D1) + N_{ev}^H(D2) \simeq 63.$$
 (11)

C учетом влияния MCB-эффекта получим (см. (6), (7))

$$N_{ev}^{H}(NH) \simeq 71, \quad N_{ev}^{H}(IH) \simeq 88$$
 (12)

для соответственно прямой и обратной массовых иерархий.

Детекторы D1 и D2 независимы, поэтому вероятность имитации фоном события, когда в D1 наблюдается кластер с множественностью k1 и одновременно в D2 — кластер с множественностью k2, равна произведению соответствующих вероятностей:

$$P(k1, k2) = P1(k1) \times P2(k2), \tag{13}$$

где P1 определяется согласно (10), а P2 есть распределение Пуассона для $f_2=0.12~{\rm c}^{-1}$ и длительности

временного окна $au_2 = 10$ с. В частности, мы получаем

$$P(6,5) = 0.23 \text{ rog}^{-1}, \quad P(6,6) = 0.045 \text{ rog}^{-1}. \quad (14)$$

Поэтому события с $k1 \ge 6$, $k2 \ge 6$ следует рассматривать в качестве кандидатов на детектирование нейтринной вспышки, так как средние значения k1 и k2 существенно превышены в двух независимых детекторах одновременно и вероятность имитации такого события фоном очень мала.

Отметим, что в случае реальной нейтринной вспышки оставшиеся счетчики (которые не принадлежат массивам D1 и D2) могут быть использованы как третий независимый детектор D3 с массой 90 тонн. Поскольку скорость счета фоновых событий в детекторе D3 равна $f_3 \simeq 1.4 \; {\rm c}^{-1}$, D3 можно использовать, только если множественность кластеров достаточно высока: $k1 \geq 10, \; k2 \geq 10$ (во временном окне 20 с). Тогда множественность кластера в D3 должна быть $k3 \geq 30$. При этом около 30 событий будут фоновыми $(1.4 \cdot 20)$ и нужно уметь их исключать.

Ниже мы приводим пример события (кластера), для интерпретации которого совместная работа детекторов D1 и D2 имеет существенное преимущество.

31-го октября 2017 года в детекторе D1 был зарегистрирован кластер с множественностью k1=9. UTC первого события в кластере было 17 часов 51 минута 28.7602 секунд. Мы проверили предысторию кластера (это стандарная процедура). Оказалось, что за 7 мс до первого события в кластере был зарегистрирован ядерный каскад. В случае каскадов мы используем горизонтальные плоскости БПСТ как четырехслойный калориметр (см., например, [26]). Каскад имел энергию 12.3 ТэВ, энерговыделение в горизонтальных слоях (сверху вниз, см. рис. 1) было 1.2 ГэВ, 265 ГэВ, 1090 ГэВ и 355 ГэВ.

Параметры кластера приведены в таблице: n_{ev} — номер события в кластере, $\Delta t = t_{ev} - t_c$ — время задержки события относительно каскада, в колонке «счетчик» указаны координаты счетчика (например 7:9-14 означает Плоскость 7, Ряд 9, Столбец 14), ε — энерговыделение в счетчике.

Как следует из таблицы, первые восемь событий произошли в течение 1.35 с после каскада и находятся в слоях с наибольшим энерговыделением (1090 ГэВ в седьмой плоскости и 355 ГэВ в шестой). Поэтому мы считаем, что все 8 событий являются распадами космогенных изотопов, рожденных в каскаде. В детекторе D2 (в 10-секундном окне) наблюдались три события (с $\Delta t = 1.045$ с, 5.761с, 8.807

Таблица. Параметры кластера с k1=9 в детекторе D1. Δt — время задержки события относительно каскада

n_{ev}	Δt , c	Счетчик	ε , МэВ
1	0.007	7:9-14	12.1
2	0.015	6:15-16	11.7
3	0.023	6:17-16	12.1
4	0.080	6:15-12	9.8
5	0.101	6:18-14	13.4
6	0.131	6:20-13	10.7
7	0.775	7:13-16	12.0
8	1.341	7:12-16	9.0
9	19.529	6:8-13	38.7

с). Отсутствие одиночных событий в восьмой плоскости и малое число событий в D2 подтверждают такое заключение.

Поэтому мы не рассматриваем этот кластер в качестве кандидата на нейтринную вспышку (поскольку мы установили его происхождение) и он не включен в распределение на рис. 4.

Следует отметить, что кластер с множественностью k1 = 9 был зарегистрирован лишь однажды за все время наблюдения (примерно 40 лет).

Мы также проверили предысторию всех кластеров с $k1 \ge 6$. Не было найдено ни одного кластера, в котором не менее 5 событий находились бы в двух секундах от предшествующего каскада.

6. СИСТЕМА ОПОВЕЩЕНИЯ О НЕЙТРИННОЙ ВСПЫШКЕ

Система оповещения, описанная в этом разделе, работает с июня 2016 года. До этого времени поиск нейтринных вспышек проводился в офлайн-режиме.

Вся информация с БПСТ поступает в оперативную память онлайн-компьютера. Каждые 15 минут (0, 15, 30 и 45 минут каждого часа) накопленная информация записывается в файл (RUN-файл), номер которого однозначно связан с календарным временем. Через 20 секунд RUN-файл передается в офлайн-компьютер, где через 4 минуты начинается обработка информации (в том числе поиск нейтринной вспышки согласно алгоритму, описанному в разд. 5). Время обработки примерно 1 минута, так что мы получаем результат в течение 20 минут (если нейтринная вспышка произошла в начале 15-минут-

ного интервала). В случае обнаружения события с $k1 \geq 5,\ k2 \geq 3$ (см. разд. 5) генерируется сигнал, который инициирует телефонные звонки и рассылку емэйл-сообщений сотрудникам, связанным с этой задачей. События с $k1 \geq 5,\ k2 \geq 3$ создаются фоновыми событиями довольно часто: примерно 1 раз в неделю. Они не являются кандидатами на вспышку, а служат в качестве подтверждения того, что система оповещения работает в штатном режиме. В случае регистрации события $k1 \geq 6,\ k2 \geq 6$ в течение 1 часа принимается решение о степени важности зарегистрированного события.

Подключение к системе SNEWS (SuperNova Early Warning System) [44] находится в стадии тестирования сигналов.

Отметим, что в случае очень близкой СН, например на расстоянии 0.2 крс, полное число нейтринных событий будет равно примерно 250000. В первые секунды (после начала вспышки) следует ожидать около 30000 событий в секунду. По сравнению с этой скоростью темп счета мюонных событий $(17 c^{-1})$ пренебрежимо мал. Поэтому все события, регистрируемые БПСТ (3184 счетчика, масса сцинтиллятора 330 тонн) в этот период времени, будут нейтринными событиями. Длительность кадра БПСТ равна 300 нс, время обработки кадра (мертвое время) около 1 мс, поэтому мы будем регистрировать примерно 1000 событий в секунду, причем подавляющее большинство кадров — это кадры с одним сработавшим счетчиком. Доля кадров с двумя сработавшими счетчиками (т.е. два нейтринных события попали во временное окно 300 нс) не более 0.5%. Таким образом, в случае очень близкой СН некоторая часть событий (которая зависит от расстояния до СН) будет потеряна.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп работает по программе поиска нейтринных вспышек с 30 июня 1980 года. В качестве мишени мы используем две части БПСТ (детекторы D1 и D2) с суммарной массой 240 тонн. Оценка (11) позволяет ожидать примерно 10 нейтринных событий от наиболее удаленных СН (около 25 крс) в нашей Галактике. В случае очень близкой СН некоторая часть событий (которая зависит от расстояния до СН) будет потеряна.

Фоновые события связаны 1) с распадами космогенных изотопов, которые образуются при неупругом взаимодействии мюонов с углеродом сцинтиллятора и ядрами атомов окружающего вещества и 2) с атмосферными мюонами, траектория которых такова, что срабатывает только один счетчик на установке (в детекторах D1 или D2).

За период с 30-го июня 1980 года по 30 июня 2021 года время наблюдения составило 35.5 лет [10, 45]. Это наибольшее время наблюдения за Галактикой на одной и той же установке. За это время ни одного события кандидата на коллапс звездного ядра зарегистрировано не было. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов в Галактике

$$f_{col} < 0.065 \text{ год}^{-1}$$
 (15)

на 90-процентном уровне достоверности.

Оценки скорости галактических сверхновых дают величину примерно 3–5 событий в столетие [46]. Однако в прошлом тысячелетии только пять сверхновых были идентифицированы с уверенностью в исторических записях. Этот дефицит сверхновых, видимых невооруженным глазом, связывают с эффектом гашения вспышки в оптическом диапазоне пылью в плоскости Галактики. Этот эффект изучался в работе [47], авторы которой пришли к заключению, что невооруженным глазом видны только примерно 13% галактических сверхновых с коллапсом ядра и около 33% термоядерных сверхновых (тип Ia). В свете этих результатов становится еще более актуальным нейтринный мониторинг, который начался более 40 лет назад (в 1980 году) на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе.

Работа выполнена на УНУ Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп, ЦКП Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

- K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba et al., Phys. Rev. Lett. 58, 1490 (1987).
- R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton et al. (IMB collaboration), Phys. Rev. Lett. 58, 1494 (1987).
- **3**. Е. Н. Алексеев, Л. Н. Алексеева, В. Н. Волченко, И. В. Кривошейка, Письма в ЖЭТФ **45**, 461 (1987).
- 4. M. Aglietta, G. Badino, G. Bologna et al., Europhys. Lett. 3, 1315 (1987).
- G. Gamow and M. Shoenberg, Phys. Rev. 58, 1117 (1940).

- **6**. Я. Б. Зельдович, О. Х. Гусейнов, ДАН СССР **162**, 791 (1965).
- S. A. Colgate and R. H. White, Astrophys. J. 143, 626 (1966).
- 8. T. J. Loredo and D. Q. Lamb, Phys. Rev. D 65, 063002 (2002).
- 9. G. Pagliaroli, F. Vissani, M. L. Costantini, and A. Ianni, Astropart. Phys. 31, 163 (2009).
- Е. Н. Алексеев, Л. Н. Алексеева, В. И. Волченко и др., ЖЭТФ 104, 2897 (1993).
- R. V. Novoseltseva, M. M. Boliev et al., Proc. 31th ICRC, Lodz (2009).
- M. Ikeda, A. Takeda, Y. Fukuda et al., Astrophys. J. 669, 519 (2007).
- M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), Eur. Phys. J. C 37, 265 (2004).
- M. Aglietta et al. (LVD Collaboration), Nuovo Cim. A 105, 1793 (1992).
- N. Yu. Agafonova, M. Aglietta, P. Antonioli et al., Astropart. Phys. 27, 254 (2007).
- J. Ahrens et al. (AMANDA Collaboration), Astropart. Phys. 16, 345 (2002).
- B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al., Astrophys. J. 728, 83 (2011).
- T. Lund, A. Marek, C. Lunardini et al., Phys. Rev. D 82, 063007 (2010).
- G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), Phys. Lett. B 658, 101 (2007).
- **20**. G. Bellini, *Talk at TAUP 2011 Conference*, Munich (2011).
- K. Eguchi et al. (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003).
- **22**. A. Abusleme et al. (JUNO Collaboration), arXiv: 2104.02565v2 [hep-ex] (2021).
- E. N. Alekseev, V. V. Alekseenko, Yu. M. Andreyev et al., *Proc.* 16 ICRC, Kyoto 10, 276 (1979).
- 24. В. Н. Бакатанов, В. Л. Дадыкин, Материалы 5-й Всесоюзной конференции по синтезу, производству и использованию сцинтилляторов, Харьков (1970), ч. 2, с. 43.
- **25**. В. М. Ачкасов, В. Н. Бакатанов, Ю. Ф. Новосельцев и др., Изв. АН СССР, сер. физ. **50**, 2224 (1986).

- V. N. Bakatanov, Yu. F. Novoseltsev, and R. V. Novoseltseva, Astropart. Phys. 8, 59 (1997).
- В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, Итоги науки и техники, сер. астрономия 21, 63 (1982).
- 28. W. Hillebrandt and P. Hoflish, Rep. Prog. Phys. 52, 1421 (1989).
- **29**. В. С. Имшенник, Препринт ИТЭФ 135-90 (1990).
- **30**. A. Strumia and F. Vissani, Phys. Lett. B **564**, 42 (2003).
- 31. J. Pantaleone, Phys. Lett. B 287, 128 (1992).
- 32. R. F. Sawyer, Phys. Rev. D 72, 045003 (2005).
- **33**. H. Duan, G. M. Fuller, J. Carlson, and Y.-Z. Qian, Phys. Rev. D **74**, 105014 (2006).
- **34**. I. Tamborra, G. Raffelt, F. Hanke et al., Phys. Rev. D **90**, 045032 (2014); arXiv:1406.0006.
- 35. F. P. An et al. (DAYA-BAY Collaboration), Phys. Rev. Lett. 108, 171803 (2012); arXiv:1203.1669 [hep-ex].
- **36**. J. K. Ahn et al. (RENO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 191802 (2012); arXiv:1204.0626 [hep-ex].
- 37. L. Wolfenstein, Phys. Rev. D 17, 2369 (1978).
- S. P. Mikheev and A. Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 17, 913 (1985).
- A. Dighe and A. Yu. Smirnov, Phys. Rev. D 62, 033007 (2000).
- **40**. В. С. Имшенник, УФН **180**, 1121 (2010).
- **41**. В. С. Имшенник, В. О. Молоканов, Письма в Астрон. журн. **36**, 759 (2010).
- **42**. G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), arXiv: 1304.7381v2 (2013).
- **43**. Yu. F. Novoseltsev et al. (Baksan Collaboration), Astropart. Phys. **117**, 102404 (2020).
- P. Antonioli, R. T. Fienberg, R. Fleurot et al., New J. Phys. 6, 114 (2004).
- **45**. Р. В. Новосельцева, М. М. Болиев, Г. М. Верешков и др., Изв. РАН, сер. физ. **75**, 419 (2011).
- **46**. S. M. Adams, C. S. Kochanek, J. F. Beacom et al., Astrophys. J. **778**, 164 (2013).
- **47**. C. T. Murphey, J. W. Hogan, B. D. Fields et al., arXiv:2012.06552 (2020).

ГЛУБОКОВОДНЫЙ ЧЕРЕНКОВСКИЙ ДЕТЕКТОР В ОЗЕРЕ БАЙКАЛ

```
А. В. Аврорип а, А. Д. Аврорип а, В. М. Айнутдинов а*, В. А. Аллахвердяп а, П. Банаш а, 3. Бардачова а, И. А. Белолаптиков а, И. В. Борина а, В. Б. Бруданин а, Н. М. Буднев а, А. Р. Гафаров а, К. В. Голубков а, Н. С. Гориков а, Т. И. Гресъ а, Р. Дворницки а, Ж.-А. М. Джилкибаев а**, В. Я. Дик а, Г. В. Домогацкий а***, А. А. Дорошенко а, А. Н. Дячок а, Т. В. Елжов а, Д. Н. Заборов а, М. С. Катулин а, К. Г. Кебкал а, О. Г. Кебкал а, В. А. Кожин а, М. М. Колбин а, К. В. Конищев а, К. А. Копански а, А. В. Коробченко а, А. П. Кошечкин а, М. В. Круглов а, М. К. Крюков а, В. Ф. Кулепов а, П. Малецки а, Ю. М. Мальшкин а, М. Б. Миленин а, Р. Р. Миргазов а, В. Назари а, Д. В. Наумов а, В. Нога а, Д. П. Петухов а, Е. Н. Плисковский а, М. И. Розанов а, В. Д. Рушай а, Е. В. Рябов а, Г. Б. Сафронов а, А. Э. Сиренко а, А. В. Скурихин а, А. Г. Соловъев а, М. Н. Сороковиков а, А. П. Стромаков а, О. В. Суворова а*****, Е. О. Сушенок а, В. А. Таболенко а, Б. А. Пращанский а, Л. Файт а, С. В. Фиалковский а, Е. В. Храмов а, Б. А. Шайбонов а, М. Д. Шелепов а, Ф. Шимковиц а, И. Штекл а, Э. Эцкерова а, Ю. В. Яблокова а, С. А. Яковлев а
```

^a Authors and Affiliations see below

Поступила в редакцию 12 октября 2021 г., после переработки 10 декабря 2021 г. Принята к публикации 10 декабря 2021 г.

Нейтринный телескоп Baikal-GVD является глубоководным черенковским детектором элементарных частиц масштаба кубического километра, развертывание которого ведется начиная с 2016 г. на озере Байкал. Телескоп формируется из отдельных блоков — кластеров оптических модулей, что позволяет вести научные исследования уже на ранних этапах его развертывания. В конфигурации 2021 г. детектор содержит 8 кластеров с общим числом оптических модулей 2304 и является самым большим нейтринным телескопом в Северном полушарии. Приводится описание конструкции и основные характеристики системы сбора данных Baikal-GVD, рассматриваются вопросы глубоководной инженерии, связанные с развертыванием детектора, и представлен ряд физических результатов, полученных на установке.

Статья для специального выпуска $K \ni T \Phi$, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040034

EDN: DPLJJM

* E-mail: aynutdin@yandex.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокий уровень прозрачности воды, значительная глубина и возможность использования ледяного покрова для развертывания глубоководной аппаратуры предоставляют уникальные возможности для создания крупномасштабного нейтринного телескопа в озере Байкал. Такую задачу в начале 1980-х гг.

^{**} E-mail: djilkib@yandex.ru

^{***} E-mail: domogats@yandex.ru

^{****} E-mail: suvorova@inr.ru

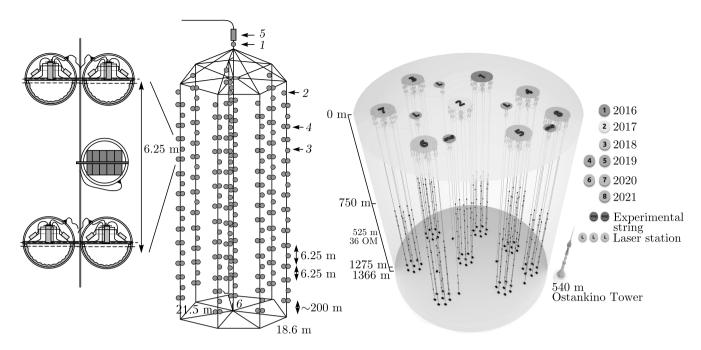


Рис. 1. Слева: Схематичное изображение телескопа HT200: отдельно слева показана структурная единица телескопа — «связка» оптических модулей, состоящая из двух пар ОМ и модуля электроники; 1 — блок электроники детектора; 2 — блок электроники гирлянды; 3 — системный модуль; 4 — пара ОМ; 5 и 6 — калибровочные лазеры. Справа: Восемь кластеров Baikal-GVD в конфигурации 2021 г., станции с калибровочными лазерными источниками света и экспериментальные гирлянды телескопа (подробнее в тексте). Сезон начала функционирования каждого кластера показан справа. Схема оптического модуля приведена на рис. 4

предложил решить своим коллегам, ученым Института ядерных исследований, А. Е. Чудаков в рамках реализации идеи М. А. Маркова [1] о регистрации природных потоков нейтрино в естественных водоемах. Задача была решена наименее затратным способом с помощью фотодетекторов, погружаемых на глубину озера Байкал со льда. Исторически первые в мире подводные нейтрино были зарегистрированы в середине 1990-х гг. глубоководным нейтринным телескопом в озере Байкал НТ200 [2]. К началу 2000-х гг. объем байкальского телескопа составлял около 100 кт и телескоп имел наилучшую чувствительность к нейтринным потокам с энергиями выше десятка гигаэлектронвольт. Современные крупномасштабные телескопы чувствительны к потокам нейтрино вплоть до энергий свыше десятков петаэлектронвольт [3].

Успешная работа НТ200 на протяжении более 10 лет во многом была обусловлена уникальными разработками в области глубоководной инженерии, которые обеспечили эффективное развертывание и эксплуатацию установки. На основе опыта создания НТ200 в 2011 г. было начато проектирование крупномасштабного нейтринного телескопа Baikal-GVD. Телескоп расположен в южной части озера Байкал

на 106 км Кругобайкальского участка ВСЖД. Географические координаты места расположения комплекса Байкальского нейтринного телескопа составляют $51^{\circ}50'$ С. Ш., $104^{\circ}20'$ В. Д. Нейтринный телескоп расположен на расстоянии порядка 4 км от берега. Глубина озера в месте расположения установки составляет 1366 м. Принципиальным требованием к конструкции телескопа являлась его модульная структура, которая обеспечивает возможность проведения физических исследований уже на ранних стадиях развертывания установки. Первый полномасштабный модуль телескопа (кластер фотодетекторов или оптических модулей, ОМ) был включен в режиме постоянной экспозиции в 2016 г., а к весне 2021 г. было введено в эксплуатацию восемь аналогичных кластеров с суммарным эффективным объемом 0.4 км³ в задаче регистрации каскадов, генерируемых астрофизическими нейтрино с энергией выше 100 ТэВ. Развертывание новых кластеров телескопа и ремонтные работы на функционирующих кластерах проводятся в течение 8-10 недель с конца февраля по начало апреля с ледового покрова озера. После ввода в эксплуатацию каждый кластер телескопа ведет непрерывный круглосуточный набор данных. При необходимости ремонтные работы на кластере проводятся в период зимней экспедиции на озеро Байкал. Для сравнения масштабов установок, первого глубоководного телескопа HT200 и современного телескопа Baikal-GVD из восьми кластеров, на рис. 1 схематично показаны структуры и размеры каждого из них. Гирлянды с оптическими модулями телескопа Baikal-GVD, расположенными на глубинах от 750 до 1275 м, по длине на порядок превышают 72-метровые гирлянды с ОМ первого телескопа HT200 [2].

Первые события от диффузного потока нейтрино астрофизического происхождения были зарегистрированы телескопом IceCube на Южном полюсе [4]. Всего за 7.5 лет наблюдений в данных IceCube выделено 60 кандидатов астрофизических нейтрино с энергией выше 60 ТэВ с вершиной взаимодействия во внутреннем объеме установки 0.4 км³ [5]. Однако источники этих нейтрино не идентифицированы. Действующие крупномасштабные установки: Baikal-GVD, IceCube, ANTARES [6] и строящийся КМ3NeT [7] в Средиземном море, объединяют усилия в решении фундаментальной задачи идентификации нейтринных источников, формируя мировую сеть нейтринных телескопов GNN (Global Neutrino Network) и участвуя в программе многоканальных астрономических наблюдений (мультимессенджер) с оповещениями о сигнале в реальном времени на разных длинах волн и в разных энергетических диапазонах.

В статье рассматриваются инженерные решения, связанные с технологией развертывания и эксплуатации крупномасштабного нейтринного телескопа Baikal-GVD, особенности регистрации черенковского излучения и представлен ряд первых физических результатов в поиске нейтрино с энергией выше 100 ТэВ.

2. МЕТОД ГЛУБОКОВОДНОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Исследование природных потоков нейтрино высоких и сверхвысоких энергий в экспериментах на глубоководных (или подледных) нейтринных телескопах основывается на методе регистрации черенковского излучения вторичных высокоэнергичных частиц, образующихся в нейтринных взаимодействиях в воде, набором фотодетекторов, размещенных на достаточно больших расстояниях: от десятков до сотен метров друг от друга. Возникающие при рассеянии нейтрино на нуклонах в реакциях заряженного и нейтрального тока мюоны и элек-

тромагнитные или адронные ливни частиц с энергией от сотен ГэВ и выше представляют собой два типа источников черенковского излучения высокой интенсивности, регистрируемых на нейтринных телескопах. От релятивистского мюона, рожденного в заряженных токах и распространяющегося прямолинейно, фотоны излучаются в конусе с углом θ_c относительно направления движения частиц. Значение черенковского угла θ_c , определяемого из выражения $\cos(\theta_c) = 1/\beta n$, составляет примерно 42° для воды и льда, где n — фазовый показатель преломления света в среде, зависящий от длины волны фотона λ , а $\beta = v/c$ — скорость частицы относительно скорости света в вакууме. Спектральное распределение черенковских фотонов, излучаемых с единицы длины траектории частицы с единичным зарядом, определяется следующим выражением:

$$\frac{dn_c}{d\lambda} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\lambda^2},$$

где $\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Абсолютное значение скорости черенковских фотонов $v_c(\lambda)$ определяется групповой скоростью распространения света соответствующей длины волны в среде (подробнее см. [8] и ссылки в ней). Групповая скорость распространения света в воде и во льду увеличивается с ростом длины волны фотонов, что приводит к размытию светового сигнала черенковского излучения во времени. Рабочим диапазоном длин волн фотонов, детектируемых в глубоководных экспериментах, является интервал от 350 нм до 600 нм. Границы этого интервала обусловлены видом спектра черенковского излучения, диапазоном спектральной чувствительности фотокатодов фотоумножителей, величиной окна прозрачности воды и поглощением света стеклянным корпусом фотодетекторов. Черенковское излучение электромагнитных и адронных ливней формируется фотонами, испущенными заряженными частицами ливня (в основном электронами и позитронами) и определяется их пространственным, угловым и временным распределением. Характерное угловое распределение черенковских фотонов, просуммированное по траекториям всех заряженных частиц ливня, представлено на рис. 2 [9].

При моделировании отклика оптического модуля нейтринного телескопа Baikal-GVD на черенковское излучение ливней используется аналитическая аппроксимация продольного распределения заряженных частиц в электромагнитных и адронных ливнях [10]. Методика восстановления параметров ливней рассматривается ниже, после представления опти-

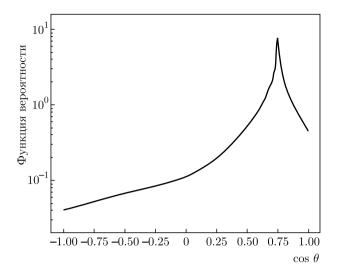


Рис. 2. Суммарное по всем траекториям e^{\pm} угловое распределение черенковского излучения от электромагнитных ливней высоких энергий

ческих характеристик среды и систем регистрации черенковского излучения.

3. ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЛУБИННЫХ ВОД БАЙКАЛА

Распространение черенковского излучения ливней от источника до фотоприемника обусловлено процессами поглощения и рассеяния света в воде. Тем самым эффективность метода регистрации зависит от гидрооптических свойств среды постановки эксперимента. Основными оптическими параметрами среды, определяющими распространение черенковского излучения мюонов и ливней в естественных средах, являются показатель поглощения, показатель рассеяния и индикатриса рассеяния. Из анализа данных многолетних измерений оптических параметров глубинных вод озера Байкал следует, что длина поглощения L_a — обратная величина показателя поглощения, является достаточно стабильным параметром с характерным значением 20-24 м в окне прозрачности воды ($\lambda = 480-500$ нм). Сезонные изменения длины поглощения, как правило, не превышают 20%. В отличие от длины поглощения, длина рассеяния байкальской воды меняется в существенно более широких пределах. При характерных значениях $L_s = 30{\text -}50$ м в окне прозрачности воды в отдельные периоды измерений наблюдались значения длины рассеяния от 15-20 м до 70 м. Индикатриса рассеяния для байкальской воды является

сильно анизотропной функцией, со средним косинусом угла рассеяния порядка 0.9–0.94.

Долговременный мониторинг оптических свойств байкальской воды в районе расположения нейтринного телескопа проводится с помощью специализированного измерительного комплекса Baikal-5D [11]. На рис. 3 приводятся спектральные распределения длины поглощения и рассеяния света на разных глубинах в районе развертывания нейтринного телескопа Baikal-GVD, измеренные в течение 2020 г.

4. РЕГИСТРАЦИИ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Регистрация черенковского излучения в установке Baikal-GVD осуществляется оптическими модулями. Конструкция оптического модуля Baikal-GVD [12] представлена на рис. 4. В качестве светочувствительного элемента используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) R7081-100 с диаметром фотокатода 10 дюймов. Область спектральной чувствительности фотокатода 300-650 нм, максимальная квантовая эффективность около 35 %. ФЭУ размещается в сферическом стеклянном глубоководном корпусе VITROVEX из боросиликатного стекла диаметром 42 см. Оптический контакт между фотокатодом и стеклянным корпусом обеспечивается при помощи силиконового двухкомпонентного геля SilGel 612A/B. Для уменьшения влияния магнитного поля Земли на работу фотоэлектронного умножителя используется защитный экран (сетка) из отожженного пермаллоя. Блок электроники оптического модуля монтируется непосредственно на цоколь ФЭУ. В состав электроники ОМ входят источник высоковольтного напряжения TRACO POWER PHV12-2.0K2500P, делитель напряжения с сопротивлением 18 МОм, усилитель сигналов ФЭУ, модуль управления (контроллер ОМ) и светодиодная калибровочная система.

Угловая и спектральная чувствительности оптического модуля во многом определяют эффективность регистрации черенковского излучения ливня оптическим модулем детектора. Информация об отклике ОМ на излучение от каскада необходима для вычисления вероятности срабатывания ОМ при восстановлении параметров каскадов. Для измерения угловых характеристик оптических модулей был создан специальный стенд, в состав которого входили поворотный механизм для вращения ОМ, погруженного в бак с водой, и импульсный источник света.

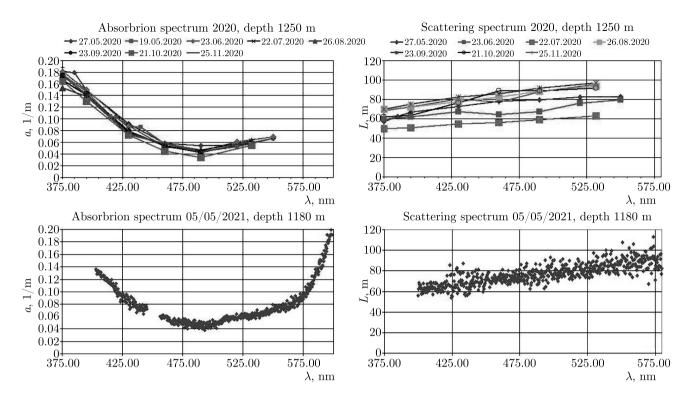


Рис. 3. (В цвете онлайн) Спектральные зависимости длины поглощения света в воде (слева) и длины рассеяния (справа), измеренные в течение 2020 г. прибором BAIKAL-5D на глубине 1180 м и 1250 м

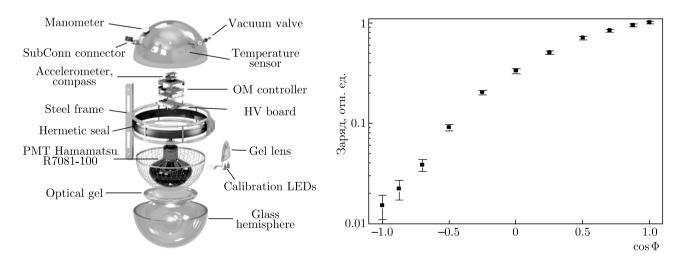
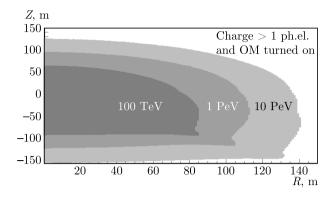


Рис. 4. Слева: Схема конструкции оптического модуля Baikal-GVD. Справа: Угловая зависимость отклика оптического модуля Baikal-GVD

Результаты измерения зависимости отклика ОМ от угла падения света относительно оси ФЭУ представлены на рис. 4 (справа).

Отклик ОМ на черенковское излучение ливней моделировался с учетом угловой и спектральной чувствительности ФЭУ, а также дополнительным ослаблением светового потока в стекле сферическо-

го корпуса ОМ. Методика розыгрыша Монте-Карло в моделировании распространения света в прозрачной среде позволяет получить пространственное, угловое и временное распределения фотонов от ливней, например в приближении точечного источника [13]. На рис. 5 представлены области чувствительности ОМ к черенковскому излучению ливней раз-



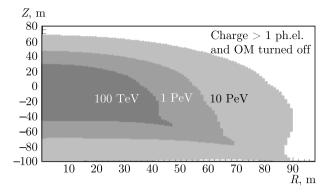


Рис. 5. (В цвете онлайн) Области чувствительности ОМ телескопа Baikal-GVD, ориентированных на каскад (слева) и отвернутых от каскада (справа), к ливням разных энергий

ной энергии (100 ТэВ, 1 ПэВ, 10 ПэВ). Эти области соответствуют средним зарядам Q > 1 ф. э. В случае ориентации ОМ на ливень (рис. 5 слева) ливни с энергией 100 ТэВ, 1 ПэВ и 10 ПэВ регистрируются до расстояний соответственно 90 м. 110 м и 130 м от оси ливня. В случае ОМ, отвернутых от ливня (рис. 5 справа), соответствующие расстояния составляют 50 м, 70 м и 90 м. Анализ отклика оптических модулей Baikal-GVD позволил оптимизировать расположение ОМ на гирлянде и в кластере из восьми гирлянд, а также расстояние между кластерами, как показано на рис. 1 справа. Также на схеме показано размещение экспериментальных гирлянд, которые используются для испытания новых узлов детектора перед их включением в рабочую конфигурацию телескопа.

Оптические модули крепятся на несущие конструкции (буйрепы), закрепленные якорями на дне озера, формируя гирлянды. Гирлянды сгруппированы в кластеры. Оптимизация конфигурации кластеров оптических модулей с точки зрения обеспечения максимальной эффективной площади регистрации астрофизических нейтрино была выполнена для длины поглощения байкальской воды 22 м. Оптимизированный кластер включает в свой состав центральную гирлянду и семь гирлянд, равномерно расположенных по окружности радиусом 60 м. Каждая гирлянда состоит из 36 оптических модулей, размещенных с шагом 15 м на глубинах от 750 до 1275 м. Все ОМ ориентированы фотокатодами вниз, что повышает эффективность регистрации событий из нижней полусферы и предотвращает потери излучения из-за накопления слоя осадков в верхней части стеклянного корпуса. В период с 2016 по 2021 гг. в озере Байкал введено в эксплуатацию восемь таких кластеров, содержащих в общей сложности 2304 ОМ.

Развертывание крупномасштабных нейтринных телескопов представляет собой сложную инженерную задачу, решение которой требует разработки специальных методов и применения уникальных технических решений. Методика развертывания телескопа со льда озера Байкал в значительной степени определяет конфигурацию системы регистрации черенковского излучения установки и размещение станций с калибровочными лазерными источниками света, как показано на рис. 1 справа. Калибровка Baikal-GVD описана в работе [14] и заключается в измерении относительных временных задержек сигналов на каналах установки при помощи калибровочных источников света (временная калибровка) и измерении амплитудных калибровочных коэффициентов. Для временной калибровки используются источники света, разработанные на основе светодиодов Kingbright L7113 с длиной волны в максимуме излучения 470 нм и длительностью импульса ~ 5 нс. Интенсивность их излучения регулируется от единиц фотонов до 108 на вспышку. Световой импульс формируется в конусе с раствором 15° и может быть зарегистрирован оптическим модулем на расстояниях до 100 м от источника излучения.

5. СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ И СБОРА ДАННЫХ ТЕЛЕСКОПА BAIKAL-GVD

Для реконструкции физических событий помимо калибровочной информации необходимы данные о координатах оптических модулей в момент регистрации событий. Гирлянды с оптическими модулями имеют положительную плавучесть и крепятся якорями ко дну озера. Под воздействием течений они могут отклоняться от вертикали, что приводит к тому, что положение оптических модулей изменяется с течением времени. Для определения коор-

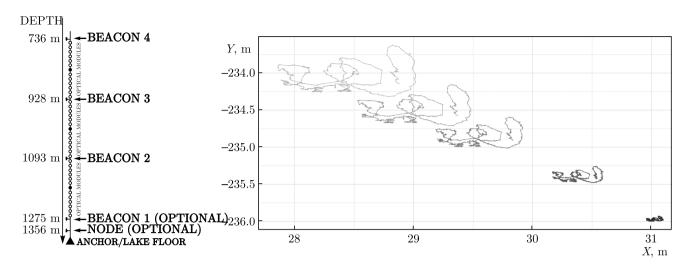


Рис. 6. Положение акустических модемов на гирлянде и пример траекторий их перемещений (измерения с 1 по 5 июля 2019 г.)

динат оптических модулей используется акустическая система позиционирования, состоящая из набора акустических модемов (АМ), оснащенных гидрофонами, излучающими и принимающими сигналы в ультразвуковом диапазоне [15]. На каждой гирлянде размещаются 4 акустических модема: beacon 1, ..., beacon 4 (см. рис. 6), точность измерения координат которых составляет 15–20 см. Интерполяция координат АМ позволяет определить положение оптических модулей, расположенных между ними, с точностью 25–30 см. В правой части рис. 6 показан пример перемещений акустических модемов, расположенных на четырех горизонтах, в течение 5 дней работы установки.

Системы сбора данных (ССД) формируется из электронных модулей управления кластерами, гирляндами и секциями оптических модулей [16]. Модули управления размещаются в таких же глубоководных корпусах, как и ОМ. Секция является базовым структурным блоком ССД, в состав которого входят 12 ОМ, 2 АМ системы позиционирования и модуль управления секцией. Оптические модули и акустические модемы подключаются к центральному электронному модулю, функциями которого являются управление, сбор и первичная обработка данных секции. Схема организации ССД кластера Baikal-GVD и ее характеристики подробно описаны в работе [16]. В настоящее время в качестве триггера кластера используется совпадение сигналов любой пары соседних оптических модулей секций во временном окне 100 нс. Величина триггерных порогов каналов устанавливается на уровне ~ 1.5 ф.э.

и ~ 4 ф. э., что соответствует частоте формирования триггера 30–150 Гц в зависимости от световой активности озера Байкал. Точность измерения времени и заряда импульсов зависит от характеристик используемого аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и способа оценки величины этих параметров. Для 12-разрядного АЦП с частотой дискретизации 200 МГц точность определения времени формирования сигнала составляет около 0.5 нс. Такая точность достигается за счет использования интерполяции формы импульсов, поступающих с ФЭУ. Точность синхронизации каналов кластера при тактовой частоте управляющей электроники секций 200 МГц составляет величину ~ 2 нс.

6. АНАЛИЗ ТРЕКОВЫХ СОБЫТИЙ

Взаимодействия мюонных нейтрино с веществом, проходящие посредством реакции заряженного тока, ведут к образованию мюонов. Мюоны также могут образовываться в результате взаимодействия τ -нейтрино, если распад τ -лептона проходит по лептонной моде. В диапазоне энергий, характерном для событий, регистрируемых установкой Baikal-GVD ($E>100~\Gamma$ эВ), пробег мюона в воде составляет более 200 м, что позволяет наблюдать протяженный треко-подобный след таких событий. Большая длина пробега мюона имеет важное значение как для эффективности регистрации таких событий (например, можно регистрировать мюоны от нейтринных взаимодействий, произошедших далеко за пределами установки), так и для точности восстановления

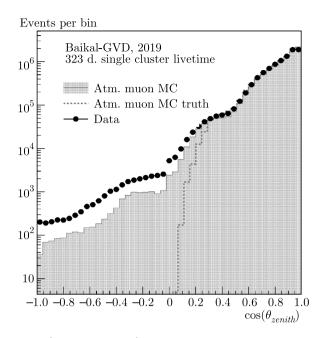


Рис. 7. (В цвете онлайн) Распределение реконструированных треков по зенитному углу (однокластерные события, до отбора по качеству подгонки направления). Данные с Baikal-GVD 2019 г. (5 кластеров, 323 дня живого времени в пересчете на один кластер) показаны черными точками. Распределение реконструированных треков МК-событий показано красной гистограммой. Дополнительно красной пунктирной линией показано распределение разыгранных МК-событий

направления нейтрино (чем длиннее видимая часть трека, тем выше точность). Поэтому в контексте нейтринной астрономии регистрация трековых событий играет особую роль. Помимо нейтрино, детектор Baikal-GVD регистрирует огромное количество трековых событий сверху, связанных с прохождением атмосферных мюонов и мюонных групп через установку.

Для реконструкции трековых событий в Baikal-GVD был разработан специальный алгоритм, в основе которого лежит метод минимизации χ^2 [17]. Алгоритм включает в себя предварительную оценку, где направление движения мюона оценивается с помощью векторной суммы, и основную подгонку направления. В основной подгонке направления минимизируемая функция определена как сумма двух членов: χ^2 временных остатков (разницы между ожидаемым и наблюдаемым временем срабатывания оптического модуля) и дополнительного члена, учитывающего убывание яркости светового потока с увеличением расстояния. Данный алгоритм обеспечивает точность реконструкции направления трека до 0.5° (достигается при длине трека более 400 м).

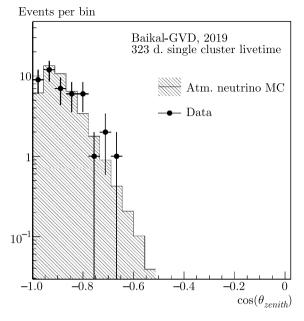
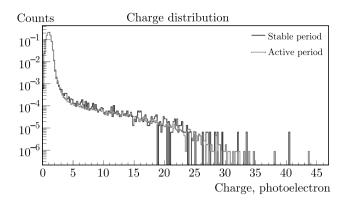


Рис. 8. (В цвете онлайн) Распределение событий по реконструированному зенитному углу после применения критериев отбора, оптимизированных для поиска атмосферных нейтрино. Данные с Baikal-GVD 2019 г. (5 кластеров, 323 дня живого времени в пересчете на один кластер) показаны черными точками. Предсказание МК-моделирования для атмосферных нейтрино показано синей гистограммой

Разработанный алгоритм был применен к комбинированному набору данных, набранных с первых пяти работающих кластеров детектора Baikal-GVD в апреле-июне 2019 г., с общим эквивалентным живым временем 323 дня в пересчете на один кластер. В результате было реконструировано 9.8 миллиона однокластерных событий, в большинстве своем атмосферных мюонов [18]. Зенитное распределение реконструированных событий (без отбора по качеству подгонки направления) приведено на рис. 7. Там же приведено ожидаемое распределение событий от атмосферных мюонов по результатам моделирования методом Монте-Карло (МК). Можно отметить, что в области зенитных углов, где доминируют корректно реконструированные события $(\cos \theta > 0.25)$, наблюдается хорошее согласие данных с результатами МК-моделирования. В то же время предсказание для количества мюонов, ошибочно реконструированных как летящие вверх или горизонтально ($\cos \theta < 0.25$), весьма сильно отличается от наблюдаемой величины. Однако, учитывая что этот фон практически полностью устраняется дальнейшим отбором событий, данным несоответствием можно пренебречь.

Для выделения нейтринных событий был разработан относительно несложный набор критериев от-



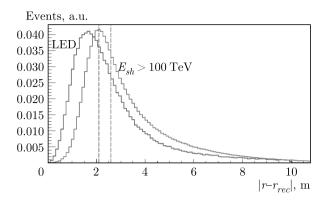


Рис. 9. (В цвете онлайн) Слева: Нормированное зарядовое распределение импульсов одного ОМ в спокойный период (синяя гистограмма) и в период повышенной светимости воды (красная гистограмма). Справа: Распределение расстояния между истинным и восстановленным положениями вершины ливня. Красная гистограмма соответствует восстановлению положения калибровочного источника света. Зеленая гистограмма соответствует распределению, усредненному по пространству и направлениям ливней с энергией выше 100 ТэВ. Вертикальные линии соответствуют медианным значениям распределений

бора, включающий в себя отбор по зенитному углу (используются только события из-под горизонта), качеству подгонки и различным вспомогательным переменным. Критерии отбора были оптимизированы для выделения атмосферных нейтрино. Данный анализ был применен к упомянутому выше набору данных. В результате выделено 44 события, что хорошо согласуется с ожидаемым числом событий от атмосферных нейтрино 43.6 ± 6.6 (стат.) при ожидаемом фоне от атмосферных мюонов ≤ 1 . Распределение выделенных событий по зенитному углу приведено на рис. 8. Данный анализ включает в себя лишь однокластерные события. Анализ мультикластерных событий будет выполнен отдельно.

7. СТРАТЕГИЯ ПОИСКА СОБЫТИЙ ОТ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ТЕЛЕСКОПЕ BAIKAL-GVD

Наиболее значимым и ярким событием для развития нейтринной астрофизики является обнаружение в эксперименте IceCube диффузного потока нейтрино астрофизической природы [4]. Как уже отмечалось ранее, в результате анализа экспериментального набора данных, накопленного за 7.5 года живого времени функционирования телескопа, было выделено 102 события—кандидата на нейтрино астрофизической природы [5]. Из них 75 событий являются каскадами и 27 — треками мюонов. В области энергий выше 60 ТэВ выделено 60 событий. Эти результаты, помимо своей неоспоримой научной ценности, демонстрируют высокую эффективность

регистрации астрофизических нейтрино по каскадной моде. Байкальская коллаборация обладает многолетним опытом исследований природных потоков мюонов и нейтрино по каскадной моде регистрации событий. Результаты поиска сигнала от нейтрино высоких энергий, основанные на анализе данных байкальского нейтринного телескопа первого поколения HT200, приводятся в публикациях [19,20]. Телескоп Baikal-GVD обладает высокой эффективностью регистрации каскадов в области энергий выше десятков тераэлектронвольт, и каскадная мода регистрации в настоящее время успешно используется в задаче регистрации астрофизических нейтрино.

Поиск нейтрино высоких энергий астрофизической природы по каскадной моде предполагает выделение и восстановление параметров вторичных ливней высоких энергий, возникающих при взаимодействии нейтрино с веществом в чувствительном объеме телескопа. Интенсивность черенковского излучения электромагнитных и адронных ливней пропорциональна их энергии. В случае электромагнитных ливней число черенковских фотонов пропорционально энергии ливня с коэффициентом пропорциональности порядка 10⁸ фотонов/ТэВ. Это обстоятельство, наряду с высокой прозрачностью байкальской воды, позволяет вести поиск событий от нейтрино с энергией $E_{\nu} > 10$ ТэВ в эффективном объеме порядка 0.05 км³ вокруг каждого кластера телескопа.

Собственное свечение глубинных вод озера является фоном при решении задач по регистрации природных потоков элементарных частиц. Общий темп

счета фоновых импульсов ОМ от свечения воды составляет порядка (20–40) кГц в спокойные периоды и может достигать более 100 кГц из-за погружения слоев воды с повышенной светимостью с поверхности озера на большие глубины. Было установлено, что свечение глубинных вод озера соответствует в основном засветке ОМ на уровне одного фотоэлектрона, а многофотоэлектронные импульсы обусловлены процессами в фотоэлектронном умножителе, стимулированными первичным фоновым импульсом [21]. На рис. 9 (слева) представлены нормированные распределения по заряду импульсов от собственного свечения озера в спокойный и активный периоды свечения. Как видно из рисунка, нормированные зарядовые распределения совпадают. Как будет показано ниже, поиск событий от астрофизических нейтрино с энергией порядка сотни ТэВ и выше предполагает анализ событий с большой множественностью сработавших оптических модулей. В этом случае эффективным методом подавления фоновых событий от собственного свечения глубинных вод озера является ограничение снизу на величину заряда импульсов ФЭУ. Результаты, которые обсуждаются в этой статье, получены с использованием ограничения Q > 1.5 ф. э. Такое ограничение позволяет подавить число фоновых импульсов от свечения воды более чем на порядок величины. Для дальнейшего подавления шумовых импульсов используются следующие критерии отбора: в событии должны сработать хотя бы 6 ОМ на трех или более гирляндах; времена импульсов на всех сработавших ОМ должны удовлетворять критерию причинности:

$$t_i - t_j < \frac{d_{ij}}{v} + \delta t,$$

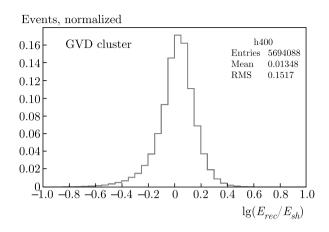
где $t_i,\ t_j$ — времена срабатываний i-го и j-го модулей, d_{ij} — расстояние между модулями, $v^{-1}=4.58$ нс/м — величина обратной скорости света в воде, $\delta t=20$ нс.

Алгоритм реконструкции параметров ливней основан на анализе времени и заряда импульсов сработавших ОМ с использованием координат ОМ, полученных из анализа данных акустической системой позиционирования [22]. Восстановление параметров ливней осуществляется в два этапа (подробнее см., например, в работах [23,24]). На первом этапе проводится итерационная процедура восстановления координат ливня r_{sh} в модели точечного источника, с использованием временной информации сработавших каналов телескопа. Точность процедуры восстановления координат ливней иллюстрирует рис. 9 (справа), где представлены распределения рассто-

яний между разыгранным и восстановленным положениями вершин ливней. Красная кривая соответствует восстановлению положения калибровочной светодиодной матрицы, расположенной на центральной гирлянде первого кластера телескопа и являющейся точечным квазиимпульсным источником света. Медианное значение этого распределения равно 2.1 м. Зеленая гистограмма представляет собой распределение, усредненное по координатам и направлениям ливней с энергией выше 100 ТэВ разыгранным методом Монте-Карло с учетом протяженности ливня в детектирующем объеме кластера. Медианное значение этого распределения равно 2.6 м. В случае протяженного ливня в результате применения данного алгоритма восстанавливается положение максимума ливня, которое отстоит от точки зарождения ливня на расстоянии, пропорциональном логарифму энергии ливня. Это обстоятельство обусловливает относительное смещение красной и зеленой кривых на рис. 9 (справа).

На втором этапе проводится восстановление энергии и направления развития ливня с применением метода максимального правдоподобия и с использованием восстановленных на первом этапе координат ливня. Точность восстановления энергии и направления ливня оценивалась при восстановлении событий из набора данных, разыгранных методом Монте-Карло в детектирующем объеме кластера Baikal-GVD [23]. На рис. 10 (слева) приводится распределение логарифма отношения восстановленной энергии каскада к разыгранной энергии. Точность восстановления энергии существенно зависит от энергии каскада и от его положения и ориентации относительно кластера и составляет (10-30) %. На рис. 10 (справа) приводится распределение угла между разыгранным и восстановленным направлениями развития ливня. Точность восстановления направления ливня также зависит от его энергии, положения и ориентации и составляет $2^{\circ}-4^{\circ}$ (медианное значение).

Основным источником фона в задаче поиска нейтрино высоких энергий по каскадной моде является поток атмосферных мюонов сверху от распада π , K-мезонов, а также других короткоживущих частиц. Фоновые события представляют собой каскады высоких энергий, образующиеся в результате взаимодействия мюона со средой, либо события, содержащие группу мюонов и формирующие отклик телескопа, близкий к отклику на черенковское излучение каскада. Оценка ожидаемого числа фоновых событий была получена из расчета потока атмосферных мюонов на уровне установки и моде-



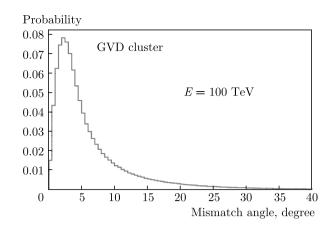
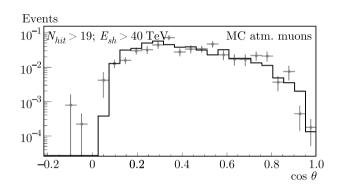


Рис. 10. Слева: Распределение логарифма отношения восстановленной энергии ливня к разыгранному значению. Справа: Распределение угла отклонения восстановленного направления ливня от разыгранного



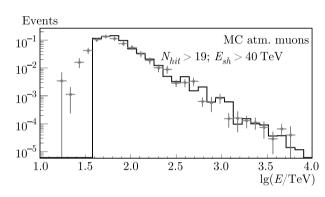
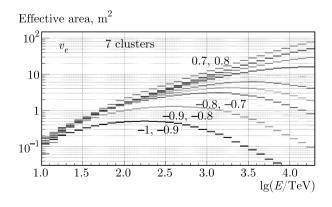


Рис. 11. Слева: Распределения событий по косинусу зенитного угла: данные (крестики), атмосферные мюоны (гистограмма). Справа: Распределение событий по разыгранной и восстановленной энергиям ливней от атмосферных мюонов. Разыгранные события — гистограмма, восстановленные — точки



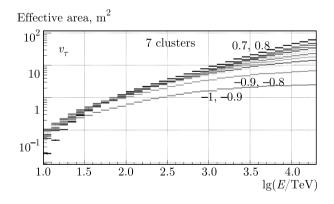


Рис. 12. (В цвете онлайн) Слева: Эффективные площади регистрации нейтрино по каскадной моде для разных значений зенитного угла для электронных нейтрино. При энергиях выше $100~{\rm T}$ В существенное уменьшение эффективной площади связано с эффектом поглощения нейтрино в Земле. Справа: Эффективные площади регистрации нейтрино по каскадной моде для разных значений зенитного угла для au-нейтрино

лирования отклика телескопа на эти мюоны. Расчет потока мюонов на уровне моря от взаимодействия космических лучей в атмосфере Земли проводился по программе CORSIKA7.74 [25] с использованием спектра протонов, предложенного в работе [26]. Розыгрыш первичного взаимодействия протонов в атмосфере Земли проводился по модели SIBYLL 2.3c, с энергией протонов $E_p > 100$ ТэВ [27]. Распространение мюонов в воде до уровня установки моделировалось по программе МИМ [28]. Использовалась процедура ускорения моделирования и набора большей статистики. Принимая во внимание, что наименьшая энергия протонов в разыгранных событиях составляет 100 ТэВ, в дальнейшем анализе мы учитывали лишь события с энергией ливня $E_{sh} > 40$ ТэВ. Из результатов моделирования отклика телескопа на поток атмосферных мюонов следует, что каскадоподобные события, сформированные мюонами из группы мюонов имеют малую множественность сработавших каналов и практически полностью подавлены при ограничении множественности $N_{hit} > 19$ ОМ. Подавление каскадных событий от мюонов может быть достигнуто за счет повышения порога по энергии регистрируемых каскадов в связи с тем, что показатель спектра атмосферных мюонов по абсолютной величине примерно на единицу больше аналогичного значения для спектра нейтрино астрофизической природы. Результаты восстановления направления и энергии ливней от атмосферных мюонов при множественности $N_{hit} > 19$ ОМ и энергии ливней E > 40 ТэВ приводятся на рис. 11. На левом рисунке представлено распределение по косинусу зенитного угла разыгранных ливней (гистограмма) и распределение, полученное в результате восстановления (точки). В распределении присутствуют события, восстановленные как ливни из-под горизонта с отрицательными значениями косинусов зенитных углов. Эти события являются результатом ошибочного восстановления направлений ливня и являются фоном в задаче поиска нейтрино. Распределения разыгранных (гистограмма) и восстановленных (точки) энергий ливней в событиях, удовлетворяющих критериям отбора, представлены на рис. 11 (справа). Приведенные результаты иллюстрируют достаточно высокую эффективность методов выделения каскадных событий и процедуры восстановления параметров ливней.

Оценка эффективности регистрации нейтринных событий по каскадной моде кластером телескопа Baikal-GVD была получена в результате моделирования прохождения нейтрино через Землю и

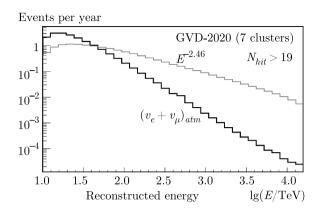
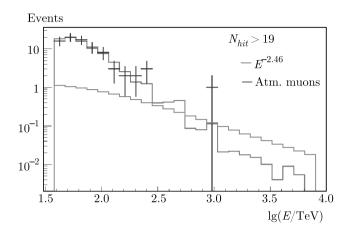


Рис. 13. (В цвете онлайн) Ожидаемое число событий в год от астрофизического диффузного потока нейтрино для семи кластеров (красная гистограмма). Черная гистограмма соответствует ожидаемому числу событий от фонового потока атмосферных нейтрино

взаимодействия в чувствительном объеме установки с использованием нейтринных сечений из работ [29, 30], сечений распада τ -лептона из работы [31] и модели профиля Земли из работы [32]. Моделирование отклика телескопа на черенковское излучение ливней от нейтринных взаимодействий в чувствительном объеме телескопа проводилось с учетом продольного развития ливня, а также поглощения и рассеяния света в воде и с учетом дисперсии скорости света в воде. В результате моделирования процессов распространения нейтрино в Земле и взаимодействия в чувствительном объеме телескопа были рассчитаны эффективные площади регистрации нейтрино по каскадной моде регистрации. На рис. 12 представлены эффективные площади регистрации нейтрино по каскадной моде для конфигурации из 7 кластеров и разных значений зенитного угла для электронных нейтрино (слева) и для тау-нейтрино (справа). В случае электронных нейтрино при энергиях выше 100 ТэВ наблюдается существенное уменьшение эффективной площади, вызванное эффектом поглощения нейтрино в Земле. В случае тау-нейтрино этот эффект менее выражен, так как для тау-нейтрино в СС-взаимодействиях происходит лишь эффективная потеря энергии. Наибольшие значения эффективной площади достигаются в интервале зенитного угла 35°-45°, что обусловлено конфигурацией установки, в которой все ОМ ориентированы вниз, и угловым распределением излучения фотонов относительно оси ливня.

Полученные значения эффективной площади для разных типов нейтрино были использованы для оценки ожидаемого числа событий от диффузного нейтринного потока астрофизической приро-



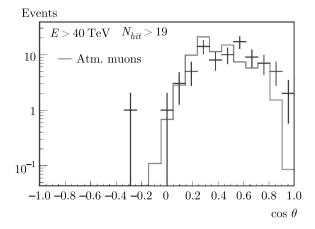


Рис. 14. (В цвете онлайн) Слева: Распределения событий по энергии с $N_{hit} > 19$, где приведены данные (крестики), атмосферные мюоны (красная гистограмма) и астрофизические нейтрино (зеленая гистограмма). Справа: Распределения событий по косинусу зенитного угла: данные (крестики), атмосферные мюоны (гистограмма)

ды, зарегистрированного в эксперименте IceCube. На рис. 13 представлено распределение ожидаемого числа событий в год в конфигурации телескопа из семи кластеров (красная гистограмма) от суммарного потока трех типов нейтрино в предположении их равной доли в потоке со спектром и нормировкой, представленной в работе IceCube [33]: $F = 1.7 \cdot 10^{-10} E^{-2.46} \text{ TэB}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cp}^{-1}$.

Черная гистограмма на рис. 13 соответствует ожидаемому числу фоновых событий от атмосферных электронных и мюонных нейтрино [34]. В области энергий каскадов выше 100 ТэВ ожидается 0.3–0.5 события в год от астрофизического диффузного потока и примерно 0.08 событий от атмосферных нейтрино.

8. АНАЛИЗ КАСКАДНЫХ СОБЫТИЙ

В период с апреля 2019 г. по февраль 2020 г. нейтринный телескоп Baikal-GVD функционировал в конфигурации из 5 кластеров, а с апреля 2020 г. по февраль 2021 г. телескоп состоял из 7 кластеров. Система синхронизации телескопа, позволяющая объединять данные разных кластеров для реконструкции общих событий, проходила апробацию в течение 2019 г. В данной работе приводятся предварительные результаты анализа данных отдельных кластеров как независимых установок.

В течение 2915 дней эффективного набора данных телескопом Baikal-GVD, в период с апреля 2019 г. по февраль 2021 г., было зарегистрировано $1.5 \cdot 10^{10}$ событий по базовому триггеру телескопа. В результате применения критериев отбора каскад-

ных событий и восстановления параметров ливней было отобрано 72 события с восстановленной энергией E>40 ТэВ и множественностью $N_{hit}>19$ ОМ, из них 10 событий с E>100 ТэВ. На рис. 14 (слева) приводятся распределения этих событий по восстановленной энергии ливней, а также ожидаемые распределения от атмосферных мюонов (красная гистограмма) и от астрофизического потока, измеренного в эксперименте IceCube со спектром $E^{-2.46}$ (зеленая гистограмма). Следует отметить, что в этом наборе данных присутствует событие с энергией порядка 1 ПэВ. Это первое событие с энергией такого масштаба, выделенное из набора данных телескопа Baikal-GVD.

Распределение отобранных экспериментальных событий по косинусу зенитного угла направления ливня (точки), а также ожидаемое распределение событий от атмосферных мюонов (красная гистограмма) представлено на рис. 14 (справа). В наборе экспериментальных данных присутствует одно событие с зенитным углом $\theta=109^\circ$ и энергией каскада $E_{sh}=91$ ТэВ, являющееся надежным кандидатом на событие от нейтрино из-под горизонта.

Число выделенных экспериментальных событий и их пространственно-угловое распределение и распределение по энергии согласуются с ожидаемыми от потока атмосферных мюонов. Для дальнейшего подавления фона от атмосферных мюонов в задаче регистрации нейтрино астрофизической природы были разработаны дополнительные критерии отбора событий, основанные на анализе временного распределения сигналов на каждом ОМ и их классификации с точки зрения принадлежности к электро-

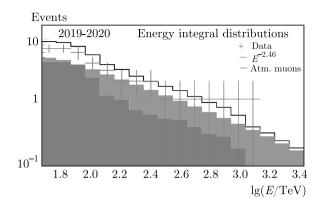


Рис. 15. (В цвете онлайн) Интегральные распределения выделенных событий по энергии (крестики) и ожидаемых событий от атмосферных мюонов (коричневая гистограмма) и от диффузного потока астрофизических нейтрино (зеленая гистограмма)

магнитному сопровождению атмосферных мюонов [24]. Дополнительные критерии отбора выбраны таким образом, что в результате их применения выделяется набор событий, в котором ожидается равная доля событий от нейтрино астрофизической природы и фоновых событий от атмосферных мюонов. В результате применения дополнительных критериев отбора было выделено семь событий-кандидатов от нейтрино астрофизической природы с энергией выше 60 ТэВ и множественностью сработавших каналов $N_{hit} > 19$ ОМ. Интегральное распределение этих событий приводится на рис. 15 (крестики). На том же рисунке приводятся ожидаемые распределения от атмосферных мюонов (коричневая гистограмма) и от потока астрофизических нейтрино со спектром $E^{-2.46}$ и нормировкой IceCube (зеленая гистограмма).

В результате применения дополнительных критериев подавления фоновых событий к набору данных 2018 г., соответствующему 690 дням эквивалентного набора данных одним кластером телескопа, с энергией выше 100 ТэВ, было выделено дополнительно 3 события. Таким образом, число кандидатов на события от нейтрино астрофизической природы составило 10 событий. Напомним, что в этом наборе данных число фоновых событий от атмосферных мюонов ожидается на уровне 50%. Оценка энергии ливня, сферические координаты в горизонтальной и экваториальной системах координат, а также расстояние от вертикальной оси кластера до вершины ливня десяти выделенных событий приведены в табл. 1. В табл. 2 приводятся интервалы значений угла между истинным и восстановленным направлениями ливней, соответствующие вероятности регистрации 50 %, 68 %, 90 % и 95 % . Медианное значение точности восстановления направления варьируется от 1.8° до $3.5^\circ.$

На рис. 16 приведена карта распределения γ -источников на небесной сфере и расположение 10 нейтринных кандидатов Baikal-GVD. Окружности вокруг событий соответствуют вероятности регистрации $68\,\%$ и $95\,\%$ для каждого события. Координатная сетка на рисунке соответствует экваториальной системе координат.

9. ПОИСК ИСТОЧНИКОВ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО ПО ПРОГРАММЕ МНОГОКАНАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В настоящее время в астрофизике высоких энергий успешно развивается новый подход к исследованию астрофизических объектов в решении проблемы идентификации природных источников нейтрино. В рамках международной программы мультимессенджер реализуется поиск коррелированных по направлению и по времени событий на нескольких установках в пределах заданного временного окна, регистрирующих сигнал на разных длинах волн и в разных диапазонах энергий. Такой метод позволяет значительно снизить требования к уровню фона и тем самым повысить эффективность регистрации телескопа. Оповещение о сигнале (алерте) анализируется в реальном времени или в режиме быстрого алгоритма вычисления направления и энергии события. С декабря 2018 г. Baikal-GVD проводит анализ оповещений, формируемых автоматизированной системой TAToO нейтринного телескопа ANTARES [35]. В общей сложности было принято и проанализировано 48 оповещений. В настоящее время в рамках объединенных рабочих групп двух коллабораций проводится дополнительный совместный анализ трех оповещений от ANTARES, выделенных из-за совпадения с ними событий в реконструкции ливней на Baikal-GVD в пределах конуса 5° и временного окна ± 1 день [36]. Как обсуждалось выше, величина угла 5° соответствует медианному значению в распределении точности восстановления направлений ливней. В трековой моде реконструкции событий по критериям отбора восходящих направлений, как кандидатов на нейтрино (см. раздел о мюонных треках), в направлении алертов совпадений не выявлено. На рис. 17 (слева) показаны траектории видимости трех выделенных алертов от ANTARES в течение суток в соответствии с географическими координатами телескопа Baikal-GVD. Положения алер-

Таблица 1. Характеристики десяти событий-кандидатов на события от астрофизических нейтрино: восстановленная энергия каскада, зенитный и азимутальный углы в локальной системе телескопа, расстояние от вертикальной оси кластера до вершины ливня, координаты источника нейтрино в экваториальных координатах

	E, ТэВ	θ , град	φ , град	ρ , M	R.A.	Dec.
GVD2018_1_354_N	105	37	331	71	118.2	72.5
GVD2018_1_383_N	115	73	112	89	35.4	1.1
GVD2018_1_656_N	398	64	347	101	55.6	62.4
GVD2019_1_114_N	91	109	92	49	45.1	-16.7
GVD2019_2_112_N	1200	61	329	96	217.7	57.6
GVD2019_2_153_N	129	50	321	52	33.7	61.4
GVD2019_3_663_N	83	50	276	73	163.6	34.2
GVD2020_3_175_N	110	71	185	84	295.3	-18.9
GVD2020_3_332_N	74	92	9	19	223.0	35.4
GVD2020_6_399_N	246	57	49	80	131.9	50.2

Таблица 2. Интервалы значений угла между истинным и восстановленным направлениями ливней, соответствующие вероятности регистрации 50%, 68%, 90% и 95%

	$<\Psi_{50\%},$ град	$<\Psi_{68\%},$ град	$<\Psi_{90\%},$ град	$<\Psi_{95\%},$ град
GVD2018_1_354_N	2.3	2.9	4.5	5.1
GVD2018_1_383_N	2.5	3.1	4.5	5.6
GVD2018_1_656_N	3.3	4.2	6.9	7.6
GVD2019_1_114_N	2.2	3.1	4.5	5.0
GVD2019_2_112_N	2.0	2.4	3.0	3.4
GVD2019_2_153_N	3.5	4.0	5.5	5.9
GVD2019_3_663_N	2.1	2.4	3.3	4.0
GVD2020_3_175_N	2.0	2.9	7.9	9.3
GVD2020_3_332_N	1.8	2.9	5.1	6.5
GVD2020_6_399_N	1.6	2.3	3.6	4.4

тов отмечены цветными крестиками: выше линии горизонта (зеленый), ниже (синий) и вблизи горизонта (черный). Аналогичные суточные траектории наблюдения и фиксированные координаты оповещений от телескопа IceCube (категории "astrotrack"), полученные по каналу GCN [37], показаны на рис. 17 (справа). Алерты от IceCube отслеживаются и анализируются на Baikal-GVD с сентября 2020 г. в режиме квазионлайн [38]. Как иллюстрируют эти гра-

фики, для Baikal-GVD источники относятся к Северной небесной полусфере и в режиме онлайн наиболее эффективна реконструкция нисходящих ливней [38,39].

В результате обработки оповещений от детектора IceCube были определены уровни фоновых событий в каждом направлении алерта и во временном окне ± 12 ч, как показано на рис. 18 (слева). Полученные ограничения на 90-процентном довери-

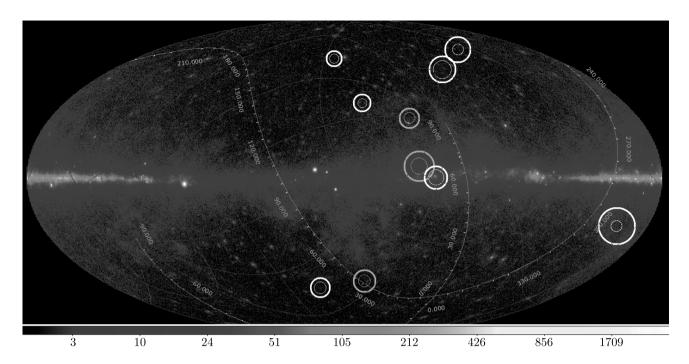


Рис. 16. Положение гамма-источников и первых десяти кандидатов на астрофизические нейтринные события Baikal-GVD на небесной сфере. Координатная сетка на рисунке соответствует экваториальной системе координат. Внутренняя и внешняя окружности вокруг событий соответствуют вероятности регистрации 68% и 95%

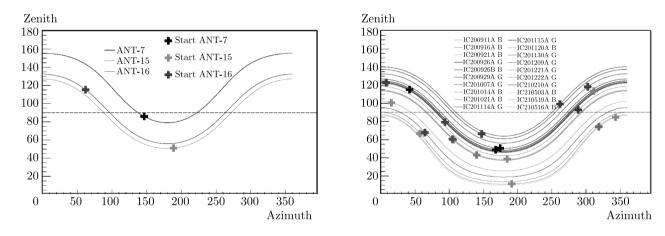
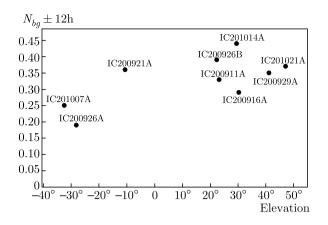


Рис. 17. (В цвете онлайн) Суточные траектории фиксированных экваториальных направлений алертов от двух нейтринных телескопов ANTARES и IceCube в горизонтальных координатах телескопа Baikal-GVD. Слева: три выделенных алерта 2019 г. от ANTARES. Справа: алерты от IceCube двух категорий G ("gold") и В ("bronze"), отслеживаемые на Baikal-GVD осенью 2020 г.

тельном уровне (д.у.) на поток нейтрино на уровне $1.5{\text -}2.5~\Gamma{\text >}\mathrm{B/cm^2}$ в диапазоне энергий 1 ТэВ-10 ПэВ представлены на правом графике рис. 18. Расчеты были проведены в предположении спектра нейтрино E^{-2} и равной доли всех типов нейтрино.

В настоящее время в эксперименте Baikal-GVD формирование собственных алертов в реальном времени от ливней с энергией выше 60 ТэВ и мюонов, регистрируемых из нижней полусферы, реализова-

но на уровне внутренних оповещений о событии в режиме 12-часового набора данных и их передачи по интернету в хранилище данных на сервер вычислительного центра в Дубне ОИЯИ (подробнее см. [40]). Ведется работа по сокращению времени сбора и обработки данных от нескольких часов до нескольких минут от момента регистрации данных до реконструкции событий на базе пофайлового (10-минутного) набора данных [40,41].



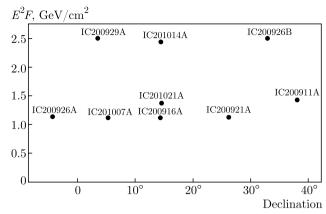


Рис. 18. Уровень фоновых событий во временном окне ± 12 часов в направлении алертов от IceCube в зависимости от их положения над горизонтом для Baikal-GVD (слева) и полученные на Baikal-GVD ограничения на 90 % д.у. на поток нейтрино, коррелирующих с оповещениями IceCube (справа)

Подтвержденными источниками в наблюдении мультиволновых сигналов являются магнетары, представляющие собой нейтронные звезды, подпитываемые диссипацией энергии магнитного поля звезды. Часто они обнаруживаются как источники повторяющегося мягкого гамма-излучения (SGRS). В апреле 2020 г. эксперимент INTEGRAL обнаружил новый период активности объекта SGR 1935+2154 [42], зарегистрировав десятки всплесков за короткий промежуток времени 27–28 апреля 2020 г., впервые подтвердив связь между быстрыми радиовсплесками (FRB) и источником всплесков высокой энергии. Магнетар SGR 1935+2154 лежит в плоскости Галактики (долгота 57.25°, широта +0.82) и может быть связан с остатком сверхновой G57.2+0.8 на расстояниях менее 12.5 кпк. В эксперименте Baikal-GVD оповещения от INTEGRAL были отслежены и данные анализировались в направлении остатка сверхновой G57.2+0.8. Наш метод поиска был близок к методу отслеживания предупреждений о нейтрино. С данными за первые 100 дней после оповещения от INTEGRAL мы проанализировали каскады, распределенные по кластерам в нескольких конусах: менее 20, 15, 10 и 5 град, и два уровня критериев отбора событий [24]. В результате было выделено два ливня в 5 град вокруг источника, удовлетворяющих всем условиям отбора. Ожидаемый фон был оценен как 0.35 из анализа реальной выборки данных сезона 2016 и 2018 гг. Оценка вероятности фонового происхождения двух выделенных событий соответствует 4.9%. По направлению магнетара был получен верхний предел для потока нейтрино со спектром E^{-2} и с равной долей всех типов нейтрино на уровне $2.0 \ \Gamma \text{9B} \cdot \text{cm}^{-2} \ [38].$

В соответствии с оценками ряда теоретических моделей предсказываются наблюдения сигналов класса мультимессенджер с потоком нейтрино по направлению вспышек с соответствующим радиоизлучением. Хорошо известен нейтринный алерт ІС170922А с энергией выше 300 ТэВ, зарегистрированный телескопом IceCube в направлении блазара TXS 0506+05 в период его активности в 2017 г. [43]. Это было первое нейтринное оповещение с подтверждением в мультиволновых наблюдениях [44] и оно остается пока единственным. Недавние оценки потоков нейтрино от радиоактивных блазаров в классе активных ядер Галактик показывают, что их доля не превышает 30% в диффузном потоке нейтрино [45, 46]. Совместный анализ первых нейтринных алертов телескопа Baikal-GVD с энергией выше 60 ТэВ (см. табл. 1) с данными наблюдений активных галактических ядер 600-метрового радиотелескопа РАТАН [47] и 40-метрового телескопа радиообсерватории долины Оуэнс (OVRO) [48] представлен в работе [24]. В качестве примера на рис. 19 показаны кривые блеска радиоисточников по данным PATAH и данным OVRO, ближайших к положению нейтринных алертов Baikal-GVD (менее 1.5°), и время алертов (синяя линия). Оба нейтринных события попадают на возрастающую часть кривых блеска радиоисточников. Для других алертов эта тенденция также отмечается в [24].

Предварительный анализ идентификации источников вблизи всех направлений астрофизических событий Baikal-GVD (см. табл. 1) был также представлен в работе [24]. На рис. 20 для двух близких по угловому расстоянию (10°) алертов GVD2018_1_656_N (398 ТэВ) и GVD2019_2_153_N (129 ТэВ) показаны их об-

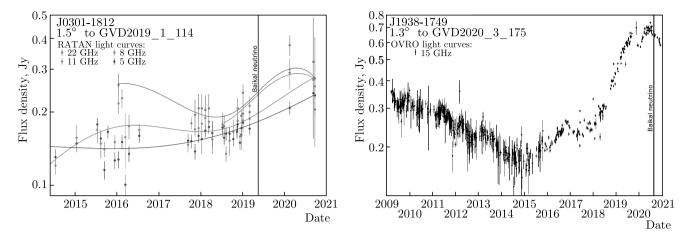


Рис. 19. (В цвете онлайн) Кривые блеска (плотность потока в Ян) радиоисточников, ближайших по координатам к нейтринных алертам Baikal-GVD, по данным радиотелескопов и время алерта (синяя линия). Слева: алерт GVD2019_1_114_N и данные РАТАН по источнику J0301-1812 на частотах 22 ГГц, 11 ГГц, 8 ГГц и 5 ГГц. Справа: алерт GVD2020 3 175 N и данные обсерватории OVRO по радиоисточнику J1938-1749 на частоте 15 ГГц

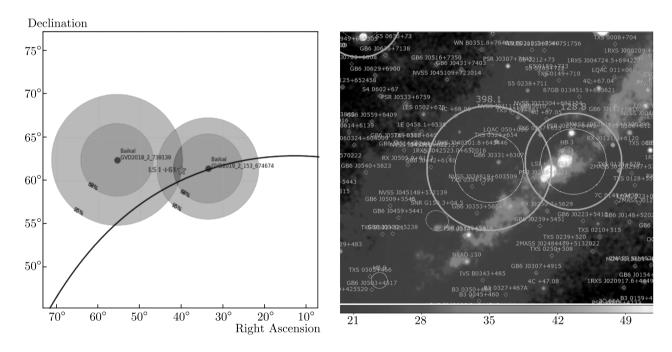


Рис. 20. Слева: Положение двух нейтринных алертов GVD2018_1_656_N и GVD2019_2_153_N в экваториальной системе координат и их области видимости объектов в окружностях $68\,\%$ и $95\,\%$. Красной звездочкой отмечены координаты микроквазара LSI+63 303. Справа: Карта неба источников гамма-излучения по каталогу Fermi FGL4 и окружности $68\,\%$ и $95\,\%$ вокруг восстановленных позиций алертов

ласти $95\,\%$ и $68\,\%$ восстановления сигнального направления. Видно, что в область пересечения кругов $95\,\%$ попадает весьма интересный объект: микроквазар LSI+61 303, представляющий собой двойную систему с массивной звездой и компакт-

ным объектом и известный как яркий источник в диапазоне от радио- и до гамма-излучения в области высоких энергий (свыше тераэлектронвольт). Орбитальный период бинарных объектов системы $LSI+61\ 303$ измерен (26.496 дней) и, более

того, в работе [49] предсказан суперорбитальный период (1667 дней) в адронной модели генерации потока нейтрино. На сегодняшний день известно о существовании лишь четырех подобных бинарных систем в нашей Галактике.

В заключение этого раздела отметим, что при анализе данных Baikal-GVD особое внимание было уделено поиску нейтринных сигналов, ассоциированных с классом объектов, известных как оптические транзиенты, с происходящими в них катастрофическими гравитационными явлениями (слияние черных дыр, черной дыры и компактного объекта, взрыв сверхновой и другие), в результате которых возможно образование струй релятивистских частиц в сторону наблюдателя. В известном мультиволновом событии GW170817A на Baikal-GVD (в конфигурации двух кластеров 2017 г.) были получены ограничения сверху на 90-процентном доверительном уровне на поток нейтрино от источника гравитационной волны в двух режимах наблюдения [50]: прямом (±500 с) и после вспышки в течение 14 суток, для спектра нейтрино E^{-2} в интервале энергий от 10^3 ГэВ до 10^8 ГэВ. Первые результаты получены по транзиенту AT2019dsg, обнаруженному оптическим телескопом Цвики (ZTF, Zwicky Transient Facility) 4 апреля 2019 г. [51], с оценкой значимости выделенных ливней на уровне двух сигма [39].

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью проекта Baikal-GVD является создание глубоководного черенковского детектора объемом порядка кубического километра на озере Байкал. В настоящее время глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD является крупнейшим телескопом Северного полушария, в составе действующих 8 кластеров с суммарным эффективным объемом 0.4 км³ для регистрации ливней от астрофизических нейтрино с энергией выше 100 ТэВ. Успешное развертывание телескопа обеспечивается за счет оптимальной адаптации конфигурации телескопа и методики монтажа установки к специфике проведения работ на озере Байкал. Модульная структура телескопа позволяет вести исследования природных потоков мюонов и нейтрино уже на ранних этапах его развертывания. В результате анализа данных пяти кластеров телескопа, накопленных в период с апреля по май 2019 г., выделено 44 нейтринных события из-под горизонта, что находится в хорошем согласии с ожидаемым числом событий от потока атмосферных нейтрино. В задаче поиска каскадов высоких энергий результатом анализа данных за 2018-2020 гг. является выделение 10 событий первых кандидатов на события от нейтрино астрофизической природы. Поиск нейтринного сигнала в данных Baikal-GVD, ассоциированного с гравитационной волной GW170817, явился началом работ на Байкальском телескопе в рамках международной программы многоканальных исследований объектов и процессов во Вселенной. Поиск нейтринных событий, совпадающих с событиями нейтринных телескопов ANTARES и IceCube, ведется с 2019 г. Первые физические результаты Baikal-GVD демонстрируют высокий потенциал телескопа в решении задач по идентификации источников нейтрино высоких энергий и процессов их генерации. В течение ближайших трех-четырех лет планируется удвоить эффективный объем Байкальского нейтринного телескопа.

Благодарности. Авторы искренне благодарны Ю. Ковалеву, А. Неронову, А. Плавину, Д. Семикозу и С. Троицкому за плодотворное сотрудничество.

Финансирование. Выполнение работ поддержано Министерством образования и науки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта «Наука» (грант № 075-15-2020-778).

Authors and Affiliations

А. В. Аврорин¹, А. Д. Аврорин¹,

В. М. Айнутдинов¹, В. А. Аллахвердян², П. Банаш³, З. Бардачова⁴, И. А. Белолаптиков², И. В. Борина², В. Б. Бруданин ², Н. М. Буднев⁵, А. Р. Гафаров⁵, К. В. Голубков¹, Н. С. Горшков², Т. И. Гресь 5 , Р. Дворницки 2,4 , Ж.-А. М. Джилкибаев 1 В. Я. Дик 2 , Γ . В. Домогацкий¹, А. А. Дорошенко¹, А. Н. Дячок⁵, Т. В. Елжов², Д. Н. Заборов¹. М. С. Катулин², К. Г. Кебкал³, О. Г. Кебкал³, В. А. Кожин⁶, М. М. Колбин², К. В. Конищев², К. А. Копански⁷, А. В. Коробченко², А. П. Кошечкин 1 , М. В. Круглов 2 , М. К. Крюков 1 , В. Ф. Кулепов⁸, П. Малецки⁷, Ю. М. Малышкин², М. Б. Миленин¹, Р. Р. Миргазов⁵, В. Назари², $Д. B. Наумов^2, B. Нога^7, <math>Д. \Pi. \Pi eryxoв^1,$ Е. Н. Плисковский², М. И. Розанов⁹, В. Д. Рушай², Е. В. Рябов⁵, Г. Б. Сафронов¹, А. Э. Сиренко², А. В. Скурихин⁶, А. Г. Соловьев², М. Н. Сороковиков 2 , А. П. Стромаков 1 , О. В. Суворова¹, Е. О. Сушенок²,

В. А. Таболенко 5 , Б. А. Таращанский 5 , Л. Файт 10 ,

С. В. Фиалковский ⁸, Е. В. Храмов²,
Б. А. Шайбонов², М. Д. Шелепов¹,
Ф. Шимковиц^{2,4,10}, И. Штекл¹⁰, Э. Эцкерова⁴,
Ю. В. Яблокова², С. А. Яковлев³

¹Институт ядерных исследований Российской академии наук 117312. Москва. Россия

²Объединенный институт ядерных исследований 141980, Дубна, Московская обл., Россия

³EvoLogics GmbH 13355, Берлин, Германия

⁴Comenius University 81499, Братислава, Словакия

⁵Иркутский государственный университет 664003, Иркутск, Россия

⁶Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова 119991, Москва, Россия

⁷The Institute of Nuclear Physics of the Polish Academy of Sciences (IFJ PAN) in Krakow 60179, Краков, Польша

⁸Нижегородский государственный технический университет 603950, Нижний Новгород, Россия

⁹Санкт-Петербургский государственный морской технический университет 190008, Санкт-Петербург, Россия

¹⁰Czech Technical University in Prague 16000, Прага, Чешская Республика

ЛИТЕРАТУРА

- 1. M. A. Markov, Proc. 10th ICHEP, 572 (1960).
- V. A. Balkanov et al., Proc. 25th Int. Cos. Ray Conf. 7, 21 (1997).
- 3. M. G. Aartsen et al., JINST 12, 03012 (2017).
- 4. M. G. Aartsen et al., Science 342, 1242856 (2013).
- 5. I. Taboada, XXVIII Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Heidelberg (2018).
- 6. M. Ageron et al., Nucl. Instr. Meth. A 656, 11 (2011).
- S. Adrian-Martinez et al., J. Phys. G 43, 084001 (2016).

- 8. Ж.-А. М. Джилкибаев, Г. В. Домогацкий, О. В. Суворова, УФН **185**, 531 (2015).
- **9**. A. Belyaev, I. Ivanenko, and V. Makarov, *Proc. DUMAND Summer Workshop*, 1979, ed. by A. Roberts **1**, 337 (1979).
- С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, Гостехиздат, Москва (1948).
- **11**. E. V. Ryabov and B. A. Tarashansky, PoS ICRC2021, 1034 (2021).
- A. D. Avrorin et al., EPJ Web of Conf. 116, 01003 (2016).
- **13**. Ж.-А.М. Джилкибаев, Дисс....докт. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (2005).
- 14. A. D. Avrorin et al., Inst. Exp. Tech. 63, 551 (2020).
- 15. A. D. Avrorin et al., PoS ICRC2019, 1012 (2019).
- A. D. Avrorin et al., EPJ Web of Conf. 116, 5004 (2016).
- V. A. Allakhverdyan et al., PoS ICRC2021, 1080 (2021).
- A. D. Avrorin et al., Phys. Atom. Nucl. 84, 513 (2021).
- **19**. V. M. Aynutdinov et al., Astropart. Phys. **25**, 140 (2006).
- 20. A. V. Avrorin et al., Astron. Lett. 35, 65 (2009).
- **21**. V. A. Allakhverdyan et al., PoS ICRC2021, 1113 (2021).
- **22**. V. A. Allakhverdyan et al., PoS ICRC2021, 1083 (2021).
- 23. A. D. Avrorin et al., PoS ICRC2017, 96 (2017).
- **24.** V. A. Allakhverdyan et al., PoS ICRC2021, 1144 (2021).
- **25**. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA-6019 (1998).
- **26**. T. K. Gaisser et al., arXiv:1303.3565v1.
- 27. F. Riehn et al., arXiv:1912.03300.
- 28. E. V. Bugaev et al., Phys. Rev. D 64, 074015 (2001).
- 29. H. L. Lai et al., Phys. Rev. D 55, 1280 (1997).
- **30**. R. Gandhi et al., Astropart. Phys. **5**, 81 (1996).
- **31**. P. Lipari, Astropart. Phys. **1**, 195 (1993).
- **32**. A. Dziewonski, *The Encyclopedia of Solid Earthgeophysics*, New York, 331 (1989).

- 33. M. G. Aartsen et al., Phys. Rev. D 91, 022001 (2015).
- **34**. Л. В. Волкова, ЯФ **31**, 1510 (1980).
- **35**. D. Dornic et al., Nucl. Instrum. Meth. A S**183**, 626 (2011).
- 36. S. A. Garre et al., PoS ICRC2021, 1121 (2021).
- M. W. E. Smith, D. B. Fox, D. F. Cowena et al., Astropart. Phys. 45, 56 (2013).
- 38. A. D. Avrorin et al., Astron. Lett. 47, 94 (2021).
- **39**. V. A. Allakhverdyan et al., PoS ICRC2021, 946 (2021).
- V. A. Allakhverdyan et al., PoS ICRC2021, 1040 (2021).
- **41**. V. A. Allakhverdyan et al., PoS ICRC2021, 002 (2021).

- **42**. S. Mereghetti et al., https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/aba2cf (2020).
- **43**. M. G. Aartsen et al., Science **361**, 147 (2018).
- **44**. M. G. Aartsen et al., Science **361**, issue 6398, eaat1378 (2018).
- 45. A. Plavin et al., Astrophys. J. 894, 101 (2020).
- 46. A. Plavin et al., Astrophys. J. 908, 157 (2021).
- 47. Y. Y. Kovalev et al., PASA 19, 83 (2002).
- **48**. J. Richards et al., Astrophys. J. Suppl. **194**, 29 (2011).
- **49**. A. Neronov and M. Ribordy, Phys. Rev. D **79**, 043013 (2009).
- **50**. A. D. Avrorin et al., JETP Lett. **108**, 787 (2018).
- **51**. ZTF, https://www.wis-tns.org/object/2019 (2019).

ВАРИАЦИИ ПОТОКА МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ ГРОЗ

А. С. Лидванский*, М. Н. Хаердинов, Н. С. Хаердинов

Институт ядерных исследований Российской академии наук 117312, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 сентября 2021 г., после переработки 30 сентября 2021 г. Принята к публикации 22 октября 2021 г.

Приводится краткий обзор результатов эксперимента, который был инициирован А. Е. Чудаковым. Первые результаты были получены в пионерских работах, выполненных под его руководством, однако большая часть представленных в статье данных была получена уже после его ухода из жизни. С целью интерпретации этих результатов проводится теоретическое рассмотрение изменения потока мюонов во время грозы и аналитически получены многие параметры, важные для влияния электрического поля на интенсивность мюонов.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию A. E. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040046

EDN: DPPAIF

1. ВВЕДЕНИЕ

Начало исследованию взаимосвязи интенсивности вторичных космических лучей с электрическим полем атмосферы было положено пионерскими работами [1, 2] под руководством А. Е. Чудакова на установке «Ковер» Баксанской нейтринной обсерватории, расположенной в горном ущелье на Северном Кавказе (координаты N 43.3°и E 42.3°), на высоте 1740 м над уровнем моря. О предыстории этих работ (обзор экспериментов по поиску электронов от грозовых облаков, стимулированному идеями Вильсона) можно прочесть в статье [3]. Там же изложены и первые результаты новой версии Баксанского эксперимента, полученные уже после ухода Чудакова из жизни. Эти результаты сводились к тому, что в эксперименте удалось наблюдать как регулярные изменения интенсивности с величиной приземного поля, так и кратковременные возмущения темпа счета. В работах [4, 5] приведены основные закономерности вариаций во время гроз как коррелирующих с приземным полем, так и не зависящих от него для двух компонент вторичного космического излучения: мягкой компоненты (электроны,

позитроны, гамма-кванты) в диапазоне энергий $10-30~{\rm MpB}$ и жесткой компоненты (преимущественно мюоны) с энергией выше $100~{\rm MpB}$.

В последнее время вновь возрос интерес к исследованию возмущений вторичного космического излучения во время гроз. Связан он с потенциальной прогностической способностью этих эффектов. Исследуя их можно отслеживать развитие электрических структур в атмосфере. Например, в эксперименте на горе Арагац сделана попытка с использованием экспериментальных данных по регистрации электронно-фотонной и мюонной компонент с помощью компьютерного моделирования определить характеристики структуры электрических полей в грозовых облаках [6]. В работе демонстрировалась регистрация вариаций интенсивности мюонов с энергией более 200 МэВ амплитудой около ±4%. Отмечалась неудача в объяснении положительного возмущения различными структурами атмосферного поля. В работе [7] сообщалось, что в Индии на установке GRAPES-3 было зарегистрировано яркое (порядка 2%) снижение интенсивности мюонов с порогом 1 ГэВ, коррелирующее с измеряемым приземным полем. Предполагая дипольную структуру поля в атмосфере, в результате моделирования транспорта мюонов авторы получили разность потенциалов в тропосфере 1.3 ГВ, что вызвало сомнение ряда исследователей [8], поскольку

^{*} E-mail: alidvanskij@yandex.ru

при этом напряженность поля должна превышать теоретическое предельное значение для своего существования в атмосферном воздухе. В обоих экспериментах (Арагац и GRAPES-3) определение характеристик поля атмосферы осуществляется путем подбора параметров заранее предполагаемых электрических структур при моделировании транспорта космического излучения сквозь атмосферу с помощью пакета стандартных программ. Первые попытки применить такой метод оценки структур были осуществлены на установке «Ковер» [2]. Уже в этой работе было показано, что разная форма структур оказывает разное влияние на интенсивность мюонов. Причем характерно, что положительное возмущение с амплитудой более $0.5\,\%$ объяснить сложно в силу нелинейной зависимости вероятности распада мюонов от их энергии. Но в ходе наблюдения вариаций во время гроз аномально большие возмущения разной полярности эпизодически наблюдаются (см., например, [3]). Эти эффекты, вероятно, можно объяснить влиянием локальных вариаций температуры атмосферы под действием активной конвекции. Например, мюонный годоскоп УРАГАН в МИФИ [9] дает замечательную визуализацию меняющегося распределения мюонов во время атмосферных возмущений и возможность прослеживать движение грозовой ячейки до очень значительных расстояний, а также объяснить измеряемые эффекты, не привлекая данные электрического поля. Возможно и в событиях, рассмотренных в публикациях [6,7], существенна не учитываемая роль влияния температурных возмущений.

На установке «Ковер» БНО ИЯИ РАН в ходе наблюдений вариаций вторичных частиц космического излучения в период гроз накоплен большой опыт анализа различных эффектов. В настоящей работе на статистическом материале и примерах конкретных событий демонстрируются различные типы возмущений потоков одиночных частиц электронно-фотонной и мюонной компонент. Проведено теоретическое рассмотрение формирования вариаций мюонов. Дается метод определения параметров поля в атмосфере, определяющих амплитуду вариаций интенсивности частиц. Измеряя эти параметры, можно тестировать различные структуры атмосферного электричества.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ БАЗЫ И ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ

Хотя настоящая статья посвящена данным о мюонной компоненте, некоторые сведения о результа-

тах изучения эффектов в мягкой компоненте необходимо привести хотя бы потому, что для обеих компонент используются одни и те же детекторы. Это толстые жидкостные сцинтилляторы толщиной 30 см. В спектре одиночных частиц хорошо выделяется мюонный пик, которому соответствует энерговыделение 50 МэВ. Для регистрации мягкой компоненты используется интервал энерговыделения 10-30 МэВ в выносных сцинтилляционных детекторах, не имеющих значительного поглотителя сверху (1 г \cdot см $^{-2}$). Общая площадь таких детекторов 54 м². Основной канал наблюдения мюонов детекторы центрального сцинтилляционного ковра площадью 200 м², находящиеся в помещении под толстой бетонной крышей (29 г \cdot см $^{-2}$). Вопросы разделения компонент были детально исследованы в работе [10]. Показано, что в канале мягкой компоненты примесь мюонов (связанная преимущественно с краевыми эффектами в детекторах) составляет не более 13 %. При этом остальные 87 % состоят на $56\,\%$ из гамма-квантов и на $31\,\%$ из электронов и позитронов. В свою очередь, вклад мягкой компоненты в интенсивность мюонов ограничен величиной около 17% (10% электрон-позитронная компонента и 7% гамма-кванты). Мюоны с порогом 100 МэВ составляют 83% жесткой компоненты. Как видно, разделение компонент не является полным, но достаточно эффективным.

Большая часть экспериментальных данных получена с измерителем приземного электрического поля вращательного типа (флюксметр). В нем секторный электрод, соединенный с «землей» через нагрузку, при вращении периодически экранируется от влияния электрического поля, создавая переменный ток с частотой экранировки и амплитудой пропорциональной напряженности поля. Для исключения помех измерения, вызываемых дождем, в приборе было использовано техническое решение, исключающее попадание капель дождя и брызг на электрод. Для этой цели применяется зонт, механически жестко связанный с вращающимся электродом и расположенный над ним на высоте h, но при этом электрически связанный с заземленным экраном. Вся система вращается с частотой, достаточной для того, чтобы за время падения капли с высоты h электрод успевал переместиться в область, ранее защищенную зонтом. Скорость вращения, размер электрода и высота h подобраны так, что капли дождя со скоростями менее 12 м/с проскакивают мимо электрода. Подробнее конструкция флюксметра, его параметры и калибровка описаны также в работе [10].

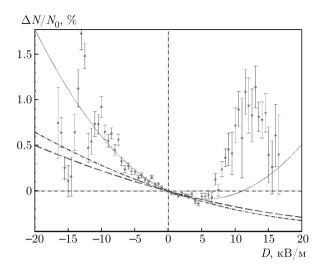


Рис. 1. Вариации мягкой компоненты в зависимости от напряженности приземного электрического поля по 52 грозовым событиям (живое время 3.75 дней). Сплошная линия — средневзвешенная линия регрессии (эксперимент). Штриховая и штрихпунктирная линии — графики теоретической зависимости вариаций измеряемого темпа счета мягкой компоненты при крайних значениях ошибки измерения ($k=1,\ k=1.23$) и полном игнорировании эффекта экранировки поля приземной концентрацией ионов $(K_0=1)$

Для выяснения природы грозовых вариаций мюонной интенсивности нужно понимать и происхождение вариаций электронно-фотонной компоненты, в основном регистрируемые как вариации мягкой, добиваясь согласованности в объяснении. Равновесный поток мягкой компоненты испытывает возмущение в сильном электрическом поле. На рис. 1 показан измеренный статистический эффект такого изменения и теоретически вычисленное влияние приземного поля. Экспериментальные данные, представленные на этом рисунке, были опубликованы в работе [5], а расчет взят из работы [11]. Две кривые на рис. 1 соответствуют крайним значениям коэффициента калибровки измерителя поля. В экспериментальных данных введены поправки на атмосферное давление и на интенсивность жесткой компоненты. Последнее требует некоторого объяснения. Примерно половину интенсивности мягкой компоненты на уровне гор составляют электроны и позитроны от распадов мюонов (на уровне установки «Ковер» $41.5 \pm 0.4 \%$, а на уровне моря эта доля близка к 100%). Соответственно, эта часть мягкой компоненты должна демонстрировать поведение, характерное для жесткой компоненты, и его надо исключить. Как видно на рис. 1, эксперименталь-

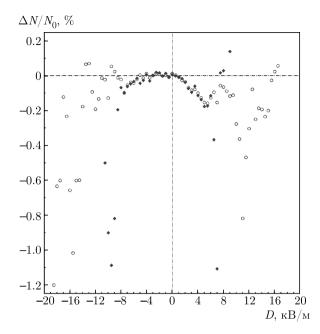


Рис. 2. Вариации жесткой компоненты в зависимости от напряженности приземного электрического поля. Основной массив данных представлен кружками, живое время набора данных грозового периода 11.8 дней. Ромбы получены после исключения временных интервалов ± 180 с вокруг резких изменений приземного поля (более $1~{\rm kB/m}$ за $10~{\rm c}$), оставшееся живое время $6.5~{\rm g}$ дней

ная зависимость неплохо согласуется с ожидаемой в диапазоне напряженностей ±7 кВ/м. Вне этого диапазона экспериментальная зависимость на рис. 1 имеет характерные горбы, происхождение которых довольно очевидно. Регулярное поведение обеспечивается однородным полем между нижним зарядом грозового облака и землей. Однако выше этого небольшого заряда располагаются более мощные слои зарядов другого знака и существует более сильное поле, в котором происходит ускорение и размножение заряженных частиц. Гамма-излучение этих убегающих электронов (позитронов) и создает характерные особенности распределения на рис. 1. При этом область ускорения позитронов в приземном поле (справа на рисунке) соответствует ускорению электронов в облаках. Основная кривая описывается полиномом второй степени с положительным квадратичным коэффициентом и отрицательным линейным.

Для жесткой компоненты средняя зависимость от поля также квадратичная (рис. 2), но, в отличие от мягкой компоненты, квадратичный коэффициент отрицателен. Рисунок 2 представляет также результат исследования устойчивости результата к

-	_			-
ı a	ΟЛ	ИΙ	та	1

Энергия мюонов	Темп c чета, c^{-1}	Время наблюдения, сутки	Линейный коэффициент, $\%/(\kappa B/M)$	Квадратичный коэффициент, $\%/(\kappa B/M)^2$
> 1 ГэВ	19000	11.65	-0.00277 ± 0.00034	-0.00045 ± 0.00005
> 100 MəB	40000	11.81	-0.00794 ± 0.00013	-0.00235 ± 0.00002
20–80 МэВ	10	12.84	-0.04124 ± 0.01260	-0.00845 ± 0.00201

Примечания: Обработан период 2000–2003 гг. Приведены данные чистого времени наблюдения грозового поля за этот период.

сильным вариациям поля. Основной массив данных представлен кружками, а точки получены после исключения периодов ± 180 с вокруг резких изменений приземного поля (более 1 кВ/м за 10 с). Такие резкие изменения, обычно, это молнии или просто быстрые вариации, вероятно, связанные с удаленными разрядами типа облако—земля). Таким образом, выбраны периоды постоянного сильного поля вне активной фазы грозы. Видно, что экспериментальная кривая в диапазоне ± 7 кВ/м почти не меняется после такой операции.

Оба результата, представленные на рис. 1 и 2, весьма важны в методическом отношении. Эффекты эти довольно малы и трудно измеряемы. Но они ожидаемы, и измерение их означает, что исследование и других эффектов в условиях грозы (огромные наводки, резкие изменения давления, температуры, влажности и всех возможных параметров) может быть вполне успешным. В сущности, любой эксперимент такого рода должен бы начинаться с измерения этих эффектов, но, насколько нам известно, данные, представленные на рис. 1 и 2, пока уникальны.

Параметры полинома, аппроксимирующего точки на рис. 2, зависят от пороговой энергии регистрации мюонов. В работе [12] данные были получены при трех разных порогах и результаты показаны в табл. 1. Как видно, и линейный и квадратичный коэффициенты сильно увеличиваются при уменьшении пороговой энергии.

Однако данные о среднем изменении интенсивности компонент вторичных космических лучей, как было сказано выше, имеют скорее методическое значение. Гораздо больший интерес вызывают сильные кратковременные вариации. Существование их для мягкой компоненты было установлено сразу в нескольких экспериментах [13–16] более 20 лет тому назад. Спустя примерно десятилетие Чилинга-

рян стал наблюдать такие же события [17] и назвал их грозовыми наземными превышениями (ГНП) или thunderstorm ground enhancements (TGE). K этому времени явление было уже неплохо изучено. В работе [18] было показано, что наблюдаемые амплитуды возрастаний не могут быть созданы простой трансформацией спектра электрон-позитронной компоненты в грозовом электрическом поле (механизм, ответственный за среднее поведение кривых на рис. 1). А в работе [19] был предложен механизм формирования возрастаний интенсивности мягкой компоненты, основанный на обратной связи потоков электронов и позитронов, ускоряемых в противоположных направлениях одним и тем же полем через генерацию тормозных гамма-квантов и образование ими электрон-позитронных пар. Процесс возможен благодаря сильному упругому кулоновскому рассеянию электронов с энергией $E_{min} \sim 1~{\rm MpB}$ на атомах среды. Механизм позволяет провести любой электрический ток сквозь область атмосферы с полем достаточной протяженности и напряженностью, превышающей критическое значение (285 к $\mathrm{B}\cdot\mathrm{m}^{-1}$ при нормальных условиях). При этом энергия ускоренных полем частиц должна быть достаточно велика ($E_{max} \sim 10 \text{ MэB} \gg E_{min}$), чтобы процесс рождения пар играл значительную роль. Со временем, в ходе анализа экспериментальных наблюдений выяснилось, что области ускорения и генерации частиц, ответственные за наземные возрастания, могут располагаться на разных высотах, в том числе и в стратосфере [20]. При этом события, ранее казавшиеся однотипными, оказались, в сущности, принадлежащими к разным классам. Те из них, которые были зарегистрированы с наибольшей амплитудой, имели сравнительно низкую высоту области генерации и не сопровождались значительными возмущениями интенсивности мюонов. Примером является рекордное по величине событие 11 октября 2003 г.

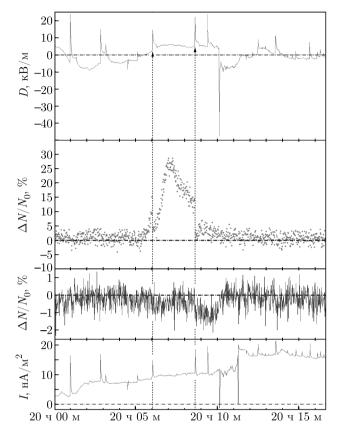


Рис. 3. Пример грозового события 11.10.2003. Приведены секундные данные. Сверху вниз: напряженность приземного поля, вариации интенсивности мягкой компоненты с энергией 10–30 МэВ, вариации интенсивности мюонов с энергией более 100 МэВ, электрический ток дождя

(рис. 3). Положительное возмущение мягкой компоненты возникло на фоне отсутствия возмущений в жесткой. Быстрое падение интенсивности мюонов появляется лишь в момент молниевого разряда. Расстояния до молний в 20:06:01 и 20:08:37, фиксируемых измерителем поля и очевидно прерывающих на время процесс генерации, составляет соответственно 4.4 и 3.1 км, что примерно указывает на положение области ускорения (метод определения расстояния до молний описан в работе [21]). Гораздо более близкий молниевый разряд в 20:10:06 никак не проявился в вариациях мягкой компоненты, но мюонная интенсивность восстановилась до обычного значения в течение 30 секунд после него.

Самое яркое зарегистрированное мюонное событие, напротив, не имеет значительных проявлений в мягкой компоненте (рис. 4), но оно замечательно своей продолжительностью. Как показывает статистическое исследование мюонных возмущений, при наблюдениях за грозами в 2008 г. [22] оказалось, что

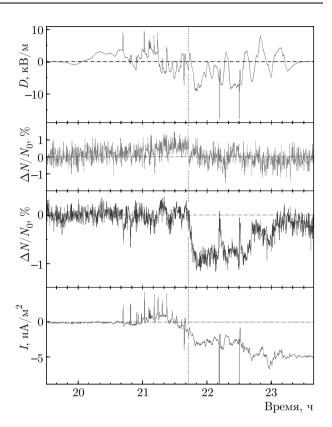


Рис. 4. Пример грозового события 24.09.2007. Приведены суммированные данные по 15 с. Сверху вниз: напряженность приземного поля, вариации интенсивности мягкой компоненты с энергией $10{\text -}30$ МэВ, вариации интенсивности мюонов с энергией более 100 МэВ, электрический ток дождя

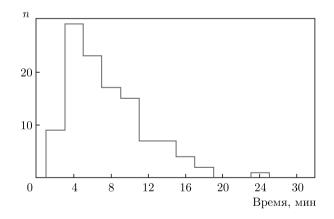


Рис. 5. Суммарное распределение 114 мюонных возмущений по длительностям их эффективных периодов. Среднее значение 7.6 мин

средняя продолжительность таких возмущений около 8 минут и наибольшее значение в распределении длительностей — около 20 минут (см. рис. 5). На этом фоне подавление интенсивности мюонов дли-

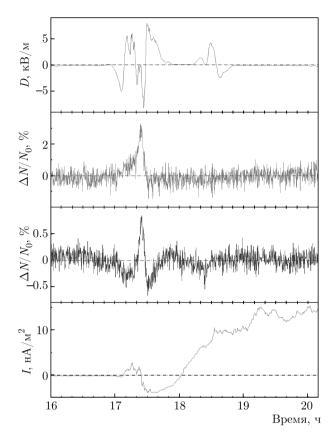


Рис. 6. Пример грозового события 18.06.2008. Приведены суммированные данные по 15 с. Сверху вниз: напряженность приземного поля, вариации интенсивности мягкой компоненты с энергией 10--30 МэВ, вариации интенсивности мюонов с энергией более 100 МэВ, электрический ток дождя

тельностью больше часа выглядит настоящим монстром. Другой особенностью события 11 октября 2003 г. является наличие нескольких молний, серьезно влияющих на интенсивность мюонов. Обсуждению этого события посвящена отдельная публикация [23], где кроме него приводится еще одно похожее возмущение, произошедшее на семь лет раньше в тот же день.

Два приведенных выше грозовых события примечательны тем, что завершение молниевым разрядом возмущения электронно-фотонной компоненты вне зависимости от амплитуды является началом возмущения в мюонной. Но обращает на себя внимание тот факт, что после большой амплитуды возмущения мягкой компоненты следует короткое возмущение в мюонах, порядка 1 мин. У длительного — только нарастание фронта после импульсного разряда около 8 мин.

Два приведенных выше грозовых события можно назвать однокомпонентными: мюоны практически без эффектов в мягкой компоненте и наоборот. Однако большое количество событий являются сложными, как например, событие 18 июня 2008 г. (рис. 6), где характерное возмущение электронно-фотонной компоненты наблюдается одновременно с биполярным возмущением мюонной. Следовательно, изменение интенсивности мюонов может быть как положительным, так и отрицательным. В работе [22] были исследованы 33 грозы в течение одного сезона наблюдений, мюонных возмущений не оказалось только в семи. В остальных 26 оказалось 114 возмущений, из них 52 положительных и 62 отрицательных, характерные амплитуды которых составляют соответственно $(0.33 \pm 011) \%$ и (0.39 ± 017) %. Оказалось, что проанализированные грозы разбивались на две группы. Одна, с небольшим относительным количеством возмущений - не более 6 в грозовой период, имеет суммарное количество возмущений 55. Отношение числа отрицательных к положительным 1.75. Вторая группа, с большим относительным количеством возмущений, имеет соответственно 59 (32 и 27), и в ней отношение 0.89, т.е. для гроз с малым количеством возмущений, а это обычно короткие грозы, на каждое положительное возмущение приходится примерно два отрицательных. А для гроз, имеющих много возмущений, на каждое положительное приходится примерно одно отрицательное. Распределение мюонных возмущений по длительности показано на рис. 5. Эта статистика наблюдений сопровождалась естественно попытками понять механизм возникновения мюонных событий и их роль в общей картине грозовых и, шире, атмосферных явлений.

3. ФОРМИРОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ МЮОНОВ. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

В работе [12] рассматривалось кинетическое уравнение для одномерного случая движения вертикального потока мюонов в электрическом поле. Получена формула для интенсивности мюонов как функции приземного поля и разности потенциалов Ф между уровнем генерации мюонов и земной поверхностью. Рассчитан отрицательный линейный коэффициент зависимости от локального поля, который оказался довольно близок к экспериментально наблюдаемой величине. В работе [24] рассматривалась более реалистичная модель и аналитически получены многие параметры, важные

для влияния электрического поля на интенсивность мюонов. В модели учтено свойство глобальной электрической цепи, а именно, разность потенциалов между ионосферой и земной поверхностью постоянна и равна 250 кВ. Одним из главных результатов этой работы является рассчитанное аналитически соответствие между амплитудой мюонных возмущений, разностью потенциалов в тропосфере и угловым размером верхнего зарядового слоя. Но расчет, представленный в [24], учитывает влияние атмосферного поля на вариации углового распределения регистрируемых частиц лишь в линейном приближении. Этого достаточно для мюонов, движущихся близко к вертикали, но недостаточно при больших углах. Ниже представлены результаты более корректной оценки.

Повторяя логику теоретического анализа, изложенную в [12] и [24], рассмотрим интегральную по энергии интенсивность мюонов $I(z_0, > E, \theta)$, регистрируемых под произвольным зенитным углом θ , на уровне установки «Ковер» $z_0 = 840 \text{ г/см}^2$. В атмосфере имеется вертикальное электрическое поле, неограниченное по высоте и в горизонтальной плоскости. Регистрируемые на земле частицы движутся в этом поле сквозь атмосферу. Их уравнение движения в сферической системе координат в приближении равномерного замедления и пренебрежении кулоновским рассеянием для произвольного угла ϕ (азимут) выглядит следующим образом:

$$d\varepsilon/ds = e^{\pm}\beta\cos\theta - \alpha,$$

$$d\theta/ds = -(e^{\pm}\beta\sin\theta)/\varepsilon,$$
(1)

 θ — зенитный угол, ds — элемент пути частицы, e — электрический заряд, $\alpha = 2 \text{ M} \cdot \text{B}/(\Gamma/\text{см}^2)$ средние потери энергии в среде для мюонов с энергией характерной для исследуемого процесса (0.1- $2 \Gamma \ni B$); $\beta(z) = dB(z, z_0)/dz$ — напряженность электрического поля, нормированная на плотность, z уровень высоты, выраженный в $\Gamma \cdot \text{см}^{-2}$, отсчитываемый сверху вниз, $B(z,z_0)$ — работа поля электрических сил по перемещению единичного заряда, или разность потенциалов между уровнями zи z_0 , отсчитываемая снизу от уровня установки z_0 ($|e^{\pm}\beta| \leq \alpha$). Введем $\Phi = B(\lambda_g, z_0), \lambda_g =$ $=L_{\pi}(1+1/(1+L_{\pi}/\lambda_n))=218\ \Gamma\cdot\text{см}^{-2}$ (11.4 км над ур. м. — характерный уровень генерации регистрируемых мюонов); $L_{\pi} = 150 \text{ г/см}^2 - \text{пробег для по-}$ глощения пионов с энергиями 2-100 ГэВ, в атмосфере (см. [25], стр. 417); $\lambda_n = 125 \text{ г/см}^2 - \text{пробег}$ для поглощения нуклонов с энергией 20 ГэВ в атмосфере ([25], стр. 414). Введем регулярное значение напряженности $\beta_R(z)=\Phi/(z-\lambda_g)$. В силу существования глобальной электрической цепи суммарная разность потенциалов между ионосферой и землей $\Phi_0=250~\mathrm{kB}\ll(\alpha/e)(z_0-\lambda_g)=1.24~\mathrm{FB}$. В грозовой атмосфере напряженность знакопеременна, тогда $|e^\pm\beta_R|\ll\alpha$. Далее, в этом приближении и проводится теоретический анализ. Из (1) следует, что частицы по мере движения теряют энергию и меняют направление в соответствии со своим знаком. Этот эффект должен трансформировать спектр частиц и по энергии и по углу. Таким образом,

$$I(z, > E_0, \theta_0) \rightarrow I(z, > E, \theta),$$

где $I(z, > E_0, \theta_0)$ — интенсивность мюонов с энергией, превышающей E_0 , двигающихся под углом θ_0 на глубине атмосферы z, в отсутствие поля, а $I(z, E, \theta)$ — трансформированный полем спектр:

$$E = E_0 + \Delta E, \quad \theta = \theta_0 - \Delta \theta,$$

 ΔE , $\Delta \theta$ — смещение соответственно энергии и угла. Определим явное выражение для трансформации спектра с точностью до квадратичных по полю членов. Оценим приблизительно характерную величину смещения угла на уровне регистрации z_0 . Из нижнего уравнения (1) следует, что

$$\Delta \theta \sim -e^{\pm} \Phi \sin \theta_0 / [E + \alpha (z_0 - \lambda_a) / \cos \theta_0] \ll 1.$$

Отметим, что из первого уравнения (1) следует, что потери энергии, вызванные изменением направления траектории под действием поля $(\Delta \theta)$ — величина третьего порядка малости в сравнении с потерями без поля, поскольку $|e^{\pm}\beta_e| \ll \alpha$ и $\Delta\theta \ll 1$. Рассматривая в целом задачу с точностью до второго порядка, полагаем, что величина трансформации спектра по энергии будет зависеть только от проекции напряженности на первоначальное направление частицы θ_0 , т.е. $\Delta E = \Delta E(B, E_0, \theta_0)$. Что касается самого смещения направления, то оно пренебрежимо мало лишь для направлений, близких к направлению поля, но в общем случае им пренебрегать нельзя. Оценим величину смещения угла точнее. По глубине всей атмосферы поле переменно. Представим его в виде суммы постоянной сохраняющейся части напряженности $\Phi/(z_0-\lambda_q)$ и переменной $[B(z,\lambda_q)-\Phi]/(z_0-\lambda_q)$. Учитывая круто убывающую зависимость интенсивности регистрируемых мюонов от угла, пренебрежем вкладом переменного поля, наиболее значимого при больших значениях углов. Тогда, решая (1), величину смещения от первоначального направления с точностью до второго порядка можно представить в виде

$$\Delta\theta(z_0, E, \theta_0) = \frac{e^{\pm}\Phi \sin\theta_0}{\alpha(z_0 - \lambda_g)} \ln\left(1 + \frac{\alpha(z_0 - \lambda_g)}{E \cos\theta_0}\right) + \left(\frac{e^{\pm}\Phi}{\alpha(z_0 - \lambda_g)}\right)^2 \frac{\sin 2\theta_0}{2} \times \left[\ln\left(1 + \frac{\alpha(z_0 - \lambda_g)}{E \cos\theta_0}\right) - \left(1 + \frac{\alpha(z_0 - \lambda_g)}{E \cos\theta_0}\right)^{-1}\right]. \quad (2)$$

Полную трансформацию спектра мюонов рассмотрим как два независимых процесса трансформации— по углу и по энергии. Трансформацию по углу оцениваем с точностью до второго порядка малости смещения направления, представив его в виде разложения в степенной ряд:

$$I(>E(B, E_{0}, \theta_{0}), \theta(B, E, \theta_{0})) =$$

$$= I(>E(B, E_{0}, \theta_{0}), \theta_{0}) -$$

$$-\Delta\theta \frac{d}{d\theta_{0}} [I(>E(B, E_{0}, \theta_{0}), \theta_{0})] +$$

$$+ \frac{\Delta\theta^{2}}{2} \frac{d^{2}}{d\theta_{0}^{2}} [I(>E(B, E_{0}, \theta_{0}), \theta_{0})]. \quad (3)$$

При этом полная трансформация спектра полем выражается только через трансформацию его по энергии без смещения первоначального направления. Для определения угловой зависимости воспользуемся эмпирической аппроксимацией порядка $\cos^2\theta_0$ ([26], стр. 473). Тогда для случая с полем из (1) следует

$$I(> E(B\cos(\theta_0), E_0), \theta_0) =$$

$$= I(> E(B\cos(\theta_0), E_0), 0)\cos^2\theta_0. \quad (4)$$

Для простоты изложения ниже рассмотрим спектр для вертикальных частиц, для которых $B\cos(\theta_0) = B$. Тогда трансформированный по энергии спектр в направлении θ_0 всегда получим из вертикального, учитывая (4) и заменяя B на $B\cos(\theta_0)$. Явное выражение для спектра, трансформированного таким образом, можно получить из кинетического уравнения для одномерного случая, учитывающего влияние поля. В работе [12] приводится его решение и процедура приведения к удобному виду. Для определенности и упрощения записи рассмотрим трансформацию положительно заряженных мюонов, подразумевая, что для отрицательных выкладки аналогичны, но знак поля нужно инвертировать. Ниже будем придерживаться того же правила, специально оговаривая

моменты, когда знак нужно учитывать. Приведем спектр для вертикальных мюонов, отражающий трансформацию в произвольном поле:

$$J_{\mu} = J_{\mu}^{0} \left(z_{0}, E - e^{\pm} \Phi \right) \times \\ \times \left[1 + \int_{z^{*}}^{z_{0}} \frac{\varepsilon_{\Phi}}{cp_{\Phi}} \frac{b_{\mu}e^{\pm}B_{0}(z^{*}, z)dz}{z[cp_{\Phi}(z)]^{2}} - \right. \\ \left. - \int_{z^{*}}^{z_{0}} \left(1 + \frac{3}{2} \left(\frac{mc}{p_{\Phi}(z)} \right)^{2} \right) \frac{b_{\mu}e^{\pm 2}B_{0}^{2}(z^{*}, z)dz}{z[cp_{\Phi}(z)]^{3}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left(\int_{z^{*}}^{z_{0}} \frac{\varepsilon_{\Phi}}{cp_{\Phi}} \frac{b_{\mu}e^{\pm}B_{0}(z^{*}, z)dz}{z[cp_{\Phi}(z)]^{2}} \right)^{2} \right] + \\ \left. + \Delta(z_{0}, z^{*}, E, \Phi). \quad (5)$$

Здесь J_{μ}^{0} — фоновый спектр мюонов, z^{*} — уровень чувствительности — значение верхней границы грозового поля, оказывающего влияние на регистрируемую интенсивность мюонов, оно определяется минимизацией ошибки представления решения в таком виде в первом приближении $z^* = \lambda_q$. Физический смысл его в том, что на глубине атмосферы порядка пробега для ядерного взаимодействия частиц, способных достичь уровня земли, малое количество, они еще не размножились, а те, что родились, имеют относительно большую потерю энергии на взаимодействие со средой, так что влияние поля на их спектр мало заметно; B_0 — разность потенциалов между уровнями z^* и z; $\Phi = B_0(z^*, z_0)$; p(z) — импульс на высоте z. $\varepsilon_{\Phi} = \varepsilon(z) - e^{\pm}\Phi$, ε — полная энергия. Такая упрощенная запись точного решения кинетического уравнения с небольшой ошибкой позволяет выразить относительное изменение интенсивности мюонов под влиянием поля, не прибегая к использованию конкретных моделей рождения и транспорта мюонов, а также распределения самого поля. Выражение в явном виде демонстрирует разделение вариаций потока мюонов на два типа. Первый, это смещение фонового спектра по энергии на величину эффективной разности потенциалов. Второй тип, представленный выражением в квадратной скобке в виде разложения по степеням малости влияния поля, вызван изменением функции выживания мюонов и корректирует трансформацию фонового спектра. В обычной ситуации, когда верхняя граница поля t не превышает высоты уровня чувствительности z^* в силу действия глобальной электрической цепи, $e\Phi \approx 0.25 \text{ M}$ э $\text{B} \ll mc^2$, зависимость от разности потенциалов можно не рассматривать и вся трансформация спектра определяется вторым типом. Этот период грозовой активности, по-видимому, и отражен в распределении вариаций мюонов (рис. 2) в области приземного поля ± 7 кВ·м⁻¹. В редких случаях, когда $t > z^*$, т.е. граница поля выше, значение Φ может иметь определяющее значение. На распределении (рис. 2) такие события соответствуют большому разбросу амплитуд возмущений в областях за пределами $\pm 7 \text{ кB·м}^{-1}$. Если пороговая энергия регистрируемых мюонов мала, $E \sim e\Phi$, а $e\Phi \sim 100$ МэВ, то разложение по степеням малости не проявляет быстрой сходимости. Но даже в этих случаях для интегральных оценок представлением (5) можно пользоваться в силу того, что ошибка входит с весом дифференциальной интенсивности. Таким образом, ошибками, возникающими в области низких энергий мюонов, можно пренебречь, поскольку их мало вследствие распада.

Из выражения (5) следует, что в эксперименте проявляется только влияние разности потенциалов поля от уровня z^* в отношении к энергии частиц. Эта величина меняется достаточно медленно. Ее удобно характеризовать регулярной составляющей, выражаемой через среднюю напряженность β_R и вариацией — отклонением от регулярного значения:

$$B(z^*, z) = \Phi - \beta_R(z_0 - z) - \delta B(z, z_0),$$

$$\beta_R = \Phi/(z_0 - z^*),$$

$$\delta B(z, z_0) = \int_z^{z_0} \delta \beta(z) dz,$$

$$\delta \beta = \beta(z) - \beta_R, \quad z_0 < z \le z^*.$$

$$(6)$$

В процессе интегрирования линейных по полю членов вариации на результат не влияют. Но при вычислении квадратичных результат проявляется через их пространственную дисперсию. Если существует некая закономерная полевая структура, отличная от регулярной напряженности на размере Δz , и имеет место случайный разброс параметров в пространстве, то вариации напряженности будут коррелированы на масштабе Δz . Расписывая $(\delta B)^2$ согласно (6), выделяем под знаком интеграла корреляционную функцию от напряженности. Предположим, что высотное распределение напряженности формируется случайной пуассоновской выборкой, изменяющей значение β (с каждым изменением состояния некоторого случайного процесса) в среднем через промежуток Δz . Тогда значение корреляционной функции определяется выражением

$$\langle \delta \beta(z) \delta \beta(z') \rangle = \sigma_{\beta}^{2} \exp\left(-|z - z'|/\Delta z\right),$$

$$\sigma_{\beta}^{2} = (z_{0} - h)^{-1} \int_{b}^{z_{0}} \left[\delta \beta(z)\right]^{2} dz \tag{7}$$

([27], стр. 602). Здесь σ_{β}^2 — пространственная дисперсия напряженности поля по высоте в области $z^* < z < z_0$. Интегрируем, используя значение корреляционной функции, и получаем

$$[\delta B(z, z_0)]^2 = 2\sigma_{\beta}^2(z_0 - z)\Delta z \times \times \left\{1 - \left[1 - \exp\left(-(z_0 - z)/\Delta z\right)\right] \times \Delta z/(z_0 - z)\right\} + \theta_B,$$

$$\theta_B = \int_z^{z_0} \left\{ \int_z^{z'} \left[\delta \beta(z')\delta \beta(z'') - \left(\delta \beta(z')\delta \beta(z'')\right)\right] dz'' + \left(\delta \beta(z')\delta \beta(z'') - \left(\delta \beta(z')\delta \beta(z'')\right)\right] dz'' \right\} dz'.$$

$$(8)$$

Здесь θ_B — случайная ошибка, определяемая знакопеременным статистическим разбросом около средних значений корреляционной функции. С учетом того, что при интегрировании ошибки взаимно компенсируются, влияние θ_B на вариации мюонов пренебрежимо мало.

Рассмотрим выражение (8) для дисперсии разности потенциалов, куда входит Δz — масштаб коррелированного (регулярного) поведения поля. Рассмотрим два крайних случая:

$$[\delta B(z, z_0)]_{\Delta z \ll z_0 - z}^2 = 2\sigma_{\beta}^2 (z_0 - z) \Delta z,$$

$$[\delta B(z, z_0)]_{\Delta z \gg z_0 - z}^2 = \sigma_{\beta}^2 (z_0 - z)^2.$$
(9)

Первый случай соответствует движению частиц вдали от установки. По мере движения частиц в поле проявляется уменьшенное влияние дисперсии в сравнении с регулярной квадратичной составляющей. Второй случай (9) ($\Delta z \gg z_0 - z$) соответствует движению частиц вблизи места регистрации. При этом их энергия минимальна, а следовательно, и чувствительность спектра к влиянию поля максимальна. Вместе с тем эта оценка является и верхним значением полного представления. Для оценки масштаба ближайшей к установке электрической структуры нужно учесть, что в атмосфере в районе нулевой изотермы процесс таяния падающих поляризованных льдинок приводит к возникновению тонкого слоя значительного заряда. Ниже локальных образований значительный заряд уже не возникает. Характерный масштаб — это расстояние до него. Регулярная составляющая разности потенциалов между нижним слоем заряда (h) и уровнем земли (z_0)

$$B(h, z_0) = \beta_B(z_0 - h).$$

В силу действия глобальной электрической цепи в общем случае значение разности потенциалов во всей области ниже z^* будет

$$B(z^*, z) = \Phi - \beta_R(z_0 - z) - \delta B(z, z_0),$$

$$z_0 < z \le h,$$

$$B(z^*, z) = \frac{\Phi - \beta_R(z_0 - h)}{h - z^*} (z - z^*) + \delta B(z, h),$$

$$h < z < z^*.$$
(10)

В качестве оценки корреляционных функций примем вариант представления $(\Delta z \gg z_0 - z)$ в (9) для нижней области атмосферы и в то же время вовсе пренебрежем вкладом неоднородностей поля в верхней части. Такое представление, на наш взгляд, наиболее эффективно характеризует влияние отклонения реальной разности потенциалов от регулярного линейного роста с высотой. Поскольку ошибки, возникающие при упрощении в разных областях, имеют разные знаки, в результате они должны в большой степени компенсировать друг друга. Введем коэффициент пропорциональности квадрата среднего значения напряженности поля и его пространственной дисперсии:

$$m_{\sigma}^2 = (\beta_R/\sigma_{\beta})^2$$
.

Эта величина является характеристикой формы структуры поля, влияющей на вариации мюонов. Измеряемая на уровне земли напряженность в силу геометрии окружающей обстановки и повышенной приземной проводимости лишь пропорциональна регулярному значению напряженности β_R . Поэтому нужно ввести коэффициент пропорциональности

$$k_D = D_R/D$$
,

где D — измеряемая приземная напряженность, D_R — средняя по пространству напряженность между нижним зарядовым слоем и землей.

Выразив в (5) значение произвольной разности потенциалов через ее регулярные характеристики, мы свели неизвестное распределение поля до четырех параметров, характеризующих его и влияющих на интенсивность мюонов. Эти параметры следующие: Φ — разность потенциалов между верхней границей влияния поля на интенсивность мюонов (z^*) и уровнем регистрации (z_0) ; \mathbf{h} — высота

расположения в атмосфере нижнего локального зарядового слоя, ближайшего к уровню регистрации; β_R — средняя напряженность поля в области $(h-z_0)$; $\sigma_{\beta R}^2$ — пространственная дисперсия напряженности поля по высоте в области $(h-z_0)$. Три последних параметра можно экспериментально оценить, измеряя напряженность приземного поля, поскольку она определяется ими. Коэффициенты связи (k_D, m_σ, h) можно получить путем сравнения теоретически вычисленных коэффициентов регрессии приземной напряженности с полученными экспериментально на большой статистике.

Для оценки полной интенсивности мюонов нужно знать отношение числа положительно заряженных мюонов к отрицательным. Оно в широком диапазоне энергий на разных высотах нижних слоев атмосферы является слабо изменяющейся величиной от значения примерно 1.2 $(E_{\mu} \sim 1 \text{ ГэВ})$ до примерно 1.3 ($E_{\mu} \gg 1$ ГэВ) при среднем значении $\eta \approx 1.25$ [28]. Но неопределенность существует при низких энергиях. В связи с этим важно оценить из эксперимента по вариациям с приземным полем зарядовое отношение η для слабо изученной области низких энергий и для нашей высоты. Можно использовать такую экспериментальную оценку как калибровку метода расчета с целью получения надежных значений коэффициентов регрессии с разностью потенциалов в тропосфере для применения на практике. Имея четыре экспериментально измеренных коэффициента квадратичной зависимости от приземной напряженности для интенсивностей с двумя разными порогами по энергии, можно задачу определения четырех параметров (k_D, m_σ, h, η) решить однозначно.

Метод вычисления коэффициентов регрессии и их явный вид приводятся в Приложении.

В табл. 1 приведены экспериментальные результаты работы по определению коэффициентов регрессии с приземным полем на установке «Ковер» в период 2000–2003 гг. Воспользуемся статистическими данными для оценки средних параметров нижней электрической структуры грозового поля над установкой.

Определим параметр эффективной высоты расположения локального заряда h_{eff} . Поскольку квадратичные коэффициенты по напряженности от зарядовой асимметрии не зависят, но существенно зависят от энергии, проведем оценку, сравнивая значения экспериментальных коэффициентов при разной энергии, т. е. решая уравнение

$$\frac{B_{D1}^{TH}(h_{eff}) + B_{\sigma D1}^{TH}(h_{eff})}{B_{D2}^{TH}(h_{eff}) + B_{\sigma D2}^{TH}(h_{eff})} = \frac{B_{D1}^{EXP}}{B_{D2}^{EXP}}.$$

Приведенные здесь в уравнении и далее по тексту коэффициенты регрессии (при квадратичных членах B_D и при линейных A_D) определены в Приложении (см. формулы (15) и пояснения к ним). Индексами «TH» и «EXP» обозначены соответственно их расчетные и экспериментальные значения. Индексом «1» отмечены коэффициенты регрессии для области E > 100 МэВ, а индексом «2» для области E > 1 ГэВ. В уравнении отсутствуют неопределенные параметры. Возможно влияние верхней эффективной границы поля, но ее вариации малозначительны. Эффективная высота расположения локального заряда, удовлетворяющая измерениям, оказывается равна $h_{eff} = 688(1 \pm 0.11) \ {\rm г/cm^2}$ $(3.3 \pm .9 \text{ км над ур. моря})$, что вполне согласуется с общими представлениями. Таким образом, мы определились с параметром высоты заряда. Для определения k_D , линейно связывающего измеряемую напряженность приземного поля со средним значением напряженности под локальным зарядом, воспользуемся областью энергий более 1 ГэВ, где хорошо известно зарядовое отношение мюонов. Проведем его калибровочное измерение. Из формулы (15) из Приложения следует

$$k_D = \frac{1}{\delta_D^{N2}} \frac{A_{D2}^{EXP}}{A_{D2}^{TH} (1 - \cos^5 \langle \theta \rangle)} = 5.27 (1 \pm \Delta_k),$$

$$\Delta_k = \sqrt{\Delta_{stAD2}^2 + \Delta_c^2} = 0.16.$$
(11)

Здесь $\langle \theta \rangle = 65^{\circ}$ — средняя граница экранировки горами. Ошибки оценки приведены в относительной форме. Статистическая ошибка экспериментального определения коэффициента регрессии Δ_{stAD2} указана в табл. 1, учтена и характерная ошибка приближенного вычисления коэффициентов $\Delta c = 0.1$.

Оценим зарядовое соотношение мюонов для области малой энергии 100–1000 МэВ в отношении к хорошо известному значению в области большой энергии. Для этого построим из имеющихся интегральных коэффициентов регрессии коэффициент для этой области:

$$\Delta DA_{D12}^{EXP} = \frac{\Delta N_{\mu D1}}{N_{\mu 1}} \frac{k_{\mu 1} N_1}{N_1 - N_2} - \frac{\Delta N_{\mu D2}}{N_{\mu 2}} \frac{k_{\mu 2} N_2}{N_1 - N_2} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta DA_{D1}^{EXP} N_1}{N_1 - N_2} - \frac{\Delta DA_{D2}^{EXP} N_2}{N_1 - N_2} =$$

$$= \delta_D^{N12} k_D \Delta D \left(\frac{A_{D1}^{TH} N_1}{N_1 - N_2} - \frac{A_{D2}^{TH} N_2}{N_1 - N_2} \right). \quad (12)$$

Индекс «1» соответствует области энергии более $100~{\rm MpB},~{\rm «2»}-{\rm болеe}~1~{\rm \Gamma pB},~{\rm «12»}-{\rm диапазон}$

100—1000 МэВ; $N_1=205~{\rm c}^{-1}{\rm m}^{-2}$ — суммарная фоновая интенсивность с порогом 100 МэВ, $N_2=108~{\rm c}^{-1}\cdot{\rm m}^{-2}$ — фоновая интенсивность мюонов большой энергии $(E>1~{\rm ГэВ}),~\delta_D^{N12}$ — эффективное интегральное зарядовое отношение для области энергий 100—1000 МэВ, δ_D^{N2} — интегральное зарядовое отношение для области энергий более 1 ГэВ. Поскольку в этой области спектр мюонов вместе с дифференциальными коэффициентами регрессии убывающий, примем значение $\delta_D^{N2}=\delta(1~{\rm ГэВ})=0.091$ $(\eta(1~{\rm ГэВ})=1.2)$. Подставив из $(11)~k_D$, выраженное через δ_D^{N2} , решая уравнение (12), получим

$$\frac{\delta_D^{N12}}{\delta_D^{N2}} = \left(\frac{A_{D1}^{EXP}}{A_{D2}^{EXP}} \frac{N_1}{N_2} - 1\right) \left(\frac{A_{D1}^{TH}}{A_{D2}^{TH}} \frac{N_1}{N_2} - 1\right)^{-1}.$$

Подставляя коэффициенты и экспериментальные значения из таблицы, имеем

$$\delta_{12} = 0.8782 \delta_{E2} [1 \pm \Delta_{\sigma}] (1 \pm 0.10),$$

$$\eta_{12} = 1.1735 (1 \pm \Delta_{\eta}),$$

$$\Delta_{\delta} = \sqrt{\Delta_{stAD1}^2 + \Delta_{stAD2}^2 + 2\Delta_c^2} /$$

$$\left/ \left(1 - \frac{A_{D2}^{EXP}}{A_{D1}^{EXP}} \frac{N_2}{N_1} \right) = 0.235,$$

$$\Delta_{\eta} = 2\sigma_{12} \Delta_{\sigma} = 0.038.$$
(13)

Отсюда видно, что зарядовое отношение, если убывает, то ненамного, и в основном сохраняет свое значение даже в низкоэнергетической области, вплоть до энергии 100 МэВ. Учитывая убывающий характер спектра мюонов в области больших энергий, а также ослабление эффекта влияния поля, примем значение (13) справедливым при интегрировании по всей энергетической области. При вычислении коэффициентов регрессии с разностью потенциалов тропосферы, пользуясь малым изменением зарядового отношения и слабой энергетической зависимостью отношения коэффициентов A_{Φ}^{J}/A_{D}^{J} , также примем $\delta_{\Phi}^{N} = \delta_{D}^{N12}$.

Приравняв сумму теоретически рассчитанных квадратичных по напряженности коэффициентов экспериментальному значению, решая уравнение относительно параметра m_{σ} , оценим пространственную дисперсию поля под локальным зарядом:

$$m_{\sigma}^{2} = \left(\frac{B_{D1}^{EXP}}{k_{D}^{2}B_{D}^{TH}} - 1\right) \frac{B_{D}^{+}}{B_{\sigma D}^{+}} = 2.80(1 \pm \Delta_{m2}),$$

$$\Delta_{m2} = \sqrt{\Delta_{stBD1}^{2} + 3\Delta_{c}^{2} + 4\Delta_{k}^{2}} = 0.28,$$

$$\sigma_{R}^{2} = (k_{D}m_{\sigma}D)^{2} = (8.8D)^{2}(1 \pm 0.6).$$

Таблица 2. Коэффициенты регрессии мюонов с регулярными параметрами атмосферного поля для эффективного граничного зенитного угла 65° (экранировка горами)

Порог	$A_{DR} \cdot 10^3$,	$B_{DR} \cdot 10^6$,	$B_{\sigma DR} \cdot 10^5$,	$A_{\Phi} \cdot 10^2$,	$B_{\Phi} \cdot 10^5$,
энергии	$\%/(\kappa B/M)$	$\%/(\kappa B/M)^2$	$\%/(\kappa \mathrm{B/m})^2$	$\%/({ m MB})$	$\%/({ m MB})^2$
100 МэВ	$-1.53(1\pm.19)$	$-9.73(1\pm.10)$	$-2.67(1\pm .28)$	$1.73(1\pm.19)$	$3.93(1 \pm .10)$
1100 МэВ	$533(1 \pm .19)$	$-2.83(1\pm.10)$	$479(1 \pm .28)$	$0.91(1 \pm .10)$	$2.62(1\pm.10)$

Примечание. A_{DR} и B_{DR} — коэффициенты при линейном и квадратичном членах регрессии интенсивности мюонов со средней напряженностью в области атмосферы ниже локального заряда. $B_{\sigma D}$ — коэффициент регрессии с пространственной дисперсией этого поля. A_{Φ} — коэффициент линейной регрессии с разностью потенциалов в тропосфере. B_{Φ} — коэффициент квадратичной регрессии с разностью потенциалов в тропосфере.

Таблица 3. Оцененные параметры потока регистрируемых мюонов и приземного поля

h_{eff}	$\eta_D,0.1$ –1 ГэВ	k_D	m_{σ}
$3.3(1\pm0.27)$ км	$1.173(1\pm.04)$	$5.3(1 \pm .19)$	$1.7(1 \pm .14)$

Примечание. h_{eff} — эффективная высота расположения локального заряда в атмосфере (в км от уровня моря), η_D — отношение интенсивностей мюонов разного знака в области энергий 100–1000 МэВ, k_D — эффективное значение коэффициента связи приземной напряженности и усредненного по высоте значения напряженности в области ниже уровня локального заряда, m_{σ} — значение коэффициента связи усредненной по высоте напряженности и ее среднеквадратичного отклонения для области ниже уровня локального заряда.

Таким образом, мы оценили коэффициенты связи измеряемого поля на поверхности земли со средними по пространству характеристиками поля до уровня нижнего локального заряда. Учитывая тот факт, что среднеквадратичное значение измеряемого приземного поля во время гроз по многолетним данным $D_{eV} \approx \pm 3 \text{ кB/м}$, можно сделать вывод о характерных пространственных параметрах грозового поля в условиях нашей местности под локальным зарядом: среднее значение амплитуды $D_{ReV} \approx$ $pprox k_D D_{eV} = 16$ к $\mathrm{B/m}$, а среднеквадратичный разброс $\sigma_R = m_\sigma D_{ReV} \approx \pm 27$ кВ/м. Характерное предельное значение измеренной приземной напряженности $D_{lim} \approx \pm 12 \text{ кB/м}$. Соответственно, характерные предельные значения для $D_{R\ lim}=63\ {
m kB/m}$ и $\sigma_{R,lim} \approx \pm 106 \text{ kB/m}.$

Подставив полученные на основе экспериментального материала коэффициенты связи k_D, m_σ и параметры h_{eff}, δ_D^{N12} в регрессионное уравнение для вариаций мюонов (15) из Приложения, приведем его к виду, содержащему лишь один не измеряемый параметр Φ — разность потенциалов между средним уровнем генерации мюонов и уровнем их регистрации.

В табл. 2 приведены вычисленные теоретически коэффициенты регрессии интенсивности мюо-

нов для наиболее влияющих параметров регулярного атмосферного поля. В табл. 3 даны измеренные с их помощью некоторые физические параметры, характеризующие электрическое состояние атмосферы. Степень соответствия параметров реальности характеризует точность модели. Используя коэффициенты регрессии A_{Φ} и B_{Φ} , можно интерпретировать наблюдаемые во время гроз значительные возмущения интенсивности регистрации, не связанные с другими измеряемыми параметрами, как возникновение над установкой сильных (порядка 100 МВ) полей в стратосфере. В статье [20] описывается распределение разного знака амплитуд возмущений мюонов. События с амплитудой более 1% не зарегистрированы. Причем положительных возмущений, превышающих 0.5%, очень мало. Характерная разность потенциалов в стратосфере до уровня генерации мюонов λ_q при соответствующей пороговой напряженности для возникновения лавин убегающих электронов [19] равна: $\Phi_C = 1.24 \beta_C \lambda_g = 451 \text{ MB}$, где $\beta_C = 1.67 \text{ MэB/(г/см}^2)$ соответствует 216 кВ·м⁻¹ при нормальных атмосферных условиях. Если ток сквозь стратосферу достаточен, чтобы наращивать разность потенциалов и дальше, то при Φ_C = $= 1.32 \beta_C \lambda_q = 480 \text{ MB}$ становится возможной циклическая генерация, ионизация стратосферы рез-

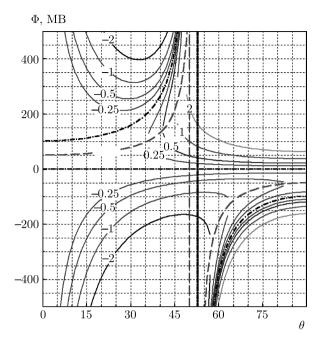


Рис. 7. Связь разности потенциалов между характерным уровнем генерации мюонов $(11.4~\rm km$ над ур. моря) и уровнем регистрации $(1.7~\rm km$ над ур. моря) с амплитудой возмущения темпа счета мюонов (%) с энергией более $100~\rm MpB$ в зависимости от граничного зенитного угла. На рисунке приведены процентные изолинии. Вертикальная черная линия отмечает положение, где коэффициент при квадратичном члене обращается в нуль. Штриховая синяя линия отмечает верхнюю границу экранировки соседней горой. Усредненная граница экранировки горами 65°

ко возрастает и поле должно стабилизироваться. На рис. 7 представлен графически отклик возмущения регистрации, выраженный в процентах, в зависимости от разности потенциалов между уровнем $\lambda_a = 218 \text{ г/см} (11.4 \text{ км})$ и установкой (1.7 км) и граничным зенитным углом, под которым просматривается атмосфера. Высота уровня λ_q примерно соответствует тропопаузе, определяющей верхнюю границу конвекции. На основании наблюдения предела амплитуды возмущения, приведенного в статье [20], и из расчета, результат которого с точностью 20% приведен на рис. 7, следует, что события с $\Phi = \pm \Phi_C$ и радиусом более R = $= (11.4 - 1.7) \cdot \operatorname{tg} 15(1 \pm 0.2)^{\circ} \text{ km} = 2.6(1 \pm 0.2) \text{ km}$ маловероятны. Возможно, этот факт является следствием ограничения роста размера грозовых ячеек пробоем на убегающих электронах.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Таким образом, многое стало понятно в экспериментально полученных данных о вариациях мюонов во время гроз. Но новые перспективы для исследо-

ваний открыло привлечение к анализу других данных, в частности, измерений магнитного поля. В четырех километрах от установки Ковер на большой глубине в подземной штольне находится Лаборатория № 1 Северо-Кавказской геофизической обсерватории Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта. Расположенная там трехкомпонентная цифровая магнитовариационная станция зарегистрировала геомагнитные пульсации одновременно с сильными возрастаниями интенсивности мюонов и мягкой компоненты [29, 30]. Таким образом, изменения интенсивности мюонов могут служить поиску новых геофизических эффектов [31]. Но не только магнитные данные были привлечены к анализу возмущений в космических лучах.

Лаборатория №1 имеет также высокоточные инклинометры, данные которых были также использованы для анализа сложных событий [32].

Далее модель циклической генерации частиц в сочетании с экспериментальными оценками высоты ячеек такой генерации позволили выдвинуть гипотезу о существовании нового типа высотного разряда (достаточно медленного, в отличие от спрайтов и джетов). Для проверки этой гипотезы были оборудованы две станции наблюдения с видеокамерами. Они просматривают область неба над установкой с расстояния 0.5 км (п. Нейтрино, преимущественное направление — на юг) и 75 км (село Хасанья на окраине Нальчика — преимущественное направление на запад). В каждом пункте регистрация проводится двумя камерами в цветном и инфракрасном диапазонах. Свечение над областью грозы было действительно зарегистрировано [33].

Таким образом, вариации потока мюонов могут служить важным инструментом исследования сложных геофизических процессов [34,35], включающих магнитные суббури и сейсмику. Такие комплексные исследования сейчас ведутся, и они позволили получить некоторые уникальные случаи с возникновением сильных электрических полей в атмосфере в отсутствие грозы [36,37].

Возвращаясь к обсуждению результатов моделирования, опубликованных в [6, 7], можно отметить, что кроме быстрых вариаций температуры, возможным объяснением требуемой разности потенциалов чрезмерно большого значения является пространственная дисперсия напряженности. Она, не меняя суммарной разности потенциалов, усиливает квадратичные эффекты, ведущие к преимущественному распаду мюонов. В работе [38] метод оценки электрической структуры над установкой был применен нами на практике. Нужно отметить, что в рас-

чете центральным моментом выступает участие глобальной электрической цепи, которая замыкает грозовой ток, формируемый электродвижущей силой падающих осадков через ионосферу, области Земли с хорошей погодой и поверхностный хорошо проводящий слой земли. Обширные области «хорошей» погоды поддерживают разность потенциалов между ионосферой и поверхностью земли 0.25 МВ, несмотря на свою низкую удельную проводимость. Но опубликованные в последнее время результаты наших наблюдений [35-37] в дополнение к работе [7] вносят новый вклад в перечень «непонятных эффектов». В работах были отмечены события возмущения мюонной интенсивности, отвечающей разности потенциалов в тропосфере около 100 МВ, сопровождаемые яркими проявлениями большого вертикального тока в атмосфере (более $10 \text{ нA} \cdot \text{м}^{-2}$) при хорошей погоде. В эти моменты наблюдались свечения атмосферы, геомагнитные возмущения и сейсмическая возмущенность малой амплитуды. Все эти геофизические эффекты возможны лишь при наличии электрического поля в атмосфере с электродвижущей силой большой мощности. Возможно, источником энергии может служить сброс напряжения в разломах горных пород. Существуют механизмы, приводящие к разделению зарядов в толще земли при разрушении породы, см., например, [39]. Флюиды, заполняющие образуемые трещины, могут способствовать еще большему разделению зарядов, выводя отрицательный на поверхность земли. В этом случае замыкание глобальной электрической цепи происходит гораздо ниже поверхности земли, под установкой может возникать разность потенциалов. Тогда выше установки, даже при хорошей погоде должно быть поле, компенсирующее подземное в силу действия глобальной электрической цепи. Возможно, что измеренная по вариациям мюонов разность потенциалов в атмосфере 1.3 ГВ, опубликованная в [7], действительно могла иметь место, если такого же порядка разность потенциалов другого знака поддерживалась токами под установкой. Такой процесс мог бы объяснить энергетику многих удивительных экспериментальных результатов, ранее измеренных и опубликованных нами [29, 32, 33, 40, 41].

Исследования на Баксане, инициированные А. Е. Чудаковым, продолжаются уже много лет, и их результаты опубликованы во многих работах. Настоящая работа суммирует результаты этих публикаций, главными из которых можно назвать следующие.

- 1. Электрическое поле атмосферы во время гроз влияет на интенсивность мюонной и электронно-фотонной компонент вторичных частиц космических лучей. Наблюдаются возмущения интенсивности двух ярко выраженных типов.
- (а) Для первого типа вариации малы, около 0.1%, и наблюдается хорошая корреляция с приземным полем, которая для обеих компонент имеет квадратичную зависимость. У электронно-фотонной компоненты она слабая положительная и определяется убывающими с уменьшением энергии потерями релятивистских электронов и позитронов в среде. У мюонов наблюдается сильная отрицательная зависимость, которая определяется нелинейной зависимостью вероятности распада от энергии частии.
- (б) Второй тип представляют значительные возмущения (для электронно-фотонной компоненты как правило около 1–10 %, иногда до нескольких десятков процентов, для мюонной компоненты около 1%). Для них корреляция с приземным полем только редкая, эпизодическая. Часто амплитуда обрывается до фонового значения в момент молниевого разряда. Электронно-фотонные возмущения объясняются генерацией тормозных фотонов с разных высот лавинами убегающих электронов. Большая их часть приходит из стратосферы. Возмущения мюонной интенсивности объясняются выходом части поля атмосферы за пределы высоты уровня своего влияния на транспорт мюонов и действием глобальной электрической цепи.
- 2. Аналитически получены теоретические оценки формирования вариаций электронно-фотонной и мюонной интенсивности приземным полем. Вычислены коэффициенты регрессии и откалиброваны на статистическом материале. В процессе калибровки по статистическому материалу наблюдений вариаций было измерено зарядовое отношение мюонов $J^+/J^- = 1.173 \pm 0.044$ на уровне установки 840 г \cdot см $^{-2}$. Оценена средняя высота нижнего зарядового слоя в грозовой атмосфере в условиях гор, $h = 3.3 \pm .9$ км над ур. моря. Определен коэффициент связи измеряемого приземного поля на уровне установки со средним значением поля в ущелье под нижним зарядовым слоем, $k_D = 5.27 \pm 0.84$. Теоретически определен и измерен коэффициент связи пространственной дисперсии поля под нижним зарядовым слоем с возмущением амплитуды мюонной интенсивности.
- 3. Получены с точностью 20 % аналитические оценки коэффициента связи амплитуды аномального возмущения интенсивности мюонов с разно-

стью потенциалов в тропосфере между характерным средним уровнем генерации мюонов и уровнем земли. Теоретически и практически изучена зависимость регистрируемых возмущений горизонтальной плоской установкой от зенитного угла. Возмущения интенсивности близкой к вертикали имеют сильный отрицательный квадратичный эффект вследствие преимущества механизма распада частиц. Интенсивность под большими зенитными углами, наоборот, имеет положительный квадратичный эффект благодаря преимуществу фокусирующего действия вертикального поля.

4. Экспериментально зарегистрированы события наличия в атмосфере полей порядка грозовых (около 100 МВ в тропосфере) в условиях хорошей погоды.

Работа выполнена на уникальной научной установке БПСТ центра коллективного пользования Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вычисление коэффициентов регрессии

Представим импульсный спектр вертикальных мюонов (сумма отрицательных и положительных) относительно простой функцией, удобной для интегрирования, нормированной на экспериментально измеренную интенсивность с ошибкой $\Delta_{\mu} < 20\,\%$ в интервале энергий $10^2 – 10^7$ МэВ и глубин 600 – 1800 г/см²

$$J_{\mu}(z_0, p) = \frac{G_{\mu}(pc/\alpha\lambda_g)^{1/2}(1 + \Delta_{\mu})}{\left[pc + A_{\mu} + \alpha(z_0 - \lambda_g)\right]^3}.$$
 (14)

Здесь $G_{\mu} = 6.7 \cdot 10^8 \; (\mathrm{M} \cdot \mathrm{B}^2 \cdot \mathrm{c}^{-1} \cdot \mathrm{m}^{-2} \cdot \mathrm{cp}^{-1}) \; \mathrm{нор}$ мированный по темпу счета коэффициент; A_{μ} = $= 1040 \text{ M}_{\rm 9}\text{B} - \text{параметр}$, приведенный в работе [26], стр. 464, используемый для аппроксимации спектров мюонов в области относительно низких энергий, определяется спектром пионов, слабо зависит от высоты и широты места наблюдения. Введем $G_{\pm\mu}$ — нормирующий коэффициент спектров мюонов разного заряда, медленно меняющийся с энергией (не более чем примерно на 10%) и удовлетворяющий условию $G_{+\mu} + G_{-\mu} = G_{\mu}$. Раскладываем правую часть (5) в ряд по степеням малости $[B(z^*,z)/cp(z)]$ до второго порядка. Используя (14), интегрируем по энергии, вынося за знак интегрирования медленно меняющиеся функции. Получаются выражения для коэффициентов регрессии регистрируемой вертикальной интенсивности мюонов разного знака на уровне земли. Характерная относительная точность аналитических оценок $\Delta c=\pm~0.1.$ Учитывая (4), перейдем к угловой зависимости спектра, трансформированного полем только по энергии:

$$I_{+\mu}(z_0, > E, \theta_0) = I_{+\mu}^0(z_0, > E, 0) \times$$

$$\times \left[\cos^2 \theta_0 + (A_D^+ D_R + A_\Phi^+ \Phi) \cos^3 \theta_0 + \right.$$

$$\left. + (B_D^+ D_R^2 + B_{\sigma D}^+ \sigma_{DR}^2 + B_\Phi^+ \Phi^2) \cos^4 \theta_0 \right].$$

Здесь $I^0_{+\mu}(>E,0)$ — вертикальная интенсивность положительных мюонов в отсутствие поля. Приведем явный вид коэффициентов:

$$\begin{split} A_D^+ &= -\left(\frac{\rho_0/\rho(z_0)}{D_0}\right) \frac{G_{\pm\mu}b_{\mu}\alpha z_0\chi_{AD}}{4N_{\pm\mu}^0(pc + \alpha z_0)^4} \times \\ &\times \left(\frac{pc}{\alpha\lambda_g}\right)^{1/2} \left(\frac{pc + \alpha z_0}{pc + E^*}\right)^3, \quad E^* = A_{\mu} + \alpha(z_0 - \lambda_g), \end{split}$$

$$B_{D}^{+} = -\left(\frac{\rho_{0}/\rho(z_{0})}{D_{0}}\right)^{2} \frac{G_{\pm\mu}b_{\mu}(\alpha z_{0})^{2}}{5N_{\pm\mu}^{0}(pc+\alpha z_{0})^{5}} \left(\frac{pc}{\alpha\lambda_{g}}\right)^{1/2} \times \left(\frac{pc+\alpha z_{0}}{pc+A_{\mu}+\alpha(z_{0}-\lambda_{g})}\right)^{3} \left[\chi_{BD} - \frac{\chi_{AD}^{2}b_{\mu}/2}{pc+\alpha z_{0}}\right],$$

$$B_{\sigma D}^{+} = -\left(\frac{\rho_0/\rho(z_0)}{D_0}\right)^2 \frac{G_{\pm\mu}b_{\mu}(\alpha z_0)^2 \chi_{B\sigma}}{5N_{\pm\mu}^0 (pc + \alpha z_0)^5} \times \left(\frac{pc}{\alpha \lambda_g}\right)^{1/2} \left(\frac{pc + \alpha z_0}{pc + A_{\mu} + \alpha (z_0 - \lambda_g)}\right)^3,$$

$$N_{\pm\mu}^{0}(pc) = \frac{G_{\pm\mu}/4}{(E^{*})^{1.5}(\alpha\lambda_{g})^{0.5}} \left[\frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{cp}{E^{*}}\right)^{0.5} - \frac{(cp/E^{*})^{0.5}}{1 + cp/E^{*}} \left[1 - \frac{2}{1 + cp/E^{*}} \right] \right],$$

$$\chi_{AD} = \ln \left[\frac{z_0}{h} \frac{pc + \alpha(z_0 - h)}{pc} \right] + \frac{1 - h/z_0}{1 - h/\lambda_g} \times \ln \left[\frac{h}{\lambda_g} \frac{pc + \alpha(z_0 - \lambda_g)}{pc + \alpha(z_0 - h)} \right],$$

$$\chi_{BD} = \ln\left[\frac{z_0}{h} \frac{pc + \alpha(z_0 - h)}{pc}\right] - \left(1 - \frac{1 - h/z_0}{1 - h/\lambda_g}\right) \times \frac{1 + pc/\alpha z_0}{1 + pc/\alpha(z_0 - h)} + \left(\frac{1 - h/z_0}{1 - h/\lambda_g}\right)^2 \times \left[\frac{h}{\lambda_g} \frac{pc + \alpha(z_0 - \lambda_g)}{pc + \alpha(z_0 - h)}\right],$$

$$\chi_{B\sigma} = \ln \left[\frac{z_0}{h} \frac{pc + \alpha(z_0 - h)}{pc} \right] - \frac{1 + pc/\alpha z_0}{1 + pc/\alpha(z_0 - h)} - \frac{1}{2} \frac{b\mu}{pc + \alpha z_0} \left(\ln \left[\frac{z_0}{h} \frac{pc + \alpha(z_0 - h)}{pc} \right] \right)^2,$$

$$\begin{split} A_{\Phi}^{+} &= \frac{G_{\pm\mu}}{N_{\pm\mu}^{0}} \frac{eb_{\mu}\Psi_{\Phi}P_{A\Phi}}{(E^{*})^{3.5}(\alpha\lambda_{g})^{0.5}}, \quad \Psi_{\Phi} &= \frac{pc+E^{*}}{pc+\alpha z_{0}}\chi_{A\Phi}, \\ P_{A\Phi} &= \frac{5}{8} \left[\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \left(\frac{pc}{E^{*}} \right)^{0.5} - \frac{(pc/E^{*})^{0.5}}{1+pc/E^{*}} \times \right. \\ &\times \left[1 + \frac{2/3}{1+pc/E^{*}} + \frac{8/15}{(1+pc/E^{*})^{2}} - \frac{(8/5)(E^{*})^{3}}{\chi_{A\Phi}b_{\mu}(pc+E^{*})^{2}} \right] \right], \\ B_{\Phi}^{+} &= -\frac{G_{\pm\mu}}{N_{\pm\mu}^{0}} \frac{e^{2}b_{\mu}\Psi_{\Phi}P_{B\Phi}}{(E^{*})^{4}(pc\alpha\lambda_{g})^{0.5}}, \quad P_{B\Phi} = P1 - P2, \\ P1 &= k0 + \frac{5}{8} \left[\left(\frac{pc}{E^{*}} \right)^{0.5} k1 \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{pc}{E^{*}} \right)^{0.5} - \frac{\pi}{2} \right) + \right. \\ &+ \left(1 + \frac{E^{*}}{pc} \right)^{-1} \left[k2 + k3 \left(1 + \frac{pc}{E^{*}} \right)^{-1} + k4 \left(1 + \frac{pc}{E^{*}} \right)^{-2} \right] \right], \\ P2 &= \left[1 + \frac{pc}{4E^{*}} \left(1 + \frac{b_{\mu}}{2E^{*}} \right) + \frac{5pc-E^{*}}{4b_{\mu}\Psi_{\Phi}} \right] \left(1 + \frac{pc}{E^{*}} \right)^{-4}, \\ k0 &= 2\frac{\chi_{B\Phi}}{\chi_{A\Phi}} + 2 - \frac{b_{\mu}\Psi_{\Phi}}{E^{*}}, \quad k1 = 7\frac{\chi_{B\Phi}}{\chi_{A\Phi}} + \frac{49}{8} - \frac{63}{16} \frac{b_{\mu}\Psi_{\Phi}}{E^{*}}, \\ k2 &= \frac{57}{15} \frac{\chi_{B\Phi}}{\chi_{A\Phi}} + \frac{351}{120} - \frac{561}{240} \frac{b_{\mu}\Psi_{\Phi}}{E^{*}}, \\ k3 &= \frac{22}{15} \frac{\chi_{B\Phi}}{\chi_{A\Phi}} + \frac{159}{180} - \frac{123}{120} \frac{b_{\mu}\Psi_{\Phi}}{E^{*}}, \\ k4 &= \frac{8}{15} \frac{\chi_{B\Phi}}{\chi_{A\Phi}} + \frac{1}{15} - \frac{b_{\mu}\Psi_{\Phi}}{2E^{*}}, \\ \chi_{A\Phi} &= 1 + \frac{pc}{pc+\alpha z_{0}} \left[\ln \left[\frac{z_{0}}{h} \frac{pc+\alpha(z_{0}-\lambda_{g})}{pc+\alpha(z_{0}-h)} \right] - \\ &- \frac{\lambda_{g}}{h-\lambda_{g}} \ln \left[\frac{h}{h} \frac{pc+\alpha(z_{0}-\lambda_{g})}{pc+\alpha(z_{0}-h)} \right] + \\ &+ \frac{pc}{pc+\alpha z_{0}} \left[\ln \left[\frac{z_{0}}{h} \frac{pc+\alpha(z_{0}-\lambda_{g})}{pc+\alpha(z_{0}-h)} \right] \right] \right]. \end{split}$$

Коэффициенты регрессии для напряженности приведены уже в абсолютном значении — не нормированные на плотность воздуха: $D_0 = (\alpha/\alpha_e)D_C$, $D_C = 216 \text{ кB/м}$ — критическая напряженность для пробоя на убегающих электронах в воздухе при нормальных условиях, $\alpha_e = 1.67 \text{ MэB/(г/см}^2)$ — минимальное значение для ионизационных потерь электрона в воздухе, $\alpha = 2 \text{ MэB/(г/см}^2)$ — постоянная ионизационных потерь для мюонов при нормальных условиях, $\rho_0 = 1.29 \cdot 10^{-3} \ (\Gamma/\text{см}^3) - \text{плот-}$ ность воздуха при нормальных условиях, $\rho(z_0) =$ $= 1.037 \cdot 10^{-3} \; (\Gamma/\text{см}^3) - плотность на высоте уста$ новки (840 г/см 2). В выражениях для коэффициентов в качестве энергетической переменной выступает cp(E), поскольку для пороговых значений приближение E = cp не всегда верно. Используемая вертикальная интенсивность мюонов $I_{\pm\mu}^0$ с порогом E определяется интегрированием (11) с нижним пределом cp(E). Методически достаточно высокая точность оценки коэффициентов регрессии определяется требованием результата в относительных единицах, при этом оппибки, связанные с упрощением вида спектра, компенсируются. Подставим $I_{+\mu}(z_0 > E, \theta_0)$ в (3), проинтегрировав по углу, получим $N_{\mu}(z_0 > E)$. Учитывая процентный состав мюонов N_{μ} в реально измеряемой интенсивности N, $k_{\mu} = N_{\mu}/N$:

$$k_{\mu}(E > 100 \text{ M} \cdot \text{B}) = 0.83, \quad k_{\mu}(E > 1 \text{ } \Gamma \cdot \text{B}) = 1,$$

получим интегральный вариант для коэффициентов регрессии с регулярными параметрами. Учитывая коэффициенты (k_D, m_{σ}, h) , связывающие регулярные параметры поля с измеряемым приземным, получим адаптированные к сравнению с экспериментом коэффициенты регрессии:

$$\frac{\Delta N}{N} = A_D D + (B_D + B_{\sigma D}) D^2 + A_{\Phi} \Phi + B_{\Phi} \Phi^2,
k_D D = D_R, \quad (m_{\sigma} D_R)^2 = \sigma_R^2,
A_D = \delta_D^N k_D A_D^{TH}, \quad B_D = k_D^2 B_D^{TH},
B_{\sigma D} = k_D^2 m_{\sigma}^2 B_{\sigma D}^{TH}, \quad A_{\Phi} = \delta_{\Phi}^N A_{\Phi}^{TH},
B_{\Phi} = B_{\Phi}^{TH}, \quad A_D^{TH} = \frac{4}{5} k_{\mu} A_D^+,
B_D^{TH} = \frac{2}{3} k_{\mu} B_D^+, \quad B_{\sigma D}^{TH} = \frac{2}{3} k_{\mu} B_{\sigma D}^+,
A_{\Phi}^{TH} = \frac{4}{5} k_{\mu} \times
\times \left[A_{\Phi}^+ + \frac{4}{3} \frac{\ln \left[1 + \sqrt{5/3} \alpha (z_0 - \lambda_g) / E \right]}{\alpha (z_0 - \lambda_g)} \right],$$

$$(15)$$

$$B_{\Phi}^{TH} = \frac{2}{3} k_{\mu} \times$$

$$\times \left[B_{\Phi}^+ + \frac{3}{2} A_{\Phi}^+ \frac{\ln \left[1 + \sqrt{5/3} \alpha (z_0 - \lambda_g) / E \right]}{\alpha (z_0 - \lambda_g)} - \right.$$

$$- \left[\alpha (z_0 - \lambda_g) \left(E \sqrt{3/5} + \alpha (z_0 - \lambda_g) / E \right) \right]^{-1} +$$

$$- \frac{1}{2} \left[\frac{\ln \left[1 + \sqrt{5/3} \alpha (z_0 - \lambda_g) / E \right]}{\alpha (z_0 - \lambda_g)} \right]^2 \right].$$

Здесь предельный зенитный угол взят 90° , D — измеряемая прибором приземная напряженность, а D_R и σ_R^2 означают соответственно среднюю напряженность и пространственную дисперсию для области атмосферы под локальным зарядом. Параметры

 δ^N_D и δ^N_Φ отражают интегральную зарядовую асимметрию мюонов. Они связаны с дифференциальной величиной δ соотношениями

$$\delta^N_D = \frac{\int\limits_E^\infty \delta \cdot J A^J_D \, dE}{\int\limits_E^\infty J A^J_D \, dE}, \quad \delta^N_\Phi = \frac{\int\limits_E^\infty \delta \cdot J A^J_\Phi \, dE}{\int\limits_E^\infty J A^J_\Phi \, dE}.$$

Параметр δ связан с отношением интенсивностей мюонов разного знака η следующим образом:

$$\delta = \frac{J^+ - J^-}{J^+ + J^-}, \quad \eta = \frac{J^+}{J^-} = \frac{1 + \delta}{1 - \delta}.$$

.ЛИТЕРАТУРА

- V. V. Alexeyenko, A. E. Chudakov, V. G. Sborshikov, and V. A. Tizengauzen, Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla. 5, 352 (1985).
- V. V. Alexeenko, A. B. Chernyaev, A. E. Chudakov, N. S. Khaerdinov, S. Kh. Ozrokov, and V. G. Sborshikov, Proc. 20th Intern. Cosmic Ray Conf., Moscow 4, 272 (1987).
- A. S. Lidvansky, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 29, 925 (2003).
- V. V. Alexeenko, N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and V. B. Petkov, Phys. Lett. A. 301, 299 (2002).
- 5. N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and V. B. Petkov, Atmospheric Res. 76, 346 (2005).
- A. Chilingarian, G. Hovsepyan, and M. Zazyan, Geophys. Res. Lett. 48, e2021GL094594 (2021).
- 7. B. Hariharan et al. (GRAPES-3 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 122, 105101 (2019).
- 8. A. Chilingarian, G. Hovsepyan, E. Svechnikova, and E. Mareev, Phys. Rev. Lett. 124, 019501 (2020).
- 9. N. S. Barbashina, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets et al., Instrum. Exp. Tech. 51, 180 (2008).
- Н. С. Хаердинов, Дисс. канд. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (2006).
- **11**. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **71**, 1052 (2007).
- N. S. Khaerdinov and A. S. Lidvansky, 29th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Pune, August 3–10. 2, 389 (2005).

- **13**. M. Aglietta, B. Alessandro, P. Antonioli et al., Proc. 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City. **7**, SH 3.6.16. (1999).
- T. Takami, Y. Muraki, Y. Matsubara et al., Proc. 27th Intern. Cosmic Ray Conf., Hamburg. 5, 4027 (2001).
- V. V. Alexeenko, N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and V. B. Petkov, Proc. 27th Intern. Cosmic Ray Conf., Hamburg 5, 4161 (2001).
- 16. Y. Muraki, W. I. Axford, Y. Matsubara, K. Masuda, Y. Miyamoto, H. Menjyou, S. Sakakibara, T. Sako, T. Takami, T. Yamada, S. Shibata, Y. Munakata, K. Munkata, S. Yasue, T. Sakai, K. Mitsui, K. Fujimoto, and E. Flueckiger, Phys. Rev. D 69, 123010(13) (2004).
- A. Chilingarian, A. Daryan, K. Arakelyan et al., Phys. Rev. D 82, 043009 (2010).
- **18**. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, А. Б. Черняев, Изв. РАН, сер. физ. **71**(7), 1056 (2007).
- **19**. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **71**(7), 1060 (2007).
- **20**. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **75**(6), 888 (2011).
- 21. N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, V. B. Petkov, Yu. P. Surovetsky, and A. F. Yanin, Proc. 28th Intern. Cosmic Ray Conf. Tsukuba, Japan, July 31–August 7, p. 4165 (2003).
- **22.** N. S. Khaerdinov and A. S. Lidvansky, J. Phys.: Conf. Series **409**, 012225 (2013).
- **23**. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **73**(3), 416 (2009).
- N. S. Khaerdinov and A. S. Lidvansky, J. Phys.: Conf. Ser. 409, 012230 (2013).
- **25**. В. С. Мурзин, *Астрофизика космических лучей*: Учебное пособие для вузов, Университетская книга, Логос, Москва (2007).
- **26**. С. Хаякава, *Физика космических лучей*, Мир, Москва (1974).
- **27**. Г. Корн, Т. Корн, *Справочник по математике*, *Наука*, Москва с.602, (1978).
- M. Circella, M. I. Ambriola, G. Barbiellini et al., Proc. 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City. 2, 72 (1999).
- 29. K. Kh. Kanonidi, N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and L. E. Sobisevich, Astrophys. Space Sci. Trans. (ASTRA) 7, 279 (2011).

- **30**. К. Х. Канониди, А. С. Лидванский, Л. Е. Собисевич, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **75**(6), 884 (2011).
- **31**. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, Известия РАН, сер. физ. **77**(5), 649 (2013).
- **32**. К. Х. Канониди, А. С. Лидванский, М. Н. Хаердинов, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **79**(5), 733 (2015).
- **33**. Н. С. Хаердинов, А. С. Лидванский, М. Н. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **83**(5), 650 (2019).
- N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and M. N. Khaerdinov, J. Physics: Conf. Series 1468, 012100 (2020).
- 35. Н. С. Хаердинов, Д. Д. Джаппуев, К. Х. Канониди, А. У. Куджаев, А. С. Лидванский, В. Б. Петков, М. . Хаердинов, Вестник КРАУНЦ, Физ.-мат. науки 34(1), 174 (2021).
- Н. С. Хаердинов, Д. Д. Джаппуев, К. Х. Канониди,
 А. У. Куджаев, А. С. Лидванский, В. Б. Петков,

- М. Н. Хаердинов, Вестник КРАУНЦ, Физ.-мат. науки 34(1), 193 (2021).
- Н. С. Хаердинов, Д. Д. Джаппуев, К. Х. Канониди,
 А. У. Куджаев, А. Н. Куреня, А. С. Лидванский,
 В. Б. Петков, М. Н. Хаердинов, Известия РАН,
 сер. физ. 85(11), 1661 (2021).
- **38**. А. С. Лидванский, М. Н. Хаердинов, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **79**(5), 736 (2015).
- **39**. F. Freund, J. Asian Earth Sciences **41**(4-5), 383 (2011).
- К. Х. Канониди, А. Н. Куреня, А. С. Лидванский, М. Н. Хаердинов, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. 79(5), 730 (2015).
- **41**. К. Х. Канониди, А. С. Лидванский, М. Н. Хаердинов, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **81**(2), 242 (2017).

РЕЗУЛЬТАТЫ НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ Т2К И NOvA: УПОРЯДОЧИВАНИЕ МАСС НЕЙТРИНО И СР-СИММЕТРИЯ

$A. B. Буткевич^*$

Институт ядерных исследований Российской академии наук 117312, Москва, Россия

> Поступила в редакцию 3 декабря 2021 г., после переработки 21 декабря 2021 г. Принята к публикации 22 декабря 2021 г.

Рассматриваются новые данные об осцилляциях нейтрино, полученные в ускорительных нейтринных экспериментах T2K и NOvA. Каждая коллаборация сообщает об умеренном предпочтении нормального упорядочивания масс нейтрино, однако измеренные значения фазы нарушения CP-инвариантности δ_{CP} различаются на два стандартных отклонения (2σ) , и при этом результат эксперимента T2K исключает сохранение CP-инвариантности с достоверностью порядка 2σ . Совместный анализ данных этих экспериментов может привести к обратной иерархии масс нейтрино и значению $\delta_{CP}\approx 3\pi/2$. Дополнительно обсуждается важность полученных результатов для неосцилляционных нейтринных экспериментов.

Cтатья для специального выпуска $K \ni T \Phi$, посвященного 100-летию A. E. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040058

EDN: DPSQWI

1. ВВЕДЕНИЕ

В нейтринных экспериментах [1–3] было установлено, что нейтрино, рожденное в определенном слабом состоянии ν_{α} (нейтрино с определенным ароматом ν_{e} , ν_{μ} , ν_{τ}), после прохождения макроскопического расстояния может быть зарегистрировано в другом слабом состоянии, т.е. нейтрино осциллирует. Таким образом, были установлены две близко связанные особенности нейтрино: нейтрино имеет массу и аналогично кваркам является суперпозицией собственных массивных состояний ν_{i} , (i=1,2,3) с массами m_{i} , причем $m_{1}\neq m_{2}\neq m_{3}$. Наличие у нейтрино массы — единственное доказательством того, что физика элементарных частиц выходит за рамки Стандартной Модели.

Слабые состояния могут быть представлены в виде суперпозиции массовых состояний

$$\nu_{\alpha} = \sum U_{\alpha i} \nu_i,$$

где $U_{\alpha i}$ — элементы матрицы смешивания Понтекорво — Маки — Накагава — Саката [4–6]. В настоящее время трехфлейворная (ароматная) парадигма

успешно описывает большинство результатов нейтринных осцилляционных экспериментов. В рамках этой парадигмы элементы матрицы смешивания могут быть представлены как функции трех углов смешивания, θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} , и дираковской фазы нарушения СР-инвариантности в лептонном секторе δ_{CP} . Эффекты осцилляций зависят от параметров смешивания нейтрино и разностей квадратов масс нейтрино $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$.

Сейчас параметры осцилляций θ_i и Δm_{ij}^2 наболее точно определены в следующих экспериментах. Значение угла смешивания θ_{13} было измерено в реакторных нейтринных экспериментах [7-9], а параметры θ_{12} и Δm^2_{21} были установлены в экспериментах с солнечными и реакторными нейтрино [10,11]. При рассмотрении состояния ν_1 как состояния, которое дает наибольший вклад в ν_e , было установлено, что $\Delta m_{21}^2 > 0$. В экспериментах с атмосферными и ускорительными нейтрино [12, 13] было измерено значение $|\Delta m_{31}^2| \gg \Delta m_{21}^2$, но эти эксперименты не чувствительны к знаку Δm_{31}^2 . В этом и заключается проблема упорядочивания (иерархии) масс нейтрино, а именно, предпочитает ли природа $m_1 < m_2 < m_3$ нормальную иерархию (normal mass ordering, NO), или $m_3 < m_1 < m_2$ — обратную иерархию (inverted mass ordering, IO) масс нейтрино. Знание иерархии масс ограничит набор моде-

^{*} E-mail: butkevic@.inr.ru

лей, претендующих на описание механизма генерации масс [14–17] и поможет определить природу нейтрино, т. е. является ли нейтрино дираковским, или майорановским фермионом [18, 19].

Вероятности осцилляций $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \rightarrow \nu_{e}(\bar{\nu}_{e})$ при прохождении нейтрино через Землю зависят от упорядочивания масс нейтрино. Когерентное рассеяние вперед на электронах в земной коре увеличивает вероятность $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$ и уменьшает вероятность $P(\bar{\nu}_{\mu} \to \bar{\nu}_{e})$ при нормальной иерархии масс. Эффекты усиления и подавления вероятностей осцилляций становятся обратными при обратном упорядочивании масс нейтрино [20, 21]. Комбинация измерений вероятности исчезновения u_{μ} из пучка мюонных нейтрино $P(\nu_{\mu} \to \nu_{\mu})$ и появления в этом пучке электронных нейтрино $P(\nu_{\mu} \to \nu_{e})$, а также соответствующих антинейтрино позволяет определить иерархию масс нейтрино в ускорительных экспериментах с большими расстояниями между источником и детектором нейтрино (в экспериментах с длинной базой). Тем не менее существует серьезная проблема, связанная с вырождением между определением иерархии масс, значением угла θ_{23} и степенью нарушения СР-инвариантности в нейтринных осцилляциях параметризованной фазой δ_{CP} . Угол θ_{23} во многом определяет примесь ν_{μ} и $\nu_{ au}$ в массовом состоянии ν_3 . В случае максимального смешивания $\theta_{23}=\pi/4$ состояния ν_{μ} и $\nu_{ au}$ дают одинаковые вклады в ν_3 , что предполагает существование дополнительной $\mu - \tau$ -симметрии [22]. Если смешивание не является максимальным, то θ_{23} может находиться в верхнем октанте (upper octant, UO, $\theta_{23} > \pi/4$), или в нижнем октанте (lower octant, LO, $\theta_{23} < \pi/4$) с большей примесью соответственно ν_{μ} или ν_{τ} в ν_{3} . Текущие измеренные значения θ_{23} близки к максимальному смешиванию, однако остаются значительные неопределенности, что делает θ_{23} наименее точно измеренным углом смешивания.

Ускорительные нейтринные эксперименты с большими расстояниями между источником и детектором нейтрино чувствительны и к значению δ_{CP} . Если СР-инвариантность нарушается $(\delta_{CP} \neq 0, \pi)$ и $\sin \delta_{CP} < 0$, то вероятность $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ осцилляций увеличивается, а в противном случае $(\sin \delta_{CP} > 0)$ она уменьшается. Эффект обратный для $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{e}$ -переходов. Наблюдение нарушения СР-инвариантности в нейтринных осцилляциях предоставит экспериментальное подтверждение моделям, объясняющим наблюдаемый дисбаланс между веществом и антивеществом во Вселенной за счет нарушения СР-инвариантности в лептонном секторе [23–27]. Следует отметить, что

существуют теоретические модели, где лептогенезис может иметь место даже без нарушения СР-инвариантности при низких энергиях [28].

Вероятности выживания мюонных (анти)нейтрино И появления электронных (анти)нейтрино в пучках мюонных нейтрино измеряются коллаборациями Т2К (Япония) [29, 30] и NOvA (США) [31–33] в экспериментах с мощными пучками нейтрино. В эксперименте Т2К максимум в спектре нейтрино приходится на энергию $E_{\nu} \approx 0.75 \; \Gamma$ эВ, а дальний детектор нейтрино расположен на расстоянии 250 км от ускорителя. В эксперименте NOvA дальний детектор находится на расстоянии 810 км, а энергия нейтрино в максимуме спектра равна $E_{\nu} \approx 1.9$ ГэВ. В 2021 году обе коллаборации опубликовали новые данные. Коллаборация Т2К представила результаты измерений вероятностей осцилляций нейтрино и антинейтрино $u_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ и $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \rightarrow \nu_{e}(\bar{\nu}_{e})$ [34]. Анализ отдает слабое предпочтение нормальной иерархии масс и верхнему октанту $\sin \theta_{23}$. Кроме того, данные Т2К исключают сохранение СР-инвариантности в нейтринных осцилляциях на уровне 2σ . Данные эксперимента NOvA [35] также указывают на нормальное упорядочивание масс нейтрино и верхний октант угла $\sin \theta_{23}$ на уровне 1σ . При нормальной иерархии масс наблюдается различие между измеренными наиболее вероятными значениями δ_{CP} . Коллаборация NOvA получила значение $\delta_{CP}=0.86$ (слабое СР-нарушение), а коллаборация Т2К — значение $\delta_{CP} = -1.6\pi$ (максимальное CP-нарушение) и оба эксперимента взаимоисключают эти значения на доверительном 2σ -уровне.

Статья организована следующим образом. Вопервых, мы объясняем, как эксперименты на больших расстояниях между источником и детектором нейтрино чувствительны к упорядочиванию масс, а также к вырождениям с θ_{23} и δ_{CP} . Затем приводится краткое описание экспериментов Т2К и NOvA, сравнение и анализ их данных, а также рассматривается компромиссный вариант согласования результатов по измерению фазы нарушения СР-инвариантности и определению упорядоченности масс нейтрино. Обсуждается важность полученных результатов для неускорительных нейтринных экспериментов. В заключении отмечается необходимость проведения осцилляционных исследований с детекторами следующего поколения, которые позволят определелить иерархию масс нейтрино и получить ответ на вопрос о нарушении СР-симметрии в лептонном секторе.

2. ВЕРОЯТНОСТЬ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В УСКОРИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

В экспериментах Т2К и NOvA нейтрино проходит большие расстояния (сотни километров) в веществе. Среда, вследствие взаимодействия с ее компонентами, изменяет картину осцилляций [20]. Влияние среды обусловлено различием в амплитудах упругого рассеяния вперед смешанных нейтрино, например ν_e и ν_{μ} . В сочетании с вакуумным смешиванием состояния ν_{im} , отличные от ν_i , теперь имеют определенные энергии, фазовые и групповые скорости, следовательно, смешивание в веществе изменяется, а ν_e и ν_μ осциллируют относительно состояния ν_{im} . Среда может приводить как к подавлению осцилляций, так и к усилению их глубины. Детальное обсуждение влияния вещества на процессы осцилляций в случае трех поколений нейтрино дано в работах [36, 37].

Для ускорительных экспериментов можно полагать, что плотность вещества вдоль траектории нейтрино постоянная и отношение заряда к атомному номеру $Z/A \simeq 0.5$ является хорошим приближением при вычислении вероятностей осцилляций в земной коре [38]. Кроме того, поскольку расчеты вероятности осцилляций с использованием точных формул [36] довольно трудоемки, обычно для этих целей применяются приближенные выражения для вероятностей. Как правило, используются аппроксимации [39–42], которые получены в результате разложения в ряд точных формул по малому параметру

$$\alpha = \Delta m_{21}^2/\Delta m_{31}^2 \approx 0.034.$$

В случае осцилляций $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \to \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ эффекты вещества сильно подавлены и вероятность выживания мюонных (анти)нейтрино хорошо аппроксимируется выражением

$$P(\nu_{\mu} \to \nu_{\mu}) \approx 1 - (\cos^2 \theta_{31} \sin^2 2\theta_{23} + \sin^2 2\theta_{13} \sin^4 \theta_{23}) \sin^2 \Delta,$$
 (1)

где $\Delta = \Delta m_{31}^2 L/E$, L — расстояние между источником и детектором нейтрино (база эксперимента) и E — энергия нейтрино. Вероятность появления $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ в пучках $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ в экспериментах Т2К и NOvA можно представить с точностью $O(\alpha^2)$ в виде

$$P(\nu_{\mu} \to \nu_{e}) \approx \sin^{2} 2\theta_{13} \sin^{2} \theta_{23} \times \times \sin^{2}[(A-1)\Delta]/(A-1)^{2} + \alpha^{2} \sin^{2} 2\theta_{12} \cos^{2} \theta_{23} \times \times \sin^{2}(A\Delta)/A^{2} + \alpha \sin 2\theta_{13} \cos(\Delta + \delta_{CP}) \times \times \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin(A\Delta) \times \times \sin[(A-1)\Delta]/[A(A-1)], (2)$$

где

$$A = 2EV/\Delta \tag{3}$$

зависит от упорядочивания масс нейтрино, т. е. A>0 при $\Delta>0$ (NO) и A<0 при $\Delta<0$ (IO). Потенциал V обусловлен рассеянием ν_e на электронах среды вследствие заряженных токов. Ни ν_μ , ни ν_τ таких взаимодействий не имеют [37] и

$$V = \sqrt{2}G_F \rho m_N^{-1} Y_e \simeq 7.56^{-14} \rho Y_e, \tag{4}$$

где G_F — константа Ферми, m_N — масса нуклона, $Y_e \simeq 0.5$ — число электронов, приходящихся на один нуклон среды, ρ (г/см³) — плотность вещества вдоль траектории нейтрино и размерность потенциала V — электронвольты. Для вычисления вероятностей осцилляций $\bar{\nu}_{\mu} \to \bar{\nu}_{e}$ в формуле (2) необходимо сделать замену $\delta_{CP} \to -\delta_{CP}$ и $A \to -A$ ($V \to -V$). Таким образом, вероятности осцилляций $\nu_{\mu} \to \nu_{e}$ и $\bar{\nu}_{\mu} \to \bar{\nu}_{e}$ зависят от знака Δ — иерархии масс нейтрино, угла θ_{23} ($\theta_{23} < \pi/4$ или $\theta_{23} > \pi/4$) и фазы СР-нарушения. При этом амплитуда $\nu_{\mu} \to \nu_{e}$ ($\bar{\nu}_{\mu} \to \bar{\nu}_{e}$) осцилляций будет максимальной (минимальной) при Ю и $\delta_{CP} \simeq -\pi/2$ и минимальной (максимальной) при ІО и $\delta_{CP} \simeq \pi/2$.

Влияние вещества проявляется лишь на больших его толщинах. Характеристикой среды является собственная длина l_0 в веществе, которая определяется как [37]

$$l_0 = \sqrt{2\pi} m_N / (G_F \rho Y_e). \tag{5}$$

На пути l_0 в результате рассеяния приобретается дополнительная разность фаз у ν_e и ν_μ : $\Delta \phi = 2\pi$. Отсюда следует, что эффект вещества заметен на толщине

$$d_0 = \rho l_0 \approx 2\pi m_N / \left(\sqrt{2} G_F\right)^{-1}. \tag{6}$$

и $d_0 \approx 3.5 \cdot 10^9$ (г/см³). Он зависит от соотношения собственной длины в веществе и длины осцилляций в вакууме:

$$l_{\nu} = 4\pi E/\Delta m_{31}^2$$
. (7)

Если $l_{\nu} \ll l_0$, то изменение свойств осцилляций незначительно. Эффекты велики при $l_{\nu} \gg l_0$.

Для оценки влияния вещества на вероятности осцилляций $\nu_{\mu} \to \nu_{e}$ и $\bar{\nu}_{\mu} \to \bar{\nu}_{e}$ при энергиях $E \approx 2\Delta m_{31}^{2}L/\pi$, где $\sin^{2}\Delta \approx 1$ можно использовать выражение [42]

$$P_{\mu e}^{m} = P_{\mu e}^{v} (1 \pm 2E/E_r), \tag{8}$$

где $P_{\mu e}^m \left(P_{\mu e}^v \right)$ — вероятность осцилляций в веществе (вакууме), знак «+» («-») соответствует осцилляциям нейтрино (антинейтрино). Резонансная энергия E_r определяется как

$$E_r = \Delta m_{31}^2 / 2V \tag{9}$$

и $E_r\simeq 10~\Gamma$ эВ при $\Delta m_{31}^2\simeq 2.5\cdot 10^{-3}$ эВ 2 и $\rho=3~\mathrm{r/cm}^3$. Из уравнения (8) следует, что разность $P_{\mu e}^m-P_{\mu e}^v$ линейно уменьшается с энергией нейтрино и для $E\ll E_r$, т. е. в экспериментах на короткой базе, амплитуда и фаза осцилляций в веществе всегда близки к вакуумным значениям.

Анализ суммы

$$P_{+} = P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}) + P(\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{e})$$

и разности

$$P_{-} = P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}) - P(\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{e})$$

вероятностей осцилляций нейтрино и антинейтрино вблизи первого осцилляционного максимума, где $\Delta \sim \pi/2$, можно использовать для определения параметров осцилляций. Из (2) следует, что сумма вероятностей чувствительна, главным образом, к $\sin^2\theta_{23}$, поскольку эффекты СР-нарушения и иерархии масс дают малый вклад в P_+ . С другой стороны, измерение разности P_- можно использовать для определения упорядочивания масс нейтрино, значения угла θ_{23} и фазы δ_{CP} , хотя все это обусловлено сравнимыми и конкурирующими эффектами.

Асимметрия нейтрино-антинейтрино, определенная как

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_{\mu} \to \nu_{e}) - P(\bar{\nu}_{\mu} \to \bar{\nu}_{e})}{P(\nu_{\mu} \to \nu_{e}) + P(\bar{\nu}_{\mu} \to \bar{\nu}_{e})}, \tag{10}$$

используется как мера нарушения СР-инвариантности. Для оценки A_{CP} при $\Delta \sim \pi/2$ можно использовать выражение [43]

$$A_{cp} = A_{CP}^{\delta} + A_{CP}^{mat}, \qquad (11)$$

где

$$A_{CP}^{\delta} \simeq \frac{\cos \theta_{23} \sin \theta_{21}}{\sin \theta_{23} \sin \theta_{31}} \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \sin \delta_{CP}, \quad (12)$$

и $A_{CP}^{mat} \propto L \times E$. Таким образом, измеряемая в веществе асимметрия обусловлена асимметрией A_{CP}^{δ} , вызванной нарушением СР-инвариантности и асимметрией A_{CP}^{mat} , возникающей из-за эффекта вещества. Знак A_{CP}^{mat} определяется иерархией масс, т.е. $A_{CP}^{mat} > 0$ ($A_{CP}^{mat} < 0$) при $\Delta > 0$ ($\Delta < 0$). Поскольку A_{CP}^{mat} убывает с энергией и расстоянием, в экспериментах с небольшой базой измеряемая асимметрия $A_{CP} \approx A_{CP}^{\delta} \sim \sin \delta_{CP}$ обусловлена, главным образом, нарушением СР-инвариантности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ Т2К И NOvA

В последних своих публикациях коллаборации Т2K [34] и NOvA [35] представили обновленные данные экспериментов об осцилляциях мюонных (анти)нейтрино на больших расстояния между источником и детектором нейтрино. В эксперименте Т2К используется интенсивный пучок мюонных (анти)нейтрино, полученный на ускорителе J-PARC (Токай, Япония). Эти пучки направлены на дальний черенковский детектор Супер-Камиоканде, который находится на расстоянии $L=250~{\rm km}$ от ускорителя под углом 2.5° к оси пучка. Таким образом, на пути к детектору нейтрино проходит расстояние существенно меньшее, чем собственная длина вещества $l_0 \sim 10^9$ см. Спектр нейтрино имеет максимум при энергии $E \approx 0.6$ ГэВ, что соответствует примерно первому осцилляционному максимуму. Согласно (8) эффект вещества для (анти)нейтрино можно оценить как

$$(P_{\mu e}^m - P_{\mu e}^v)/P_{\mu e}^v = \pm 2E/E_r \approx \pm 0.12,$$

т. е. порядка $10\,\%$. Поскольку этот эффект мал, эксперимент Т2К имеет слабую чувствительность к упорядочиванию масс нейтрино. Другими словами, параметры осцилляций, определенные для NO и IO, будут иметь близкие значения.

Коллаборация Т2К проанализировала и опубликовала [34] данные, которые соответствуют статистике упавших на мишень протонов $19.4 \cdot 10^{20}$ и $16.4 \cdot 10^{20}$ для пучка соответственно нейтрино и антинейтрино. При этом мощность протонного пучка не превышала 500 кВт. На дальнем детекторе было зарегистрировано 243 (140) $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ мюонных событий и 75 (15) $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \rightarrow \nu_{e}(\bar{\nu}_{e})$ электронных событий без учета вклада $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ событий с пионом в конечном состоянии, который составляет 15 событий. В безпионных электронных событиях ожидаемый фон равен 13.6 (8.9) событий.

В эксперименте NOvA (анти)нейтрино создаются на ускорителе в Фермилабе (Батавия, США) с энергиями нейтрино в диапазоне 1–5 ГэВ. Пучок нейтрино направлен на дальний сцинтилляционный детектор с массой 14 кТ, который находится на расстоянии 810 км в районе Аш-Ривер (штат Минессота) на глубине 4 м под землей. Этот детектор расположен под углом 14.6 мрад к оси пучка, а максимум в спектре нейтрино приходится на энергию $E\simeq 1.6$ ГэВ. Таким образом, ожидаемый эффект вещества $\pm 2E/E_r$ составляет примерно 30%, и этот

эксперимент более чувствителен к иерархии масс нейтрино, чем Т2К.

Коллаборация NOvA опубликовала результаты [35], которые соответствуют статистике $13.6(12.5) \cdot 10^{20}$ протонов, брошенных на мишень для нейтринной (антинейтринной) моды пучка. При этом средняя мощность пучка составила 650 кВт, и пиковая мощность достигала 750 кВт. В эксперименте NOvA используется самый мощный в мире пучок нейтрино (антинейтрино). В этом эксперименре было зарегистрировано 211 $(105) \ \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ мюонных событий и 82 (33) $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \rightarrow \nu_{e}(\bar{\nu}_{e})$ электронных событий. Ожидаемый фон для электронного канала осцилляций составляет 26.8 (14.0) событий.

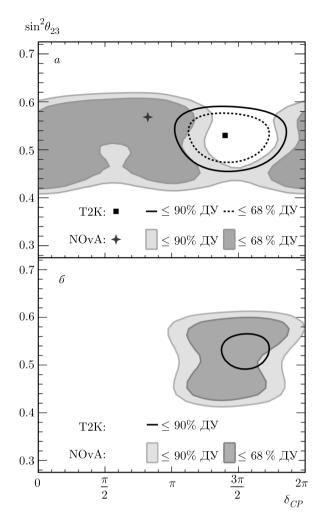
Ожидаемые на дальнем детекторе спектры мюонных и электронных событий, вычисленные с разными значениями параметров осцилляций, сравниваются с измеренными спектрами событий. В обоих экспериментах используются фиксированные значения параметров $\Delta m_{21}^2 = 7.53 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$, $\sin^2 \theta_{12} = 0.307 \text{ M } \sin^2 \theta_{13} = 0.021 \pm 0.0011 \text{ [44]},$ полученные в экспериментах с солнечными и реакторными нейтрино. В эксперименте Т2К также был проведен анализ, когда угол θ_{13} варьировался, а в эксперименте NOvA он менялся в пределах ошибок. В результате подгонки ожидаемых спектров $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ \rightarrow $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ и $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ \rightarrow $\nu_{e}(\bar{\nu}_{e})$ событий к измеренным спектрам были получены наиболее вероятные значения параметров осцилляций. Для нормального упорядочивания масс и верхнего октанта угла θ_{23} ($\theta_{23} > \pi/4$) коллаборация Т2К (NOvA) получила следующие значения парамет-POB: $\Delta m_{32}^2 = 2.45 \pm 0.07(2.41 \pm 0.07) \cdot 10^{-3} \text{ sB}^2$, $\sin^2 \theta_{23} = 0.532 \pm 0.03 (0.57^{+0.03}_{-0.04})$ и $\delta_{CP}(\pi) =$ $1.398^{+0.223}_{-0.185}(0.82^{+0.27}_{-0.87})$ при реакторных значениях угла θ_{13} , где $\delta_{CP}(\pi) = \delta_{CP}/\pi$. Для обратной иерархии масс значения параметров, полученные в эксперименте Т2К (NOvA), равны: $m_{31}^2 = -2.43 \pm 0.07 (-2.45) \cdot 10^{-3} \text{ sB}^2, \sin^2\theta_{23} = 0.532^{+0.029}_{-0.035} (0.56)$ и $\delta_{CP}(\pi) = 1.56^{+0.149}_{-0.179} (1.52).$

Таким образом, значения параметров осцилляций, определенные в эксперименте Т2К при разных иерархиях масс нейтрино, совпадают в пределах стандартной оппибки. Данные этого эксперимента исключают сохранения СР-инвариантности (значения $\delta_{CP}=0,\pi$) на уровне 2σ вне зависимости от упорядочивания масс. Для обратной иерархии масс оба значения $\delta_{CP}=0,\pi$ находятся за пределами доверительных интервалов 3σ . Для нормального упорядочивания масс значение $\delta_{CP}=0$ находится за пределами доверительного интервала

 3σ , в то время как значения $\delta_{CP}=\pm\pi$ находится внутри этого интервала. Результаты эксперимента NOvA показывают предпочтение (на доверительном уровне 68%) нормальной иерархии масс нейтрино, $\theta_{23} > \pi/4$, и слабому нарушению СР-инвариантности. В случае обратного упорядочивания масс данные NOvA, так же как и данные T2K, предпочитают значение $\delta_{CP}=3\pi/2$. Они исключают такие комбинации параметров осцилляций, которые приводят к большим значениям асимметрии A_{CP} . Обратное массовое упорядочивание с $\delta = \pi/2$ исключается на уровне 3σ , а нормальная иерархия масс с $\delta_{CP} = 3\pi/2$ исключается с достоверностью 2σ . Однако из-за вырождения разрешенные области с доверительным интервалом 90% охватывают все значения δ_{CP} для обоих массовых упорядочиваний и октантов угла θ_{23} .

Как показано на рисунке, взятом из работы [35], наиболее вероятная точка Т2К в плоскости $(\delta_{CP}, \sin^2\theta_{23})$ для нормальной иерархии масс (рис. a) лежит в области, которую результат NOvA не одобряет на уровне 2σ , так же как и наиболее вероятная точка NOvA отвергается результатами T2K с достоверностью большей, чем 2σ . На рис. δ показано, что для обратной иерархии масс разрешенная область Т2К с доверительным интервалом 90 % полностью содержится в соответствующей разрешенной области NOvA. Поскольку NOvA отдает предпочтение NH только на доверительном уровне 68%, решения, которые находятся в пределах контуров на рис. б, могут быть приемлемыми для обоих экспериментов. Таким образом, предпочтение максимального нарушения СР-инвариантности от Т2К, которое не зависит от иерархии масс, и решение для NOvA с IH и $\delta_{CP}=1.52\pi$ может являться общим решением для этих экспериментов. В работе [46] было показано, что совместный анализ данных экспериментов Т2К и NOvA может привести к компромиссному решению проблемы нарушения СР-симметрии, а именно, к обратной иерархии масс и $\delta_{CP} \approx 3\pi/2$. Возможность объяснения наблюдаемой в этих экспериментах асимметрии A_{CP} неучтенными в Стандартной Модели эффектами вещества исследовалась в работах [47, 48].

Упорядочивание масс нейтрино остается одной из самых больших загадок, и важность этой проблемы нельзя недооценивать. Если иерархия масс действительно является обратной, то это может иметь далеко идущие последствия. К тому же, если нейтрино является майорановским фермионом, то существует минимальная масса, соответствующая безнейтринному двойному бета-распаду. В случае, ко-



Контуры доверительных уровней (ДУ) 68% и 90% в плоскости ($\delta_{CP},\sin^2\theta_{23}$). Рисунок a для нормальной иерархии масс, а рис. δ для обратного массового упорядочивания [35]. Крестом (квадратом) обозначена наиболее вероятная точка NOvA (T2K), а цветом отображены области допустимые на доверительных уровнях 68% и 90%. Черные сплошные и пунктирные контуры изображают области, разрешенные экспериментом T2K [45]

гда установлено, что упорядочивание масс обратное, а безнейтринный двойной бета-распад не наблюдается, то можно полагать, что нейтрино является дираковским фермионом. Более того, измерение космического микроволнового фона и спектра мощности материи позволяет сделать заключение о сумме масс нейтрино. Если массовое упорядочивание обратное, то сумма масс нейтрино составляет не менее примерно 100 мэВ, а если иерархия масс нейтрино важна и для экспериментов, таких как KATRIN [49], где масса нейтрино измеряется посредством кинематических эффектов. Действительно, для обрат-

ной иерархии масс минимальная эффективная масса нейтрино ожидается порядка 50 мэВ и порядка 9 мэВ для нормального массового упорядочивания.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Коллаборации Т2К и NOvA представили уточненные измерения параметров осцилляций Δm_{32}^2 , $\sin^2\theta_{23}$ и δ_{CP} , включающие расширенный набор данных и усовершенствованные методы их анализа, по сравнению с предыдущими публикациями.

Основным результатом эксперимента Т2К является измерение фазы δ_{CP} , исключающее сохранение СР-инвариантности в осцилляциях нейтрино на уровне 2σ , а также тот факт, что некоторые из возможных значений δ_{CP} находятся за пределами доверительного интервала 3σ . Этот результат отражает то обстоятельство, что в этом эксперименте наблюдается выраженная асимметрия A_{CP} , которая в данном случае из-за слабого эффекта вещества определяется, главным образом, асимметрией A_{CP}^{δ} (12), связанной с возможным нарушением СР-инвариантности. Данные эксперимента NOvA продолжают предпочитать нормальное упорядочивания масс и $\theta_{23} > \pi/4$, а также значения параметров осцилляций, которые не приводят к большой асимметрии в осцилляциях $\nu_u(\bar{\nu}_u) \to \nu_e(\bar{\nu}_e)$. Полученные результаты показывают предпочтения в отношении сохранения СР-инвариантности по сравнению с ее нарушением.

Хотя каждый эксперимент сообщает об умеренном предпочтении нормальной иерархии масс, возможно, что совместный анализ данных экспериментов Т2К и NOvA приведет к обратному упорядочиванию масс нейтрино, верхнему или нижнему октанту угла θ_{23} и к тому, что максимальное нарушение ($\delta_{CP} \approx 3\pi/2$) СР-симметрии будет являться общим предпочтительным решением.

Таким образом, из представленных коллаборациями данных следует, что несмотря на многолетние исследования, вопросы об иерархии масс нейтрино и о нарушении СР-инвариантности в нейтринных осцилляциях остаются открытыми из-за статистических и систематических ошибок экспериментов. Все это указывает на необходимость проведения экспериментов больших масштабов с реакторными ν_e с длинной базой (JUNO) [50], ускорительными ν_μ (DUNE и T2HK) [51,52] на больших расстояниях между источником и детектором нейтрино и с атмосферными нейтрино. Результаты этих экс-

периментов позволят окончательно определить массовую упорядоченность нейтрино и однозначно ответить на вопрос о нарушении СР-ивариантности в нейтринных осцилляциях.

ЛИТЕРАТУРА

- S. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998);
 Errartum: Phys. Rev. Lett. 81, 4279 (1998).
- Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001).
- 3. T. A. Araki et al., Phys. Rev. Lett. 94, 081801 (2005).
- **4**. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **33**, 549 (1957).
- **5**. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **34**, 217 (1958).
- Z. Maki, M. Nakagava, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962).
- 7. F. An et al., Phys. Rev. Lett. 108, 171803 (2012).
- 8. J. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. 108, 191802 (2012).
- 9. Y. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 108, 131801 (2012).
- 10. B. Aharmim et al., Phys. Rev. C 88, 025501 (2013).
- 11. A. Gando et al., Phys. Rev. D 88, 033001 (2013).
- 12. Y. Abe et al., Phys. Rev. D 97, 072001 (2018).
- P. Adamson et al., Phys. Rev. Lett. 125, 131802 (2020).
- R. N. Mohapatra and A. Y. Smirnov, Ann. Rev. NUcl. Part. Sci. 56, 569 (2006).
- G. Altarelli and F. Feruglio, Rev. Mod. Phys. 82, 2701 (2010).
- 16. S. F. King, J. Phys. G 42, 123001 (2015).
- 17. S. T. Petkov, Eur. Phys. J. C 78, 709 (2018).
- S. Pascoli and S. T. Petkov, Phys. Lett. B 544, 239 (2002).
- J. N. Bahcall, H. Murayama, and C. Pena-Garay, Phys. Rev. D 70, 033012 (2004).
- 20. L. Wolfenstein, Phys. Rev. D 17, 2369 (1978).
- S. Mikheev and A. Smirnov, Il Nuovo Cimento C 9, 17 (1986).
- P. F. Harrison and W. G. Scott, Phys. Lett. B 547, 219 (2002).

- **23**. А. Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ **5**, 32 (1967).
- V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov, and M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B 155, 36 (1985).
- 25. W. Buchmuller, R. D. Peccei, and T. Yanagida, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 55, 331 (2005).
- S. Pascoli, S. T. Petkov, S. T. Riotto, Phys. Rev. D 75, 083511 (2007).
- C. Hagedorn, R. M. Mohapatra, C. C. Nishi, and S. T. Petkov, Int. J. Mod. Phys. A 33, 1842006 (2018).
- 28. M. N. Rebelo, Phys. Rev. D 67, 013008 (2003).
- 29. K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 121, 171802 (2018).
- 30. K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 124, 161802 (2020).
- **31**. P. Adamson et al., Phys. Rev. Lett. **118**, 231801 (2017).
- **32**. M. Acero et al., Phys. Rev. D **98**, 032012 (2018).
- 33. M. Acero et al., Phys. Rev. Lett. 123, 151803 (2019).
- **34**. K. Abe et al., Phys. Rev. D **103**, 112008 (2021).
- **35**. M. Acero et al., arXiv:2108.08219 [hep-ph].
- **36**. V. Barger, K. Whisnant, S. Pakvasa, and R. J. N. Phillips, Phys. Rev. D **22**, 2718 (1980)
- **37**. С. П. Михеев, А. Ю. Смирнов, УФН **153**, 3 (1987).
- **38**. R. Byron, arXiv:1707.02322 [hep-ex].
- H. Nunokawa, S. Parke, and R. Zukanovich-Funchal, Phys. Rev. D 72, 013009 (2005).
- J. Arafune, M. Koike, and J. Sato, Phys. Rev. D 56, 3093 (1997); Errartum: Phys. Rev. D 60, 119905 (1999).
- 41. M. Freund, Phys. Rev. D 64, 053003 (2001).
- 42. E. K. Akhmedov, R. Johansson, M. Linder, T. Ohlsson, and T. Schwetz, JHEP 04, 078 (2004).
- **43**. W. J. Marciano and Z. Parsa, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl) **221**, 166 (2011).
- **44**. M. Tanabashi et al., Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018 and 2019 update)
- **45**. K. Abe et al., Nature **580**, 339 (2020); Errartum: Nature **583**, E16 (2020).

- 46. K. J Kelly, P. A. Machado, S. J. Parke, Y. F. Perez-Gonzalez, and R. Zukanovich-Funchal, Phys. Rev. D 103, 013004 (2021).
- **47**. P. B Denton, J. Gehrlein, and R. Pestes, Phys. Rev. Lett. **126**, 051801 (2021).
- **48**. S. S. Chatterjee and A. Palazzo, Phys. Rev. Lett. **126**, 051802 (2021).
- 49. M. Aker et al., Phys. Rev. Lett. 123, 221802 (2019).
- **50**. F. An et al., J. Phys. G **43**, 030401 (2016).
- 51. B. Abi et al., arXiv:2002.03005 [hep-ex].
- **52**. K. Abe et al., arXiv:1805.04163 [physics.ins-det].

ГАММА-АСТРОНОМИЯ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ НА УСТАНОВКЕ «КОВЕР» БАКСАНСКОЙ НЕЙТРИННОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ИЯИ РАН

 $B. \ C. \ Романенко^{\ a^*}, \ B. \ Б. \ Петков^{\ a,b}, \ A. \ C. \ Лидванский^{\ a}$

^а Институт ядерных исследований Российской академии наук 117312, Москва, Россия

^b Институт астрономии Российской академии наук 119017, Москва, Россия

> Поступила в редакцию 7 октября 2021 г., после переработки 17 ноября 2021 г. Принята к публикации 17 ноября 2021 г.

Установка «Ковер» Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований РАН, предназначенная для изучения широких атмосферных ливней космических лучей, была введена в строй достаточно давно, в 1974 году. Однако она неоднократно модернизировалась, расширялась и продолжает функционировать по нескольким программам. В настоящей работе приводится обзор основных результатов в области гамма-астрономии, полученных на установке «Ковер» за все время ее работы, а также обсуждаются текущее состояние дел и новый этап в развитии установки.

Статья для специального выпуска $X\Theta T\Phi$, посвященного 100-летию A. E. Чудакова

 $\mathbf{DOI:}\ 10.31857/S004445102204006X$

EDN: DPVKPR

1. ВВЕДЕНИЕ

Гамма-астрономия сверхвысоких энергий переживала пик активности в 1980-х годах, когда сенсационные данные группы из Кильского университета по источнику Лебедь Х-3 породили множество экспериментальных и теоретических работ в этой области. Установка «Ковер» БНО ИЯИ РАН участвовала в кампании по наблюдению этого и некоторых других источников. Результаты для источника Лебедь Х-3 были опубликованы в работе [1], где был установлен верхний предел на поток гамма-излучения сверхвысоких энергий и опровергнуты результаты нескольких установок, получивших ранее значимые цифры потоков. Однако в октябре 1985 г. были получены значительные превышения над фоном, которые были интерпретированы как вспышка гамма-излучения сверхвысокой энергии. Другое значимое превышение было зарегистрировано от Крабовидной туманности 23 февраля 1989 г., и эта вспышка была подтверждена еще несколькими установками для регистрации широких атмосферных ливней. Две эти вспышки были единственными положительными эффектами, зарегистрированными в то время установкой Ковер по программе гамма-астрономии, и обе они подробно обсуждаются в разд. 2 настоящей статьи.

Впоследствии к установке «Ковер» был добавлен подземный мюонный детектор (МД) площадью 175 м², регистрирующий мюонную компоненту широких атмосферных ливней (ШАЛ) с пороговой энергией 1 ГэВ. Это расширило возможности установки применительно к гамма-астрономии. Поскольку ливни от первичных фотонов по сравнению с ливнями от первичных протонов и ядер существенно обеднены адронами (и, как следствие, мюонами), информация с МД может использоваться для выделения ливней от первичных фотонов сверхвысоких энергий. Установка в новой конфигурации получила название «Ковер-2», и в данной конфигурации она работает по настоящее время.

В то же время интерес к гамма-астрономии сверхвысоких энергий резко возрос, начиная с 2013 года, в связи с важными результатами, по-

^{*} E-mail: vsrom94@gmail.com

лученными в области нейтринной астрофизики. Коллаборация IceCube сообщила [2] о регистрации нейтринным телескопом, расположенном на Южном полюсе, нескольких нейтрино астрофизического происхождения с энергиями от 30.2 до 1141 ТэВ. В работе [3] показано, что подобные нейтрино могут образовываться в результате распада заряженных пионов. Как следствие, должны генерироваться и нейтральные пионы тех же энергий. При их распадах возникают пары фотонов, которые будут создавать дополнительные потоки гамма-излучения в области энергий свыше 100 ТэВ. Поскольку нейтринные события IceCube не ассоциированы с конкретными источниками, наблюдение их партнеров в гамма-диапазоне не может осуществляться путем увеличения углового разрешения для выделения гамма-ливней из фона протонных ШАЛ, как это делается в современной гамма-астрономии для точечных источников. Необходимо проводить селекцию событий по другим параметрам, и метод регистрации бедных мюонами ливней, впервые предложенный в работе [4], вновь становится актуален.

Для его успешной реализации требуются установки с мюонными детекторами большой площади, и такие установки создаются путем модернизации имеющихся или строятся заново. В России такая работа идет в астрофизическом комплексе ТАІGА [5]. Среди зарубежных проектов несомненным лидером является гигантская установка коллаборации LHAASO [6] в Китае. Можно назвать еще установки ALPACA [7] в Боливии, GRAPES—3 [8] в Индии и многие другие.

Некоторые из этих установок получили в последние годы очень яркие результаты в области гамма-астрономии сверхвысоких энергий. Можно вспомнить о регистрации гамма-излучения от Крабовидной туманности установками Tibet— $AS\gamma$ [9] и HAWC [10]. Коллаборация HAWC [11] сообщила также о наблюдении космических лучей в диапазоне энергий 1–100 ТэВ от области активного звездообразования Кокон Лебедя [12]. Диффузное гамма-излучение в этой области энергий было обнаружено коллаборацией Tibet— $AS\gamma$ [13]. Но пожалуй наиболее значимый результат это открытие так называемых галактических ПэВатронов китайской коллаборацией LHAASO [14].

Среди этих достижений можно упомянуть и о регистрации установкой «Ковер-2» [15] ливней с энергией выше 300 ТэВ из области созвездия Лебедя, совпадающих по времени прихода и направлению с оповещением о нейтрино сверхвысокой энергии

от обсерватории IceCube. Планы модернизации и развития установки «Ковер-2» были опубликованы давно [16]. Модернизация и расширение установки ведется поэтапно, и в настоящее время близок к завершению проект «Ковер-3», который должен сделать одну из самых старых установок в мире эффективно работающей и конкурентоспособной.

2. YCTAHOBKA «KOBEP»

Установка «Ковер» создавалась как многоцелевой детектор космических лучей, но регистрация широких атмосферных ливней с самого начала была одной из главных ее целей. Таким образом, когда возник интерес к гамма-астрономии сверхвысоких энергий, на ней немедленно началась реализация программы исследований в этой области. Установка расположена на высоте 1700 м над уровнем моря, что соответствует глубине в атмосфере 840 г/см 2 [17]. Центральная часть установки находится в здании под крышей толщиной 29 г/см^2 и состоит из 400 жидкостных сцинтилляционных счетчиков, расположенных в виде квадрата со стороной 14 м с непрерывной площадью $196 \, \mathrm{M}^2$. Стандартный сцинтилляционный детектор представляет собой алюминиевый контейнер размерами $0.7 \times 0.7 \times 0.3$ м³, заполненный жидким сцинтиллятором на основе уайт-спирита. В шести выносных пунктах (ВП) с тонкой крышей (около $1.2 \, \Gamma/\text{cm}^2$) находятся 108 таких же счетчиков (в каждом по 18), общая площадь ВП составляет 54 м^2 . Схема установки «Ковер» изображена на рис. 1: 400 счетчиков «Ковра» были разделены на четыре группы А-Г, импульсы с каждой группы подавались на схему четырехкратных совпадений, сигнал с которой использовался для старта измерения задержек с выносных пунктов регистрации. В то же время, пятикратное совпадение этого сигнала с сигналами от четырех выносных пунктов 1-4 генерирует импульс, запускающий систему сбора данных.

Угловое разрешение установки для описанного выше триггера оценивалось экспериментально по распределению разностей временных задержек. Для любого азимутального направления ливня две параллельные пары внешних детекторов находятся в равных условиях. Таким образом, разница между парами

$$\Delta t = (t_1 - t_2) - (t_3 - t_4)$$

характеризует неопределенность восстановления направления. Нестабильность стартового сигнала, которая велика из-за больших линейных разме-

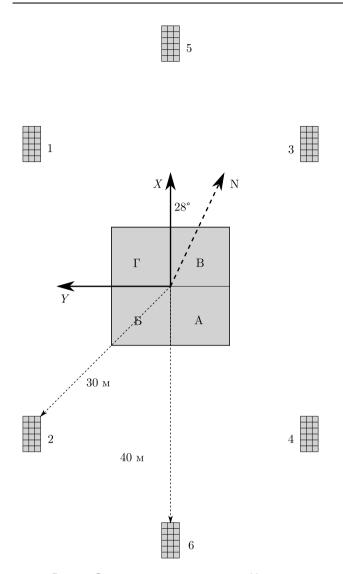


Рис. 1. Схема ливневой установки «Ковер»

ров установки, исключалась из этого значения. Среднеквадратичное значение Δt , определенное на большой выборке данных, равнялось 5.2 нс, что соответствует угловому разрешению для вертикальных ливней $\sigma_{\theta} \sim 1.1^{\circ}$ [1, 18]. Однако эта первоначальная оценка оказалась чересчур оптимистичной. Впоследствии специальный эксперимент с детектором черенковского излучения показал [19], что угловое разрешение установки составляет 4.7° для 86 % С.L. и 3.1° для 72 % С.L.

2.1. Наблюдение возможной вспышки гамма-излучения сверхвысоких энергий в источнике Лебедь X-3

Лебедь X-3 — рентгеновский источник, который является двойной системой. В оптическом диа-

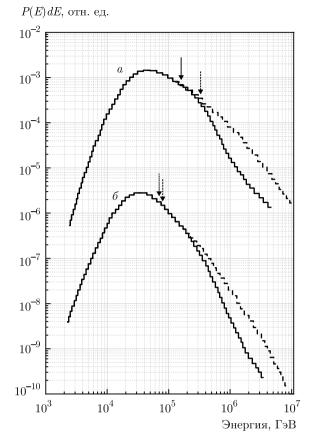


Рис. 2. Рассчитанные дифференциальные спектры фотонных ШАЛ регистрируемых установкой «Ковер» для двух разных спектров: a — фотонов вблизи источника ($\gamma=2.1$); δ — вблизи Земли ($\gamma=2.7$). Сплошными линиями показаны спектры с учетом поглощения в межзвездной среде. Стрелки соответствуют медианным значениям

пазоне он незаметен из-за поглощения излучения в галактической плоскости, но хорошо наблюдается во всех остальных диапазонах электромагнитного излучения. Лебедь X-3 является переменным источником в инфракрасном, рентгеновском и радио-диапазонах [20–22]. Обнаружение транзиентного гамма-излучения с энергией выше 100 МэВ указывает на эффективное ускорение космических лучей высоких энергий в данном источнике [23].

Один из ярких радиовсплесков от Лебедь X-3 был зарегистрирован в октябре 1985 года, и максимальная плотность потока достигла 9 октября значения 18 Ян на длине волны 11.1 см. Во время этой радиовспышки было обнаружено заметное превышение над фоном числа зарегистрированных ШАЛ от источника в течение 14–16 октября [1]. Энергия отдельных ливней не измерялась, и расчетный спектр зарегистрированных ливней существенно за-

Таблица 1

Дата	14.10.1985	15.10.1985	16.10.1985
Сигнал	106	84	105
Шум	77.2	68.8	88.2
Вероятность	10^{-3}	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$4.4 \cdot 10^{-2}$
Сигнал/Шум	1.4 ± 0.14	1.24 ± 0.14	1.21 ± 0.12

висит от предполагаемого спектра гамма-излучения от источника. На рис. 2 представлены дифференциальные распределения энергий ливней для данного триггера и двух значений степенного показателя спектров гамма-лучей: $\gamma=2.7$, соответствующего спектру первичных космических лучей, и $\gamma=2.1$, которое можно рассматривать как «эталонный спектр» для экспериментальных данных по гамма-излучению Лебедь X-3 в широком диапазоне энергий.

Эффект учета межзвездного поглощения гаммаквантов микроволновым фоновым излучением, связанный с процессом $\gamma\gamma \to e^+e^-$, также показан на рис. 2. Для спектра $\gamma=2.7$ поглощение незначительно изменяет медианную энергию распределения (она равна $7\cdot 10^{13}$ эВ вместо $8\cdot 10^{13}$ эВ). Для плоского спектра $\gamma=2.1$ эффект более заметный: средняя энергия изменяется от $3.3\cdot 10^{14}$ эВ до $1.6\cdot 10^{14}$ эВ.

Для анализа данных использовался следующий метод. Сравнивается темп счета ливней в круглой угловой ячейке с центром в источнике радиусом 2.5° (сигнал, ON) с фоновым темпом счета (шум, OFF) в четырех внешних ячейках той же формы и размера. Центры одной пары ячеек вне источника смещены от исходного положения на $\pm 5^{\circ}$ по склонению, центры другой пары смещены на $\pm 6.6^{\circ} = (5^{\circ}/\cos\delta)$ по прямому восхождению. При таком выборе все внешние ячейки контактируют и имеют тот же телесный угол, что и ячейка Лебедя. Данные были скорректированы на общий темп со всех направлений (чтобы исключить влияние атмосферного давления) и угловое распределение ливней.

Следует заметить, что в течение предыдущего года наблюдений, с 1 июля 1984 г. по 30 июня 1985 г., превышения числа ливней от направления на Лебедь X-3 не было обнаружено. По данным за октябрь 1985 г. было получено, что наилучшее соотношение сигнал/шум находилось в трехдневном окне 14–16 октября. Количество событий в ячейке источника, усредненное значение событий в ячейках фона

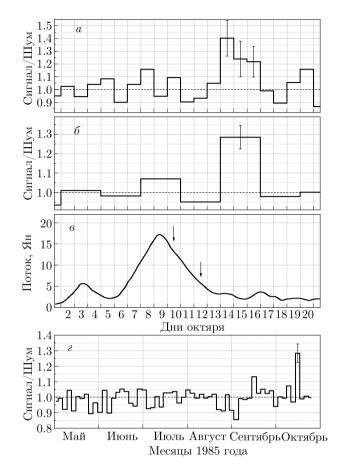


Рис. 3. Отношение сигнал/шум для октября 1985 года: a — с шагом один день в октябре; δ — с шагом три дня; ϵ — профиль радиовспышки, две стрелки соответствуют коротким вспышкам, зарегистрированным гамма-телескопом Gulmarg [25] с порогом около 6 ТэВ; ϵ — отношение сигнал/шум за период май—октябрь 1985 г.

и отношения сигнал/шум приведены в табл. 1. Можно видеть, что фон меняется от одного дня к другому. В основном это связано с коротким перерывом в наборе данных 15 октября. Фоновые значения 14 и 16 вполне совместимы, особенно с учетом поправки на атмосферное давление.

На рис. З показаны отношения сигнал/шум, а также профиль радиовсплеска на длине волны 11.1 см. Максимумы радиоизлучения (9 октября) и избыток ШАЛ (14 октября) не совпадают. На тот момент возникла проблема объяснения временной задержки, так как механизмы генерации радиоволн и гамма-излучения сверхвысоких энергий в Лебедь X-3 не были известны. Однако вскоре Березинский предложил [24] более простую и естественную модель, в которой гамма-излучение сверхвысоких энергий поглощается радиоизлучением внутри ис-

точника. Такое гамма-излучение может выйти наружу с некоторой задержкой, после уменьшения потока радиоизлучения, и, следовательно, уменьшения поглощения на радиоизлучении.

В табл. 1 представлены пуассоновские вероятности реализации определенного количества событий при заданном среднем фоне. Эти вероятности были рассчитаны с использованием доверительных интервалов, приведенных в статье [26]. По оценке, вероятность того, что событие с тремя подряд днями значительного превышения реализовано из-за флуктуаций, равна $7 \cdot 10^{-5}$. Это формально рассчитанная вероятность появления избытка в определенный момент. С учетом равных шансов появления этого превышения в любой момент времени вокруг вспышки была получена вероятность порядка 10^{-3} .

Данные одной лишь установки «Ковер» не могли быть рассмотрены как убедительное доказательство вспышки в Лебедь X-3 без подтверждения от других экспериментов, которых не последовало. Но стоит заметить, что в июне 1989 г. японской ливневой установкой Оһуа был зарегистрирован [27] избыток фотонов сверхвысоких энергий с высокой статистической значимостью, который также совпал по времени с мощной вспышкой в радио-диапазоне. В более современной работе [28] также описано совместное наблюдение вспышки наземным радиотелескопом и орбитальной гамма-обсерваторией.

2.2. Наблюдение вспышки в Крабовидной туманности

Наблюдение незначительного избытка регистрируемых установкой ШАЛ от Лебедь X-3 послужило дополнительным стимулом для поиска других источников. Очередное интересное событие случилось 23 февраля 1989 года. На установке «Ковер» была зарегистрирована вспышка гамма-излучения сверхвысоких энергий в Крабовидной туманности [29]. Данное событие было обнаружено по значительному суточному превышению числа зарегистрированных ШАЛ над фоном, который был набран в течение 1985—1989 годов. Наиболее интересным является тот факт, что после первой публикации данного результата другие установки подтвердили вспышку в Крабовидной туманности.

Анализ данных за 23 февраля 1989 года (по тому же алгоритму, как и для Лебедь X-3) показал, что 55 событий попали в центральную ячейку, привязанную к Крабовидной туманности, тогда как значение восьми фоновых ячеек равнялось 34.1 события. Это соответствует соотношению сигнал/шум 1.6 и

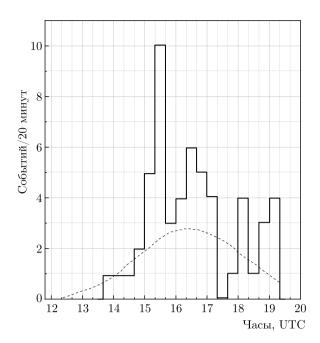


Рис. 4. Распределение событий в 20-минутном интервале, пришедших от Крабовидной туманности 23 февраля 1989 года. Пунктирная линия соответствует ожидаемому фону

Таблица 2. Результат наблюдений вспышки в Крабовидной туманности 23 февраля 1989 года. Значимость приведена без учета фазового анализа пульсара

	Время набл., UTC	Сигнал/Шум	σ
«Ковер»	15–18	1.61	3.1
KGF	13–16	1.97	3.4
EAS-TOP	17-20	1.49	2.1

статистической значимости 3.1 стандартных отклонения. Распределение этих 55 событий показано на рис. 4 вместе с ожидаемым фоном, который нормирован на среднее число фоновых событий. После 19 ч 20 мин UTC установка не работала.

Как говорилось ранее, данное событие было зарегистрировано и другими установками: KGF [30] (Индия), EAS—TOP [31] (Италия). Итоговые результаты приведены в табл. 2. По данным установки KGF был получен также поток фотонов:

$$I(E_{\gamma} > 10^{14} \text{ 9B}) = (8 \pm 2) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1}.$$

Установкой EAS-TOP:

$$I(E_{\gamma} > 2 \cdot 10^{14} \text{ sB}) = 2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1}.$$

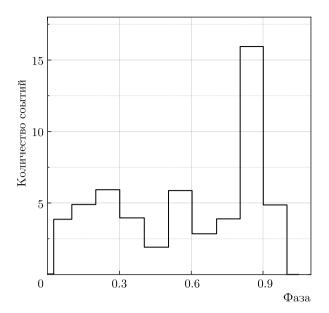


Рис. 5. Относительное фазовое распределение 55 событий после барицентрической обработки времен прихода и применения значений периода пульсара и его производной в соответствии с эфемеридой Jodrell Bank

Поток, полученный установкой «Ковер», находился между двумя этими значениями, что говорит о хорошем согласии этих результатов.

Времена прихода событий на установке «Ковер» фиксировались с около миллисекундной точностью, что позволило выполнить фазовый анализ для 55 событий. Результат показан на рис. 5. Фаза показана относительно произвольной начальной точки в цикле импульса пульсара в Крабовидной туманности, поскольку абсолютное время часов установки не было установлено с достаточной точностью для определения абсолютной фазы относительно радиоимпульса. Фазовый анализ с периодом пульсара по данным KGF также показал неоднородность. Они смогли измерить абсолютную фазу событий и обнаружили, что все дополнительные события приходятся на первую половину периода. Вероятность случайной реализации наблюдаемого распределения равна 0.01 для исходного равномерного фазового распределения.

3. YCTAHOBKA «KOBEP-2»

В связи с результатами, которые были получены в области гамма-астрономии сверхвысоких энергий и появлением в мире новых установок по регистрации ШАЛ, было необходимо провести существенную модернизацию установки «Ковер» с целью отделе-

ния ливней, рожденных первичными фотонами, от ливней, рожденных первичными протонами и ядрами. Такое разделение возможно благодаря тому, что ливни от первичных фотонов существенно обеднены адронами (и, как следствие, мюонами), по сравнению с ливнями от первичных протонов и, тем более, ядер. Таким образом, если отбирать ШАЛ, обедненные адронами и мюонами, то можно достаточно эффективно выделять ливни от первичных гамма-квантов. Для этого в составе установки «Ковер» был создан мюонный детектор. В данной конфигурации установка, получившая название «Ковер-2», работает с 1999 года. Регистрация мюонной компоненты ШАЛ позволила улучшить эффективность работы как в области гамма-астрономии сверхвысоких энергий, так и при изучении химического состава первичного космического излучения [32].

Мюонный детектор [33] установки «Ковер-2» расположен в трех подземных туннелях с размерами $5.5 \times 42 \text{ м}^2$, общий центр которого расположен на расстоянии 48 метров от центра «Ковра». Толщина грунта над МД около 500 г/см², что примерно соответствует пороговой энергии 1 ГэВ для вертикальных мюонов. Первоначально планировалось заполнить все туннели жидким сцинтиллятором с толщиной слоя 30 см, упакованным в пластиковые мешки, который просматривался расположенными на потолке туннелей ФЭУ. Впоследствии от этой идеи отказались из-за негерметичности используемых пластиковых мешков и низкой эффективности регистрации мюонов. На следующем этапе создания МД второй (центральный) туннель был оснащен 175 счетчиками на основе пластического сцинтиллятора площадью 1 м² и толщиной 5 см. Сцинтиллятор просматривается одним фотоэлектронным умножителем ФЭУ-49Б. Счетчики были разделены на 5 модулей по 35 в каждом, и анодные импульсы ФЭУ счетчиков каждого модуля суммируются по 35 штук в пяти аналоговых сумматорах. Сигналы с сумматоров подаются на входы ЗЦП (зарядовый – цифровой преобразователь) с порогами срабатывания 0.5 р. ч. (1 р. ч. — релятивистская частица — наиболее вероятное значение энерговыделения в детекторе, равное 10 МэВ для счетчиков МД). Полное энерговыделение в МД, измеренное в р. ч., обозначается как n_{μ} и используется для оценки числа мюонов в МД.

За время работы установки «Ковер-2» использовались два триггера для записи информации о событии в МД. До 2018 года триггер вырабатывался следующим образом: импульсы с ЗЦП подавались на вход схемы отбора событий, которая при наличии двух и более импульсов на входе вырабатыва-

ет выходной триггерный сигнал МД. Таким образом, сохранялась информация о событиях в МД при срабатывании двух и более модулей, т.е. при регистрации в МД не менее двух мюонов. Такой триггер существенно ограничивал возможность отбора ливней от первичных фотонов при энергиях ниже 700 ТэВ. С начала 2018 года информация о событиях в МД записывается по ливневому триггеру «Ковра», что позволило отбирать ливни от первичных фотонов с энергиями выше 300 ТэВ. Для выделения на установке «Ковер-2» ливней от первичных фотонов сверхвысоких энергий используется корреляционная зависимость $n_{\mu}-N_{ch}$, где N_{ch} — экспериментально измеренное полное число частиц в ШАЛ — используется для оценки энергии первичных частиц.

3.1. Ограничения на потоки диффузного гамма-излучения

Поиск диффузного гамма-излучения с энергией выше 700 ТэВ проведен на установке «Ковер-2» по экспериментальным данным за период с 1999 по 2011, в течение которого установка работала в штатном режиме 3390 суток [34].

За это время было зарегистрировано $1.3 \cdot 10^5$ ШАЛ, удовлетворяющих следующим условием отбора:

- ось ливня находится в пределах «Ковра»,
- зенитный угол $\theta < 40^{\circ}$,
- \bullet полное энерговыделение в «Ковре» не менее 10^4 р. ч.,
- количество сработавших счетчиков «Ковра» с энергетическим порогом 10 р. ч. не менее 300.

Корреляционная зависимость $n_{\mu} - N_{ch}$ для зарегистрированных ШАЛ и смоделированных ливней от первичных фотонов, приведена на рис. 6. Красная линия выделяет область, в которой есть только события от смоделированных гамма-ливней, при отсутствии зарегистрированных в эксперименте ШАЛ (т. е. отсутствует фон). Это позволяет применить следующую формулу для расчета верхнего предела для потока диффузного гамма-излучения для 90% C.L.:

$$I_{\gamma}(>E_0) = n_{90}/S\Omega T \varepsilon_1(>E_0)\varepsilon_2(>E_0),$$

где $n_{90}=2.3,\,S\Omega T=6.2\cdot 10^{14}\,\,\mathrm{cm^2\cdot cp\cdot c},\,\varepsilon_1$ — эффективность регистрации и восстановления параметров ливня, ε_2 — эффективность отбора гамма-ливней.

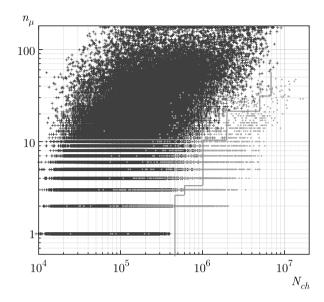


Рис. 6. Корреляционная зависимость n_{μ} от N_{ch} для экспериментально зарегистрированных ливней (синие крестики) и смоделированных гамма-ливней (зеленые точки). Красная линия соответствует границе для экспериментальных событий

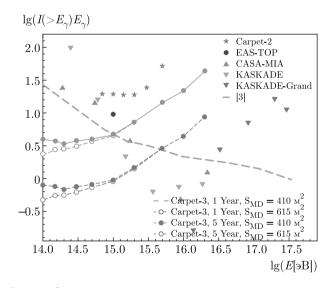


Рис. 7. Ограничения на интегральный поток космического диффузного гамма-излучения, полученые на установке «Ковер-2», в сравнении с результатами других экспериментов и расчетными потоками из работы [3]. На рисунке также приведены ожидаемые ограничения на поток космического диффузного гамма-излучения для двух конфигураций установки «Ковер-3» и для двух значений времени набора информации

Полученные на установке «Ковер-2» за 3390 суток набора информации ограничения на интегральный поток космического диффузного гамма-излучения в зависимости от энергии первичных фотонов приводятся на рис. 7 вместе с результатами других экспериментов и расчетным потоком из работы [3].

3.2. Наблюдение вспышки в созвездии Лебедя

20 ноября 2020 года нейтринная обсерватория IceCube сообщила о регистрации события (IceCube-201120A) с энергией 154 ТэВ. Внутри области локализации этого события находятся несколько потенциальных источников гамма-излучения сверхвысоких энергий, в том числе Лебедь—X3, от которого в 1985 году установкой «Ковер» был зарегистрирована сигнал.

Вскоре, 2 и 9 декабря, были сделаны сообщения на портале The Astronomer's Telegram, ATel#: 14237 и ATel# 14255. В первом сообщении был оценен поток гамма-излучения с энергией более 100 ТэВ от Кокона Лебедя во временном окне ± 12 часов относительно времени прихода нейтринного события. При поиске в окне ±15 дней было обнаружено два фотонноподобных события, о чем и говорилось во втором сообщении. Более подробную информацию о критериях отбора в фотонные кандидаты, а также их поиске от астрофизических источников можно найти в работах [35,36]. Дальнейший анализ выполнялся для набора данных, начиная с 7 апреля 2018 года и по настоящее время. Для анализа брался круг с угловым радиусом 4.7° , что соответствует угловому разрешению установки «Ковер-2», 86 % С.L. В качестве центра круга был выбрал источник Кокон Лебедя (4FGL J2028.6+4110e), являющийся наиболее вероятным источником зарегистрированного нейтрино.

Для всего набора данных превышение зарегистрированных событий над фоном не наблюдалось, поэтому был получен верхний предел для интегрального потока гамма-излучения с энергией более $300~{\rm Tab:}\ I_{\gamma}(E_{\gamma}>300~{\rm Tab:})<2.6\cdot10^{-13}~{\rm cm^{-2}\cdot c^{-1}}$ (95 C.L.).

При анализе события вокруг нейтринного события был получен сигнал, который может быть интерпретирован как возможная вспышка. Всего от региона с центром в Коконе Лебедя было зарегистрировано более 350 событий, причем пять из них соответствуют фотонным кандидатам. Для оценки статистической значимости возможной вспышки

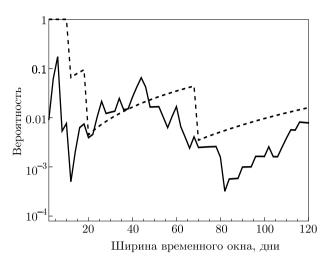


Рис. 8. Зависимость вероятности от ширины окна с центром, отсчитанным относительно времени прихода нейтрино. Сплошная линия соответствует всем событиям, штриховая — фотонным кандидатам

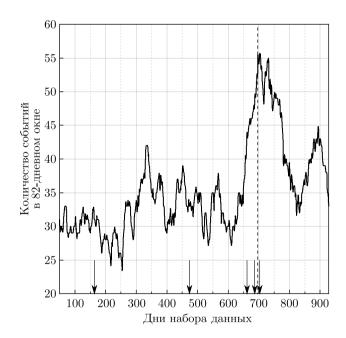


Рис. 9. Распределение всех событий во временном интервале шириной 82 дня. Стрелками показаны дни прихода фотонных кандидатов. Вертикальная пунктирная линия соответствует времени прихода нейтрино, 20 ноября 2020 г.

рассчитывалась вероятность для различных значений ширины временного окна, рис. 8. Было получено, что наибольшая статистическая значимость достигается при выборе временного окна шириной 82 дня. Распределение всех зарегистрированных событий для интервала шириной 82 дня, а также дни прихода фотонных кандидатов показаны на рис. 9.

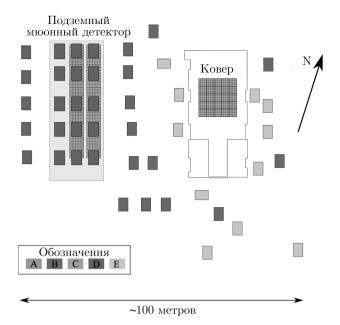


Рис. 10. Актуальная схема установки «Ковер-3». А — 400 счетчиков на основе жидкого сцинтиллятора общей площадью 196 м 2 . В — старые выносные пункты регистрации, 18 счетчиков на основе жидкого сцинтиллятора общей площадью 9 м 2 . С — подземный мюонный детектор, 410 счетчиков на основе пластического сцинтиллятора площадью 410 м 2 . Новые выносные пункты регистрации установки «Ковер-3», 9 счетчиков на основе пластического сцинтиллятора площадью 9 м 2 : D — полностью оборудованные, предполагаемая дата запуска до конца 2021 года;

Е — будут введены в эксплуатацию до 2023 года

Можно заметить, что увеличение числа зарегистрированных событий, в том числе фотонных кандидатов, совпадает по времени с приходом нейтринного события.

В результате, для предоставленного на рис. 9 набора данных вероятность составляет $0.0031~(2.96\sigma)$ для всех зарегистрированных события и $0.0064~(2.73\sigma)$ для фотонных кандидатов. Несмотря на низкую статистическую значимость, совпадение с нейтринным событием позволяет говорить о наблюдении возможной вспышки в области Кокона Лебедя. Более подробную информацию, а также обсуждение и выводы можно найти в работе [15].

4. YCTAHOBKA «KOBEP-3»

Установка «Ковер-3» является новым этапом в развитии установки, ее актуальная схема показана на рис. 10. Установка будет включать мюонный детектор (МД) общей площадью 410 M^2 , состоящий из 175 старых пластических сцинтилляционных счет-

чиков, работавших на установке «Ковер-2» и 235 новых. В отличие от старых счетчиков МД, для которых измерялось только энерговыделение, в новых дополнительно будет фиксироваться время прихода события с наносекундной точностью, что позволит исключать случайные события, не связанные с регистрируемым ШАЛ. В будущем, до конца 2023 года, планируется объединить все 410 счетчиков единой системой сбора данных на основе аналоговоцифровых преобразователей (АЦП) фирмы Саеп, которые будут записывать формы импульсов анодных сигналов. Наземная часть установки будет состоять из шести старых выносных пунктов регистрации (ВПР) и 39 новых. Новые ВПР будут состоять из девяти пластических сцинтилляционных счетчиков, таких же как и в МД, площадью 9 м². Толщина сцинтиллятора равна пяти сантиметрам, что соответствует наиболее вероятному энерговыделению около 10 МэВ при прохождении вертикальной заряженной частицы. Анодные сигналы ФЭУ с девяти счетчиков будут поступать на суммирующий трансформатор. Суммированный сигнал с каждого ВПР по коаксиальному кабелю будет доставляться в аппаратный зал на систему сбора данных.

Данная конфигурация позволит значительно повысить чувствительность и эффективность установки. Так, предварительно оцениваемая чувствительность к диффузному гамма-излучению показана на рис. 7.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установка «Ковер» активно работала по программе гамма-астрономии сверхвысоких энергий в 1980 годы. Она участвовала в кампании по наблюдению источника Лебедь Х-3, установив верхний предел на поток от этого источника, который опроверг результаты некоторых групп, получавших положительные результаты и значимые цифры потоков. Верхние пределы были получены и для некоторых других точечных объектов (Her X-1, Mrk 421). Но наиболее интригующими результатами были две вспышки от двух известных источников, значимость которых была увеличена сопутствующими наблюдениями других установок: радиотелескопами и черенковским телескопом в случае источника Лебедь Х-3 и тремя независимыми установками для регистрации ШАЛ в случае Крабовидной туманности. Наблюдения в новой конфигурации «Ковер-2» также позволили установить верхний предел на поток диффузного космического гамма-излучения с энергией более 300 ТэВ и получить указания на возможную вспышку, ассоциированную с одним из нейтринных событий детектора IceCube. Последнее заставляет с оптимизмом смотреть в будущее нового эксперимента «Ковер-3».

Финансирование. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, контракт 075-15-2020-778 Программы крупных научных проектов в рамках национального проекта «Наука». Работа выполнена на УНУ Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп, ЦКП Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

- V. V. Alexeenko, A. E. Chudakov, Ya. S. Elensky et al., Il Nuovo Cimento 10, 151 (1987).
- M. G. Aartsen, R. Abbasi, Y. Abdou et al., Science 342, (2013).
- **3**. O. Kalashev and S. Troitsky, JETP Lett. **100**, 761 (2014).
- R. Maze and A. Zawadzki, Il Nuovo Cimento 17, 625 (1960).
- L. Kuzmichev, I. Astapov, P. Bezyazeekov et al., Nucl. Instrum. Meth. A 952, 161830 (2020).
- 6. Z. Cao, Nature Astron. 5, 849 (2021).
- 7. T. Sako, PoS ICRC2021, 733 (2021).
- 8. P. K. Mohantya, S. R. Dugada U. D. Goswamia et al., Astropart. Phys. 31, 24 (2009).
- M. Amenomori, Y. W. Bao, X. J. Bi et al., Phys. Rev. Lett. 123, 051101 (2019).
- A. U. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro et al., Astrophys. J. 881, 134 (2019).
- A. U. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro et al., Nature Astron. 5, 465 (2021).
- M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort et al., Science 334, 1103 (2011).
- M. Amenomori, Y. W. Bao, X. J. Bi et al., Phys. Rev. Lett. 126, 141101 (2021).
- Z. Cao, F. A. Aharonian, Q. An et al., Nature 594, 33 (2021).

- D. D. Dzhappuev, Yu. Z. Afashokov, I. M. Dzaparova et al., Astrophys. J. Lett. 916, L22 (2021).
- J. Szabelski, Nucl. Phys. B-Proc. Sup. 196,371 (2009).
- Е. Н. Алексеев, П. Я. Глемба, А. С. Лидванский и др., Изв. АН СССР, сер. физ. 40, 994 (1976).
- V. V. Alexeenko, A. E. Chudakov, N. S. Khaerdinov et al., Proc. 19th ICRC (La Jolla, USA, August 11-23, 1985), 1, 91 (1985).
- **19**. В. В. Алексеенко, В. Н. Бакатанов, Д. Д. Джаппуев и др., Препринт ИЯИ РАН 1109 (2003).
- E. E. Becklin, G. Neugebauer, F. J. Hawkins et al., Nature 245, 302 (1973).
- **21**. R. Hjellming, M. Hermann, and E. Webster, Nature **237**, 507 (1972).
- **22**. J. C. A. Miller-Jones, K. M. Blundell1, M. P. Rupen et al., Astrophys. J. **600**, 368 (2004).
- M. Tavani, A. Bulgarelli, G. Piano et al., Nature 462, 620 (2009).
- 24. V. Berezinsky, Nature 334, 506 (1988).
- H. S. Rawat, V. K. Senecha, R. C. Rannot et al., Astrophys. Space. Sci. 151, 149 (1989).
- **26**. N. Gehrels, Astrophys. J. **303**, 336 (1986).
- Y. Muraki, S. Shibata, T. Aoki et al., Astrophys. J. 373, 657 (1991).
- **28**. S. Corbel, G. Dubus, J. A. Tomsick et al., Astrophys. J. **421**, 2947 (2012).
- V. V. Alexeenko, Y. M. Andreyev, A. E. Chudakov et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18, L83 (1992).
- B. Acharya, M. Rao, K. Sivaprasad et al., Nature 347, 364 (1990).
- **31.** M. Aglietta, B. Alssandro, G. Badino et al., Europhys. Lett. **15**, 81 (1991).
- **32**. Д. Д. Джаппуев, В. В. Алексеенко, В. И. Волченко и др., Известия РАН, сер.физ. **71**, 542 (2007).
- **33**. V. V. Alexeenko, N. A. Alexeenko, E. N. Alexeyev, et al., Proc. 23rd ICRC (Alberta, Canada, July 19–30, 1993) **2**, 477 (1993).
- **34**. В. Б. Петков, Д. Д. Джаппуев, А. С. Лидванский и др., Изв. РАН Сер. Физ. **83**, 1038 (2019).
- **35**. S. Troitsky, D. Dzhappuev, and Y. Zhezher, PoS **ICRC2019**, 808 (2019).
- **36**. D. D. Dzhappuev, I. M. Dzaparova, E. A. Gorbacheva et al., JETP Lett. **109**, 226 (2019).

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КОСМОГЕННЫХ НЕЙТРОНОВ И СКОРОСТИ СЧЕТА ИМПУЛЬСОВ НА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРАХ АСД, LSD И LVD

 $H.\ H.\ A$ гафонова * , $O.\ \Gamma.\ Ряжская$, от имени Коллаборации LVD

Институт ядерных исследований Российской академии наук 117312, Москва, Россия

Authors and Affiliations see below

Поступила в редакцию 6 октября 2021 г., после переработки 30 октября 2021 г. Принята к публикации 30 октября 2021 г.

Анализируются экспериментальные данные, полученные с помощью трех сцинтилляционных детекторов. Приводятся характеристики космогенных нейтронов под землей и их аналитические зависимости. Обсуждается поведение фоновых скоростей счета детектора LVD для двух порогов измерений $0.5\,$ МэВ и $5\,$ МэВ.

Cтатья для специального выпуска $X\Theta T\Phi$, посвященного 100-летию $A. E. \ Yyдакова$

DOI: 10.31857/S0044451022040071

EDN: DPVWCN

1. ВВЕДЕНИЕ

Космогенные нейтроны являются основным фоном для подземных экспериментов по поиску редких взаимодействий. Первые направленные исследования нейтронов выполнены на Артемовском сцинтилляционном детекторе в 1970-х гг. С помощью развития методики регистрации нейтронов на сцинтилляционных детекторах LSD и LVD, созданных в рамках российско-итальянского сотрудничества, получены энергетические спектры нейтронов, поток нейтронов под землей, временные вариации нейтронов, выход нейтронов от мюонов.

1.1. Жидкий сцинтиллятор

Принцип регистрации частиц сцинтилляционным методом заключается в возбуждении молекул, которое конвертируется в электромагнитное излучение видимого и ультрафиолетового диапазонов с изотропным испусканием фотонов. Основой жидкого сцинтиллятора (ЖС, LS) является углеводородсодержащее вещество — уайт-спирит [1], который по массе содержит 65% парафинов C_kH_{2k+2} , 15%

нафтенов C_kH_{2k} и 20 % ароматических углеводородов [2].

В СССР разработка ЖС на основе уайт-спирита для нейтринных детекторов больших объемов началась в 1965–1968 гг. [1,3]. Этот сцинтиллятор потом будет использоваться в экспериментах на Баксане (БПСТ), в Артемовске, Италии (LSD, LVD).

Общая формула уайт-спирита — $C_k H_{2k}$, $\overline{k} = 9.6$, плотность при температуре $20\,^{\circ}\mathrm{C}$ $\rho=0.778\,\pm$ $\pm 0.02 \text{ г/см}^3$, коэффициент объемного расширения $(1.23 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$ град $^{-1}$, показатель преломления равен 1.5 для света с длиной волны 420 нм. Температура вспышки уайт-спирита в открытом объеме 36 ± 2°C, его диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 2.1$, в 2 раза выше, чем у сухого воздуха. Для получения высокой прозрачности сцинтиллятора основа очищалась прогонкой под давлением через сорбенты Al_2O_3 и цеолит. Прозрачность контролировалась на длине волны спектрофотометра 420 нм методом «выхода из пучка» по интенсивности света, проходящего через столб жидкости 60 см. Затем в основе растворялся шифтер РОРОР (0.03 г/л) и активатор PPO (1 г/л). Удельный световыход ЖС — 1 фотон на 160 эВ или 6.25 фот./кэВ. Спектр излучения ЖС и спектральная чувствительность фотокатода ФЭУ хорошо согласуются. ЖС в счетчике продувается аргоном для вытеснения кислорода возду-

^{*} E-mail: agafonova@inr.ru

ха, растворенного в ЖС и подавляющего сцинтиллящии. В больших объемах сцинтиллятора практически весь кислород удаляется пропусканием через ЖС объема аргона, в 6 раз превышающего объем ЖС. Световыход при этом увеличивается примерно в 2 раза [1]. Средняя прозрачность после очистки около $20\,$ м, на этой длине интенсивность света уменьшается в e раз.

Полуторакубовый жидкостный сцинтилляционный счетчик был создан в 1979 г. для долговременных крупномасштабных экспериментов по поиску всплесков нейтринного излучения от коллапсирующих звездных ядер. Из 72 таких счетчиков был сконструирован детектор LSD, работавший с 1984 по 1999 гг. [4]. Установка LVD содержит 840 счетчиков [5].

Счетчик имеет размеры $1 \times 1 \times 1.5 \text{ м}^3$, на его верхней грани расположены ФЭУ с диаметром фотокатода 150 мм. Контейнер счетчика сварен из листов нержавеющей стали толщиной 4 мм. Полная масса контейнера в сборе 290 кг (без ФЭУ и кожухов). Светособирающая система состоит из майлара (алюминированной пленки), покрывающего площаль внутренней поверхности счетчика 8.10^4 см², с коэффициентом зеркального отражения $\alpha = 0.80$ –0.90 и ЖС высокой прозрачности 15-25 м с оптической плотностью 1.49 для света $\lambda \approx 420$ нм. В данном счетчике используется метод полного сбора света в результате многократных отражений, что реализуется при низких потерях света в ходе светособирания (поглощение в элементах собирающей системы) и малой величине отношения площади фотокатода к площади внутренней поверхности счетчика [6]. Все материалы счетчика химически инертны по отношению к веществу ЖС, что препятствует уменьшению его прозрачности. Масса сцинтиллятора счетчика равна 1170 ± 20 кг.

1.2. Нейтроны под землей

Высокая проникающая способность нейтронов и достаточно большое сечение ядерных реакций делают нейтроны основным трудно устранимым фоном в подземных лабораториях. Нейтроны могут производить события, имитирующие искомые, в широком диапазоне энергий от десятков кэВ до сотен МэВ посредством упругих столкновений со свободными протонами (в детекторах на органическом сцинтилляторе) или ядрами вещества мишени, а также неупругих взаимодействий с ядрами. Поскольку нейтроны выходят из ядер и, наиболее вероятно, заканчивают свое свободное состояние ядерным

захватом, появление каждого нейтрона, помимо его собственных взаимодействий с веществом, сопряжено с образованием по крайней мере двух изотопов остаточного ядра вещества детектора или защиты и ядра, захватившего нейтрон. Возникшие нестабильные изотопы могут произвести фоновое событие, испуская электрон или гамма-квант. В подземных лабораториях поток нейтронов, выходящих из грунта, включает в себя нейтроны естественной радиоактивности и космогенные нейтроны (нейтроны, генерированные мюонами). На глубинах более 2 км в. э. поток космогенных нейтронов на 2.5–3 порядка меньше потока нейтронов радиоактивности грунта, образующихся в (α, n) -реакциях $(\alpha$ -частицы испускаются ядрами уранового и ториевого семейств, содержащимися в грунте) и при спонтанном делении $^{238}{\rm U}.$ Энергия этих нейтронов не превышает 30 МэВ, их роль в создании фона может быть устранена введением защиты достаточной толщины. Однако вследствие высокой энергии (вплоть до ~ 1 ГэВ) космогенные нейтроны обладают большими пробегами, а соответственное увеличение толщины защиты и, следовательно, ее массы приводит к возрастанию вероятности образования в ней нейтронов. Таким образом, сама защита становится источником нейтронного фона.

В детекторах на органическом сцинтилляторе (эксперименты LVD, Borexino, KamLAND, БПСТ, АСД), которые используются для поиска потока нейтрино от гравитационного коллапса звездного ядра, сопровождающегося вспышкой сверхновой второго типа, основной реакцией является взаимодействие электронного антинейтрино с протоном: $\overline{\nu}_e p \to n e^+$ — реакция Райнеса – Коуэна или IBD (реакция обратного бета-распада). Реакция Райнеса – Коуэна имеет хорошо идентифицируемую сигнатуру и большое сечение, в результате реакции появляется пара связанных во времени импульсов: e^+ и γ -квант 2.2 МэВ от np-захвата.

При достаточной энергии (выше $10 \text{ M} \cdot \text{B}$) космогенные нейтроны способны в точности воспроизвести сигнатуру IBD. Нейтроны имитируют сигнатуру реакции, производя первый импульс посредством np-рассеяния (ионизационные потери протона отдачи), второй — np-захвата термализованного нейтрона (энергия испускаемого гамма-кванта $2.2 \text{ M} \cdot \text{B}$).

2. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Нейтроны в сцинтилляционном детекторе регистрируются посредством регистрации гамма-кван-

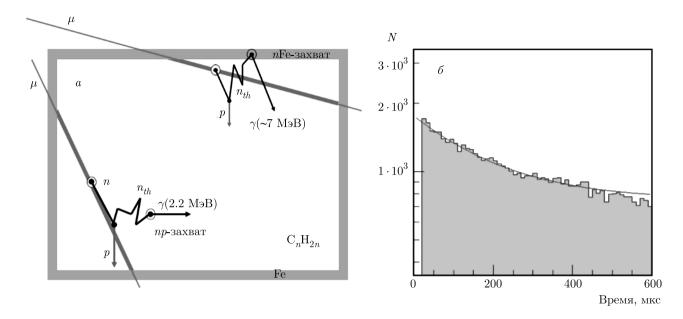


Рис. 1. a) Схема прохождения мюона через счетчик с рождением нейтронов и регистрацией гамма-квантов. b) Временное распределение числа регистрируемых гамма-квантов с фоном, кривая — аппроксимация вида $dN_n/dt = B + N_0 \exp(-t/\tau)$

тов с энергией выше нижнего порога $E>0.5\,$ МэВ, который «открывается» во временном окне 1 мс после триггера $E>5\,$ МэВ, вызываемого прохождением мюона или другой высокоэнергичной частицей (протоном, фоновым гамма-квантом и т. д.).

Мюон, проходя через установку, или рождает нейтроны своим полем (это нейтроны прямой генерации), или рождает электромагнитный или адронный ливень, в котором рождаются вторичные нейтроны. Все эти нейтроны замедляются в веществе детектора приблизительно до 0.4 эВ в столкновениях в основном с протонами. Затем нейтроны термализуются до энергии 0.025 эВ и захватываются протоном водорода $np \to D^* \to D + \gamma$ или ядром Fe (n^{56} Fe \to 57 Fe* \to 57 Fe ($k\gamma$), 91.7%; n^{54} Fe \to 55 Fe* \to 55 Fe (γ), 5.8%) с испусканием γ -квантов с энергией 2.23 МэВ или около 8 МэВ соответственно (рис. 1a).

Величину среднего времени жизни (время диффузии) термализованного нейтрона в среде можно определить по формуле

$$\tau_{diff} = \frac{1}{v_{th} \Sigma_a} = 2.05 \cdot 10^{-4} \text{ c},$$

где $v_{th}=2198~{\rm m/c}-{\rm скорость}$ термализованного (0.025 эВ) нейтрона; $\Sigma_a=0.0222~{\rm cm}^{-1}-{\rm макросече}$ ние поглощения нейтрона ядрами среды, усредненное по максвелловскому спектру нейтронов, зависящее от химической формулы ЖС (${\rm C}_k{\rm H}_{2k}$) и плотности $\rho=0.78~{\rm r/cm}^3$.

Разделение гамма-квантов от захватов нейтронов и фоновых событий проводится по характерной экспоненте $\exp(-t/\tau)$, где τ — время захвата, и плоскому временному распределению фоновых импульсов (рис. 16). Таким образом, регистрируемое временное распределение является суммой:

$$\frac{dN_n}{dt} = B + N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right).$$

Из-за размеров счетчика и краевых эффектов $\tau \approx 185$ мкс для сцинтиллятора, $\tau \approx 135$ мкс для гамма-квантов от захватов нейтронов на железе.

Эффективность регистрации одним счетчиком изотропно распределенных в его объеме нейтронов при захватах в сцинтилляторе составляет $\eta_n = (55 \pm 2)\%$ [7]. Эта величина объясняется вылетом из счетчика гамма-квантов и в меньшей степени нейтронов. При выбранных условиях измерений, когда нейтрон регистрируется несколькими счетчиками, эффективность η_n повышается приблизительно до 77%. Гамма-кванты с энергией от 4 до ~ 10 МэВ (максимальная энергия гамма-кванта от nFe-захвата) регистрируются с эффективностью 62% [7]. Высокая эффективность регистрации обусловлена геометрией и большими размерами регистрирующего объема.

2.1. Эксперименты в Артемовске

В начале 1970-х гг. близи г. Артемовска (сейчас г. Бахмут, Украина) на Артемовской научной станции (АНС) ИЯИ АН СССР была создана установка для изучения нейтронов на разных глубинах, которая также использовалась для исследования поведения сечения ядерного взаимодействия мюонов в зависимости от передаваемой энергии. Установка АНС состояла из трех рядов сцинтилляционных счетчиков [8]. Верхний и нижний ряды регистрировали заряженные частицы $(0.35 \times 1.4 \times 1.4 \text{ м}^3)$, в среднем ряду располагался счетчик $(0.7 \times 0.7 \times 0.7 \text{ м}^3)$, чувствительный как к заряженным частицам, так и к нейтронам, за счет соли гадолиния, растворенной в сцинтилляторе. Запуск установки происходил в том случае, если через нее проходил мюон и в среднем счетчике в течении 200 мкс после этого была зарегистрирована вспышка, соответствующая энерговыделению гамма-квантов (запаздывающие импульсы), излучаемых после захвата нейтрона ядром гадолиния, либо если в каком-либо из рядов счетчиков наблюдалось большое энерговыделение, связанное с прохождением ливня через установку. Эксперимент проводился на двух глубинах под землей: на глубине 316 м в. э. в соляной шахте и на глубине 25 м в. э. в гипсовой шахте.

Артемовский сцинтилляционный детектор (АСД), запущенный в 1978 г., имеет 100 т ЖС в корпусе цилиндрической формы с примерно равновеликими высотой и диаметром ~ 5.5 м. Детектор находится в соляной шахте на глубине 570 м в. э. [9]. Энергетический диапазон определялся возможностями электроники, ориентированной на регистрацию IBD-реакции. Мюоны со средней энергией 125 ГэВ генерировали нейтроны в сцинтилляторе детектора и частично в соли, окружающей установку. Число нейтронов определялось временному распределению запаздывающих гамма-квантов с энергией от 0.5 МэВ до 10 МэВ во временном окне 200 мкс [10]. Энергия нейтронов для получения спектра определялась по энерговыделению протонов отдачи в реакции упругого пр-рассеяния с учетом квэнчинга в ЖС и частиц nС-взаимодействия [11].

2.2. Эксперименты LSD и LVD

Эксперимент LSD [4] работал с 1985 по 1998 гг. в камере рядом с туннелем под Монбланом (Италия) на глубине 5200 м в. э. Установка LVD [5], находящаяся под вершиной горного массива Гран Сас-

со (Италия, Лаборатория LNGS) на глубине $\overline{H}=3300\,$ мв. э., $H_{min}=3100\,$ мв. э., начала давать информацию в 1991 г.

Детекторы сходны по структуре — оба были сконструированы на базе полуторакубового сцинтилляционного счетчика $(1 \times 1 \times 1.5 \text{ м}^3)$. Энергетическое разрешение счетчика для энерговыделения больше 20 МэВ около 20%, диапазон измеряемых энерговыделений 0.5–500 МэВ. Временное разрешение 1 мкс [6]. Массы сцинтиллятора и железа стальных конструкций установок примерно одинаковы: LSD содержал 90 т ЖС и 100 т Fe, LVD содержит 970 т ЖС и 1000 т Fe. Количество счетчиков 72 для LSD образует 3 уровня и 3 колонны. LVD состоит из 840 счетчиков, сгруппированных в 3 башни (Т1, Т2, Т3), каждая из которых образует 7 уровней и 5 колонн.

Выход нейтронов Y_n на LSD и LVD определялся при разных условиях регистрации нейтронов: а) внутренним счетчиком установки, через который проходил мюон (LSD [12]), б) всеми счетчиками внутреннего объема установки, пересекаемого мюоном (LVD [13]), в) внутренними счетчиками с триггерными импульсами, включая мюонный (LVD [14]). Под мюоном здесь понимается как одиночный мюон, так и группа мюонов с ливневым сопровождением или без него.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Выход нейтронов

На установках в Артемовске, LSD и LVD были измерены нейтроны, генерированные мюонами в веществе детектора (для АНС [10], АСД [15] в сцинтилляторе, для LSD [12,16] и LVD [13,14,16] в сцинтилляторе и железе, из которого состоят счетчики). В таблице приведены результаты измерений выхода нейтронов. Выход нейтронов из железа получен для установок LSD и LVD с применением расчета для доли масс веществ [16] и эффективности регистрации нейтронов, рожденных в железе и сцинтилляторе [7].

Генерация нейтронов потоком мюонов (выход нейтронов) с энергиями больше десятков ГэВ характеризуется средней энергией мюонов \overline{E}_{μ} : $Y_n \propto \overline{E}_{\mu}^{\alpha}$, где $\alpha=0.75$ –0.80. Сопоставление величин энергии \overline{E}_{μ} и глубины H в различных экспериментах (см. таблицу) показывает, что энергия \overline{E}_{μ} определяется с большой ошибкой. Расчет величины \overline{E}_{μ} на данной глубине требует задания спектра мюонов на поверхности, рельефа поверхности, состава и плотно-

Таблица. Измерения выхода нейтронов на установках в Артемовске, LSD и LVD. Выходы приведены в единицах $\times 10^{-4}~n/\mu/(\rm r/cm^2)$. Для Y_{LS} приведены скорректированные (*) значения (см. [16])

Эксперимент	$\overline{E}_{\mu},$ ГэВ	<i>H</i> , м в. э.	$Y_{LS},$ $A = 10.4$	$Y_{\rm Fe}, A = 56$
AHC	16.7 ± 8.2	25	$0.36 \pm 0.05^*$	
AHC	86 ± 18	316	$0.93 \pm 0.12^*$	
АСД	125 ± 22	570	$1.57 \pm 0.24^*$	
LVD	280 ± 18	3300	3.3 ± 0.5	16.4 ± 2.3
LSD	385 ± 39	5200	$4.1 \pm 0.6^*$	20.3 ± 2.6

сти грунта над установкой, энергопотерь мюонов в веществе.

Зависимости выхода нейтронов от энергии мюона E_{μ} и атомного номера вещества A обычно представляли простейшими выражениями $Y_n(\overline{E}_{\mu})=$ $=c_AE_{\mu}^{\alpha}$ и $Y_n(A)=c_EA^{\beta}$. В результате лучшей аппроксимации экспериментальных данных Y_n была получена универсальная формула A. Мальгина (UF):

$$Y_n = b_n \overline{E}_{\mu}^{\alpha} A^{\beta}, \tag{1}$$

где $b_n=4.4\cdot 10^{-7}~({\rm r/cm^2})^{-1},~\alpha=0.78$ и $\beta=0.95$ [17,18]. Являясь эмпирическим выражением основной зависимости выхода от E_μ и A, UF связывает потери энергии b_n мюонов в веществе A со способностью вещества образовывать нейтроны под воздействием энергии $b_n\overline{E}_\mu^\alpha$ и раскрывает смысл коэффициентов c_A и c_E в зависимостях $Y_n(\overline{E}_\mu)$ и $Y_n(A)$. Согласуясь с результатами измерений, UF учитывает влияние на величину выхода реального спектра потока мюонов с энергией \overline{E}_μ .

Как было показано в [18], выход космогенных нейтронов связан с ядерными и электромагнитными энергетическими потерями мюонов ультрарелятивистских энергий и ядерными свойствами вещества.

На рис. 2 представлены величины измеренного в экспериментах АСД, LSD и LVD выхода нейтронов в сцинтилляторе и зависимость $Y_n(\overline{E}_{\mu})$, полученная с помощью UF. UF позволяет вычислять величину выхода Y_n для любого вещества на любой глубине эксперимента; в этом смысле формула (1) является универсальной. Точность UF не хуже 20%.

Справедливость этой формулы была подтверждена недавно проводимыми на LVD экспериментами. В структуру LVD были помещены дополнитель-

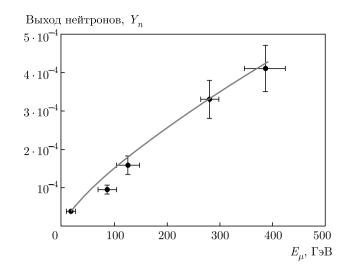


Рис. 2. Измеренные выходы нейтронов в сцинтилляторе в зависимости от средней энергии мюонов. Кривая — функция $Y_n=4.4\cdot 10^{-7}\cdot 10.4^{0.95}\overline{E}^{0.78}$

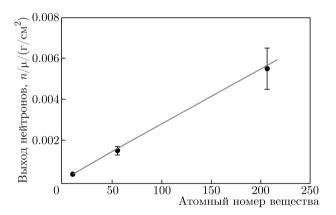


Рис. 3. Измерения выхода нейтронов в ЖС, ${
m Fe,\ Pb}$ при $\overline{E}_\mu=280$ ГэВ; кривая — расчет по UF

ные вещества: для измерения выхода нейтронов в железе (Y_n^{Fe}) использовался слой 4 см общей массой 470 кг; для измерения в свинце $(Y_n^{\text{Pb}})-510$ кг (3 см). В анализе выбирались такие мюоны, которые прошли через два счетчика LVD и дополнительное вещество между ними (железо или свинец). Выходы нейтронов измерялись по разнице удельного числа нейтронов от мюонов до и после установки дополнительного вещества. С учетом средних длин пробега мюона 35.6 г/см² в дополнительном железе и 38.7 г/см² в свинце, а также эффективностей регистрации нейтронов (24.4 % и 28.0 %) были получены величины генерации нейтронов мюонами в железе $Y_n^{\mathrm{Fe}}=(15\pm2)\cdot 10^{-4}n/\mu/(\mathrm{r/cm^2})$ и в свинце $Y_n^{\mathrm{Pb}}=(55\pm10)\cdot 10^{-4}n/\mu/(\mathrm{r/cm^2}).$ Расчет по UF дает $Y_n^{\rm Fe}({
m UF})=16.3\cdot 10^{-4}n/mu/({
m r/cm^2})$ и $Y_n^{\rm Pb}({\rm UF})=56.5\cdot 10^{-4}n/\mu/(\Gamma/{\rm cm}^2),~{\rm cm.}~{\rm puc.}~3.~{\rm Bus-}$

ход $Y_n^{\rm Pb}$ получен на статистике за 4 года анализа (2015—2019 гг.). Ошибка измерения — систематическая, больше статистической, и связана с достаточно тонким, недостаточным для полного развития ливня, слоем свинца (3 см). Большие флуктуации распределения $dN_n/dt=B+N_0\exp(-t/\tau)$ усложняют определение числа нейтронов $N_0\tau$.

3.2. Энергетический спектр

Важная характеристика космогенных нейтронов — его энергетический спектр генерации $(F^s(T))$. Этим спектром определяются спектр изолированных нейтронов $(F^{is}(T))$, проникающая способность нейтронов и эффекты, связанные с их взаимодействиями в материалах детекторов.

В эксперименте LVD был получен энергетический спектр нейтронов в диапазоне энергий от 30 до 450 МэВ [19], образуемых мюонами в веществе детектора. Мюоны со средней энергией 280 ГэВ проходили через одну колонну детектора, а детектирующий объем, образуемый 60 счетчиками, составлял 72 тонны ЖС. Спектр нейтронов восстанавливался с использованием спектра полных энерговыделений нейтронов в счетчиках. Соответствие между регистрируемым энерговыделением и энергией нейтронов устанавливалось расчетом с помощью метода Монте-Карло. В диапазоне энергий от 30 до 120 МэВ точки описываются зависимостью $F^s(T) \propto$ $\propto T^{-1.11\pm0.30},$ в диапазоне от 120 МэВ до 450 МэВ зависимостью $F^s(T) \propto T^{-2.05\pm0.14}$. Форма спектра меняется при энергии около 120 МэВ.

В эксперименте АСД энергетический спектр нейтронов измерялся в диапазоне от 20 до 90 МэВ [9]. Нейтроны генерировались в соли потоком мюонов со средней энергией 125 ГэВ. Энергия нейтронов определялась по энерговыделению протонов отдачи в реакции упругого рассеяния с учетом квэнчинга в ЖС. Показатель спектра был определен с точностью $20\% \ F^{is}(T) \propto T^{-0.5\pm0.1}$.

Экспериментальные данные, полученные на детекторах АСД и LVD, позволили заключить [18], что энергия космогенных нейтронов заключена в диапазоне от нуля до ~ 1 ГэВ. Спектр генерации космогенных нейтронов $F^s(T)$ имеет трехкомпонентный вид. В первой компоненте доминируют испарительные нейтроны с максвелловским спектром и максимальной энергией около 30 МэВ. Нейтроны этой компоненты составляют приблизительно 75% от числа всех космогенных нейтронов. Нейтроны с энергией 30–1000 МэВ образуют вторую и третью компоненты спектра. Форма этих компо-

нент T^{-1} и T^{-2} с перегибом при энергии $T_{cr} \approx$ $\approx 60(A^{0.25}-0.67)$ МэВ следует из аддитивной кварковой модели глубоконеупругих мягких процессов с привлечением эффектов прохождения нейтронов через ядро [18, 20]. Спектр $F^{is}(T)$ изолированных космогенных нейтронов, выходящих из грунта, включает в себя также три компоненты и ограничен энергией около 1 ГэВ. Первая из компонент также имеет вид максвелловского распределения с предельной энергией 30 МэВ. Основным фактором, определяющим форму второй и третьей компонент спектра $F^{is}(T)$, является размер области, из которой космогенные нейтроны достигают детектора. Под действием этого фактора вторая компонента приобретает вид $F^{is}(T) \propto T^{-0.6}$, а третья компонента трансформируется в $F^{is}(T) \propto T^{-2.6}$ [18, 20].

3.3. Поток нейтронов

Как было показано в работе [21], поток космогенных нейтронов $F_n(H)$ выражается через скорость образования нейтронов $R_n(H)$ на границе камера–грунт на глубине H и площадь поверхности камеры S_c :

$$F_n(H) = R_n(H)/S_c$$
.

Скорость образования нейтронов в объеме грунта V определяется эффективной толщиной слоя l_n и плотностью ρ грунта, окружающего камеру, из которого в нее поступают нейтроны, и зависит от глобальной интенсивности мюонов $I_{\mu}(H)$ и выхода нейтронов $Y_n(H)$:

$$R_n(H) = I_{\mu}(H)V\rho Y_n(H)[n c^{-1}].$$

Подставляя выражение для $R_n(H)$ и $V \approx S_c l_n$, получаем выражение для потока

$$F_n(H) = I_\mu(H)Y_n(H)l_n\rho \ [n \, \text{cm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1}],$$
 (2)

которое представляет поток космогенных нейтронов в грунте на глубине H.

Произведение $l_n \rho$ [г/см²] является длиной релаксации λ_n , характеризующей ослабление k изотропного потока нейтронов в грунте: $k = \exp(-L/\lambda_n)$, L [г/см²] — толщина слоя грунта. Связь между \overline{E}_μ и H будем использовать в виде

$$\overline{E}_{\mu} = [1 - \exp(-bH)] \frac{\varepsilon_{\mu}}{\gamma_{\mu} - 2},$$

где $\varepsilon_{\mu}=693$ ГэВ, $\gamma_{\mu}=3.77$ и b=0.4 (км в.э.) $^{-1}$ для стандартного грунта и плоской поверхности [22]. Подставляя величину $\lambda_n=35$ г/см 2 в формулу для $F_n(H)$ и записывая выход $Y_n(H)$ в виде (1)

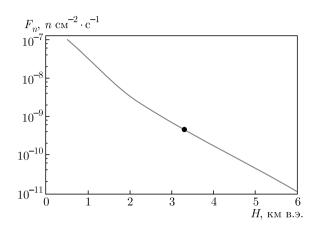


Рис. 4. Полный поток нейтронов от мюонов в грунте в зависимости от глубины. Кривая — расчет с помощью UF (стандартный грунт A=22) [21]. Точка — расчет в грунте подземной лаборатории Gran Sasso методом Монте-Карло для $3300\,$ м в. э. [24]

при A=22, получаем поток нейтронов, выходящих из грунта через границу камера—стандартный грунт [21]:

$$F_n(H) = 2.9 \cdot 10^{-4} I_\mu(H) \overline{E}_\mu^{0.78}(H) [n \,\text{cm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1}].$$
 (3)

Для интенсивности мюонов I_{μ} можно использовать формулу

$$\begin{split} I_{\mu}(H) &= 68 \cdot 10^{-6} \exp \left(-\frac{H}{0.285} \right) \, + \\ &\quad + 2.1 \cdot 10^{-6} \exp \left(-\frac{H}{0.698} \right) \end{split}$$

из работы [23]. Зависимость потока $F_n(H)$, вычисленная по формуле (3), представлена на рис. 4. С помощью моделирования методом Монте-Карло с использованием GEANT4 был рассчитан поток нейтронов в грунте подземного зала детектора LVD: $F_n^{MK} = 4.58 \cdot 10^{-10} \; \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{c}^{-1}$ [24].

3.4. Временные вариации потока нейтронов

В эксперименте LVD было найдено [25, 26], что поток космогенных нейтронов F_n^0 испытывает сезонные вариации под действием двух факторов: а) изменения интенсивности мюонов $\delta I_\mu/I_\mu$ [27], б) изменения удельного числа нейтронов $\delta N_n/N_n$. На глубине LVD вариации потока нейтронов имеют амплитуду

$$1+\frac{\delta F_n}{F_n^0}=\left(1+\frac{\delta I_\mu}{I_\mu}\right)\left(1+\frac{\delta N_n}{N_n}\right)=1.015\cdot 1.077,$$

т. е. $\delta F_n/F_n^0(I_\mu, N_n) = 9.3\%$.

Основным источником сезонных вариаций потока нейтронов под землей являются вариации средней энергии мюонов $\delta \overline{E}_{\mu}$ [28] в предположении, что вариации $\delta N_n/N_n$ зависят только от \overline{E}_{μ} . Вариации числа нейтронов, связанные с $\delta \overline{E}_{\mu}$, в 5 раз превышают амплитуду вариаций δI_{μ} . Как следует из рассмотрения механизма температурных вариаций характеристик потока мюонов [18, 29], это объясняется более сильной, по сравнению с I_{μ} , зависимостью энергии \overline{E}_{μ} от температурного эффекта. Полагая, что $\delta F_n/F_n^0 = 9.3\,\%$, получаем выражение для сезонных модуляций потока нейтронов, образуемых в веществе A на глубине LVD:

$$F_n(t, A) = F_n^0(H, A) \left[1 + 0.093 \cos(2\pi (t - t_n^0)/T_m) \right].$$

Обнаружение более сильных модуляций потока космогенных нейтронов по сравнению с потоком мюонов вызывает желание связать с ними модуляции сигнала в эксперименте DAMA/LIBRA $\sim 7\%$ [30]. Этому противоречит различие фаз модуляций потока нейтронов, которые найдены по данным LVD: $t_n^0=185\pm18$ сут, и сигнала DAMA/LIBRA: $t_{D/L}^0=152.5$ сут. Тем не менее, учитывая большую неопределенность фазы t_n^0 , в значительной мере связанную с нерегулярными колебаниями температуры, влияние модуляций потока нейтронов на сигнал DAMA/LIBRA пока исключить нельзя [18].

4. НЕЙТРОНЫ И ГАММА-КВАНТЫ ОТ ЦЕПОЧЕК РАСПАДА УРАНА И ТОРИЯ

Фон в детекторах LSD и LVD обусловлен ядерными распадами урана 238 U, тория 232 Th, калия 40 K, а также нейтронами в (α,n) -реакциях на элементах грунта от α -частиц, рождающихся от дочерних и следующих за радоном α -активных ядер этих рядов, и вторичными нейтронами, образующимися при взаимодействии мюонов. Этот фон изучался не только в рамках задачи определения фона для нейтринного эксперимента, но и для выявления корреляций, связанных с атмосферными метеоэффектами, гравитационными эффектами относительного движения Земли и Луны и тектонической активности.

Фон одиночных импульсов в LVD с энергией E>5 МэВ вызывается нейтронами от взаимодействия мюонов в грунте вокруг детектора, от радиоактивности грунта и материалов установки. На рис. 5 приведен фон, регистрируемый триггерами, для башен T1, T2 и T3. Видно, что срединная башня имеет наименьшее значение (красная кривая). Средняя скорость счета для T1 —

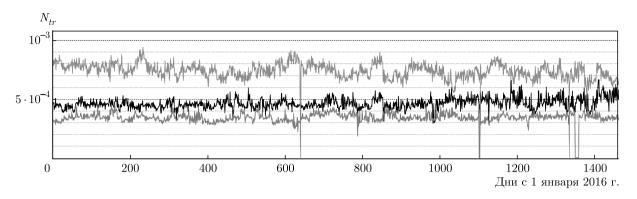


Рис. 5. (В цвете онлайн) Временной ряд скорости счета одиночных триггеров, приведенных на счетчик в секунду для внутренних счетчиков Т1 (средняя черная кривая), Т2 (нижняя красная), Т3 (верхняя зеленая). Внутренние счетчики отбираются одинаково, их 80 шт.

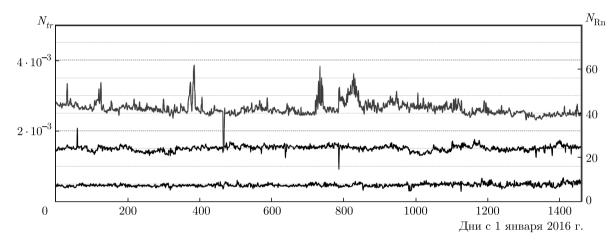


Рис. 6. (В цвете онлайн) Временной ряд скорости счета данных, приведенных на 1 счетчик в 1 секунду: верхняя кривая (правая ось) — низкоэнергетические импульсы, кривая посередине (левая ось) — одиночные триггеры для внешних счетчиков, нижняя кривая (левая ось) — одиночные триггерные импульсы для внутренних счетчиков

 $4.6\cdot 10^{-4}$ имп./с/сч., для $T2-3.4\cdot 10^{-4}$ имп./с/сч., для $T3-7.4\cdot 10^{-4}$ имп./с/сч. Первая башня T1 с трех сторон окружена грунтом, вторая башня T2 окружена грунтом с двух коротких сторон. Для T3 скорость счета больше других, так как третья башня окружена грунтом с двух сторон, а одной из длинных сторон открыта к пространству зала лаборатории. Фоновые частицы собираются с большей площади зала и попадают в детектор.

Скорость счета детектора с энергией E > 0.5 МэВ представлена на рис. 6 (верхняя кривая, правая ось). Это импульсы γ -квантов от распадов дочерних ядер радона 222 Rn, период полураспада которого 3.8 дня. γ -излучение создается в основном ядрами 214 Bi, за счет β -распада превращающимися в 214 Po с характерным временем $\tau = 19.7$ мин. Энергетический спектр γ -излучения охватывает диапазон от 0.6 до 2.5 МэВ. Нижние две кривые —

скорости счета одиночных триггеров E>5 МэВ наружных и внутренних счетчиков, средние значения за 4 года статистики $1.5\cdot 10^{-3}$ имп./с/сч. и $0.5\cdot 10^{-3}$ имп./с/сч. соответственно.

Выбросы во временном ряде событий E>0.5 МэВ связаны с инжекцией радона в атмосферу зала из микротрещин в грунте. На изменение концентрации радона в зале влияет техническая деятельность на экспериментах [31,32], сейсмическая активность и приливные силы. Нами также были обнаружены сезонные вариации фона естественной радиоактивности подземного помещения, которые обусловлены сезонными колебаниями концентрации радона, связанными с изменением температуры грунтовых вод, а также температуры и влажности атмосферы подземной камеры. Амплитуда измеренных вариаций составляет $(4\pm2)\%$, фаза $\phi=8.1\pm0.4$ мес. [26].

Впервые на возможность изучения вариаций концентрации радона под землей было обращено внимание после обнаружения аномального повышения фоновой скорости счета детектора LSD в дни наиболее сильных сейсмических толчков в Италии (сентябрь 1997 г.). Затем подобная драматическая корреляция была найдена между увеличением скорости счета установки LVD и сильными землетрясениями в Турции (август, ноябрь 1999 г.). Эффект наблюдался от двух дней до нескольких часов до землетрясений. Сейчас ведутся целенаправленные поиски корреляций выбросов радона в данных LVD ($E > 0.5 \text{ M}_{20}$ В) и предвестников землетрясений [33].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измеренные в экспериментах в Артемовске АСД, LSD и LVD характеристики космогенных нейтронов представляют собой свойства равновесной нейтронной компоненты адронного сопровождения мюонов в веществе.

1. Основной количественной характеристикой нейтронов является выход — величина, определяющая свойство вещества генерировать нейтроны под действием мюонов. Основную зависимость выхода нейтронов от средней энергии потока мюонов и массового числа вещества представляет UF

$$Y_n(\overline{E}_{\mu}, A) = b_n \overline{E}_{\mu}^{0.78} A^{0.95}, \quad b_n = 4.4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \cdot \Gamma^{-1}.$$

- 2. Справедливость UF подтверждают результаты измерений выхода нейтронов в сцинтилляторе на АСД и LSD, а также полученные на детекторе LVD новые значения выхода космогенных нейтронов от мюонов в железе $Y_n^{\rm Fe}=(15\pm2)\cdot 10^{-4}n/\mu/(\Gamma/{\rm cm}^2)$ и в свинце $Y_n^{\rm Pb}=(55\pm10)\cdot 10^{-4}n/\mu/(\Gamma/{\rm cm}^2)$.
- 3. С использованием UF была также получена зависимость полного потока нейтронов, образованных мюонами в грунте:

$$F_n(H,A) = b_n \lambda_n I_\mu(H) \overline{E}_\mu^{0.78} A^{0.95},$$

величина которого для глубины и состава грунта LNGS практически равна в пределах ошибок величине, рассчитанной с использованием GEANT4 методом Монте-Карло.

- 4. По измеренным энергетическим спектрам на АСД и LVD получены зависимости для спектра изолированных нейтронов и спектра в источнике.
- 5. По данным LVD были найдены сезонные вариации потока нейтронов, генерированных мюонами, которые составляют 9.3%, а также сезонные вариации фона естественной радиоактивности 4%.

Изучение фона в подземной лаборатории требует более детального анализа данных. Фон детектора LVD имеет различные источники его изменения, такие как сезонные вариации, лунно-земные приливы, сейсмоактивность. Характер изменений скорости счета фоновых импульсов различается по амплитуде и длительности. За 30 лет работы детектора LVD накоплен большой статистический материал, который, мы надеемся, позволит разделить составляющие фона и выделить различные эффекты, связанные с его изменением.

Благодарности. Авторы выражают благодарность коллективу Лаборатории ЭМДН Института ядерных исследований РАН и научным сотрудникам, которые придумали, реализовали и внесли вклад в эксперименты АСД, LSD и LVD, идеи которых были описаны в этой статье и которых уже нет с нами.

LVD Collaboration: Authors and Affiliations

- N. Yu. Agafonova¹, M. Aglietta^{2,3}, P. Antonioli⁴, V. V. Ashikhmin¹, G. Bari⁴, G. Bruno^{5,6},
- E. A. Dobrynina 1, R. I. Enikeev 1, W. Fulgione 3,5 ,
- P. Galeotti^{2,3}, M. Garbini^{4,7}, P. L. Ghia⁸, P. Giusti⁴,
 - E. Kemp⁹, A. S. Malgin¹, A. Molinario^{5,10}, R. Persiani⁴, I. A. Pless¹¹, O. G. Ryazhskaya¹,
 - G. Sartorelli⁴, I. R. Shakiryanova¹, M. Selvi⁴,
- G. C. Trinchero^{2,3}, C. F. Vigorito², V. F. Yakushev¹,
 A. Zichichi^{4,7}
 - ¹ Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences 117312, Moscow, Russia
 - ² University of Torino and INFN-Torino 10125, Turin, Italy
 - ³ INAF, Osservatorio Astrofisico di Torino 10025, Turin, Italy
 - ⁴ University of Bologna and INFN-Bologna 40127, Bologna, Italy
 - ⁵ INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso 67100, Assergi, L'Aquila, Italy
 - ⁶ New York University Abu Dhabi 129188, Abu Dhabi, United Arab Emirates
 - ⁷ Centro Enrico Fermi 00184, Roma, Italy
 - ⁸ Laboratoire de Physique des 2 Infinis Irène Joliot Curie, CNRS 91406, Orsay, France

- ⁹ University of Campinas 13083, Campinas, Brazil
- Gran Sasso Science Institute 67100, L'Aquila, Italy
- Massachusetts Institute of Technology 02139, Cambridge, USA

ЛИТЕРАТУРА

- А. В. Воеводский, В. Л. Дадыкин, О. Г. Ряжская, ПТЭ № 1, 85 (1970).
- **2**. С. А. Леонтьева, Ж. аналитич. химии **32**, 1638 (1977).
- **3**. В. Л. Дадыкин, Препринт ИЯИ РАН 1297/2011, Москва (2011).
- G. Badino, G. Bologna, C. Castagnoli, W. Fulgione, P. Galeotti, O. Saavedra, V. L. Dadykin, V. B. Korchaguin, P. V. Korchaguin, A. S. Malguin, O. G. Ryazhskaya, A. L. Tziabuk, V. P. Talochkin, G. T. Zatsepin, and V. F. Yakushev, Nuovo Cim. C 7, 573 (1984).
- 5. G. Bari, M. Basile, G. Bruni, G. Cara Romeo, A. Castelvetri, L. Cifarelli, A. Contin, C. Del Papa, P. Giusti, G. Iacobucci, G. Maccarrone, T. Massam, R. Nania, V. O'Shea, F. Palmonari, E. Perotto et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 277, 11 (1989).
- H. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин, Опт. и спектр. 119, 684 (2015) [N. Yu. Agafonova and A. S. Malgin, Opt. Spectrosc. 119, 712 (2015)].
- N. Yu. Agafonova et al. (LVD Collaboration), J. Phys.: Conf. Ser. 409, 012139 (2013).
- Л. Б. Безруков, В. И. Береснев, Г. Т. Зацепин, М. И. Нюнин, О. Г. Ряжская, Л. И. Степанец, ЯФ 2, 313 (1972).
- В. И. Береснев, А. Чудин, Р. И. Еникеев, П. В. Корчагин, В. Б. Корчагин, А. С. Мальгин, О. Г. Ряжская, В. Г. Рясный, В. П. Талочкин, В. Ф. Якушев, Г. Т. Зацепин, ПТЭ № 6, 48 (1981).
- Л. Б. Безруков, В. И. Береснев, Г. Т. Зацепин,
 О. Г. Ряжская, Л. И. Степанец, ЯФ 17, 98 (1973).
- F. F. Khalchukov et al., in *Proc. of the XX ICRC*, Moscow, 2 (1987), p. 266.

- 12. M. Aglietta et al., Nuovo Cim. C 12, 467 (1989).
- 13. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, В. Л. Дадыкин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, В.Г. Рясный, О. Г. Ряжская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев (Коллаборация LVD), Изв. РАН, сер. физ. 75, 437 (2011) [Bull. Russ. Acad. Sci., Physics 75, 408 (2011)].
- **14.** M. Aglietta et al., in *Proc. of the XXVI ICRC*, Salt Lake City, **2** (1999), p. 44 [hep-ex/9905047].
- О. Г. Ряжская, Дисс. . . . докт. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (1986).
- **16**. Н. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин, ЯФ **76**, 650 (2013) [Phys. Atom. Nuclei **76**, 607 (2013)].
- N. Yu. Agafonova and A. S. Malgin, Phys. Rev. D 87, 113013 (2013).
- **18**. А. С. Мальгин, Дисс. . . . докт. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (2018).
- **19**. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, В. Л. Дадыкин и др., Изв. РАН, сер. физ. **73**, 666 (2009).
- **20**. А. С. Мальгин, ЖЭТФ **152**, 863 (2017) [JETP **125**, 728 (2017)].
- **21**. А. С. Мальгин, ЯФ **78**, 889 (2015) [Phys. Atom. Nuclei **78**, 835 (2015)].
- **22**. D. E. Groom et al., Atom. Data Nucl. Data Tabl. **78**, 183 (2001).
- D.-M. Mei and A. Hime, Phys. Rev. D 73, 053004 (2006).
- 24. R. Persiani, PhD Thesis, Univ. of Bologna (2011).
- **25**. N. Yu. Agafonova (on behalf of the LVD Collaboration), arXiv:1701.04620; XXV ECRS 2016 Proc. eConf C16-09-04.3.
- 26. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, В. Л. Дадыкин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, О. Г. Ряжская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD, Изв. РАН, сер. физ. 81, 551 (2017).
- 27. N. Agafonova et al. (LVD Collaboration), Phys. Rev. D 100, 062002 (2019) [arXiv:1909.04579 [astro-ph.HE]].
- **28**. А. С. Мальгин, ЖЭТФ **148**, 247 (2015).
- **29**. Н. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин, ЖЭТФ **159**, 88 (2021).

- R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, V. Caracciolo,
 S. Castellano et al., Eur. Phys. J. C 73, 2648 (2013)
 [arXiv:1308.5109 [astro-ph.GA]].
- **31**. Н. Ю. Агафонова, В. А. Алексеев, Е. А. Добрынина и др., Препринт ИЯИ РАН № 1071/2001, Москва (2001).
- **32**. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, К. Р. Рудаков,
- О. Г. Ряжская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD, Изв. РАН, сер. физ. **83**, 673 (2019).
- 33. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, О. Г. Ряжская, Н. А. Филимонова, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD, Изв. РАН, сер. физ. 85, 1661 (2021).

THE UNREASONABLE EFFECTIVENESS OF THE AIR-FLUORESCENCE TECHNIQUE IN DETERMINING THE EAS SHOWER MAXIMUM

P. Sokolsky*, R. D'Avignon

Department of Physics and Astronomy, University of Utah 84112, Salt Lake City, USA

> Received September 13, 2021, revised version December 2, 2021 Accepted for publication December 2, 2021

Contribution for the JETP special issue in honor of A. E. Chudakov's 100th anniversary

DOI: 10.31857/S0044451022040083 **EDN:** DPXBSA

1. Introduction. One of the great advances in the study of UHECR is the development of the airfluorescence technique [1]. The ability to reconstruct the development of an extensive air shower (EAS) produced by cosmic rays at $> 10^{17}$ eV in the atmosphere has given us a much improved, essentially calorimetric, energy determination. This allows both direct measurement of the cosmic rays (CR) spectrum and the inter-calibration of the older surface array technique where only the footprint of the EAS on the surface is sampled with scintillation or water Cherenkov counters. The air-fluorescence method also gives the ability to determine, albeit with some uncertainty, the cosmic ray composition. This is done by determining the distribution of the depth of EAS shower maxima or X_{max} (see [2] for an early discussion of this technique). Heavy nuclei interact early and produce showers at smaller atmospheric depths while protons interact later and have deeper X_{max} . Intermediate nuclei lie between these two extremes. Thus, the fluctuations of X_{max} and the actual shape of the distribution of X_{max} 's contain information about the composition. The limitation of this method is the necessity of comparing the observations with detailed simulations based on hadronic interaction models. These models deal with interactions well beyond current accelerator data and hence have significant uncertainties. This is reflected in the uncertainty in the inferred composition. Determining the X_{max} of an EAS is also more subject to systematic uncertainties than its energy. Detailed fits to the data distributions to extract the CR composition thus suffer from multiple systematic issues.

It is possible, however, to ask a different question. Whatever the components of the cosmic ray flux may be, is this composition changing as a function of energy? Such changes may reflect propagation effects from the sources, changing acceleration efficiency at the astrophysical sources, or the appearance of different sources. A sensitive indicator of such a change in composition is the so-called elongation plot, or the dependence of the mean X_{max} on $\log(E)$. For a single component composition, it is easy to show [3] that

$$X_{max} = D \ln(E/E_c),$$

where E_c is the critical energy and D depends on the particle and the hadronic model assumed.

Irrespective of the actual mixture, for a constant composition, the slope of the elongation

$$d(X_{max})/d(\log_{10}(E))$$

is constant. However, if the composition is changing over an energy interval, then this slope, or elongation rate, will exhibit a corresponding change. While the precise correspondence of the elongation rate to the composition is hadronic model dependent, the energy dependence of interaction parameters such as total cross section, inelasticity and multiplicity are typically logarithmic and are not expected to produce a rapid change in the elongation rate. Thus, a rapid change in the rate is most simply explained in terms

^{*} E-mail: ps.protopop@gmail.com

of a change in composition assuming no hadronic "new physics" thresholds.

The major advantage of studying the UHECR elongation rate is that one can come to certain conclusions about the composition in an essentially hadronic model independent way. However, this kind of study is still sensitive to systematic effects inherent in the air-fluorescence measurement technique. It is therefore important to have multiple independent measurements to determine how well the systematic errors are controlled.

In this paper, we will compare results from all the historic air-fluorescence experiments in the Northern and Southern hemispheres, and look for consistency, or lack thereof, in reported elongation rates — for evidence of a change. The eight experiments considered span a time period of 40 years and reflect a wide variety of reconstruction techniques, calibration procedures and atmospheric corrections. As we will see, somewhat incredibly, in the energy range from 10^{17} to $3 \cdot 10^{18}$ eV there is remarkable agreement about the elongation rate for Northern hemisphere experiments. Even the absolute values of average X_{max} 's lie well within the estimated systematic errors of 20–30 g/cm². We also present the comparison of the mean elongation rate of all the experiments in the Northern hemisphere with the result of the Auger experiment, which is the single detector in the Southern hemisphere. We will see that with the reversion to the mean of the seven Northern results, the agreement with Auger below $3 \cdot 10^{18}$ eV is remarkable.

We briefly describe the seven experiments with elongation rate results in the North. All of these were based in the western deserts of the state of Utah, USA. The oldest and pioneering air-fluorescence experiment was the Fly's Eye [4]. The next generation experiment was the High Resolution Fly's Eye (HiRes) [5] which had smaller pixels and full stereo coverage. A prototype HiRes detector with a limited field of view overlooking the CASA-MIA surface and underground muon array was first built [6]. The currently operating Telescope Array (TA) experiment [7] consists of three airfluorescence stations with 1 deg by 1 deg pixel size, similar to HiRes, but overlooking a 700 km² surface scintillator detector array. In order to extend the airfluorescence energy range, an additional detector called TALE was added to the MD TA fluorescence station [8].

2. Comparison of results for northern hemisphere. The seven different Northern Hemisphere experimental results, here treated as independent of each other, have different energy thresholds so that the num-

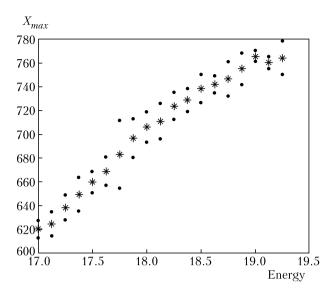


Fig. 1. Mean X_{max} as function of energy averaged over all Northern data. Error bars are the standard deviation of the different experiments about the mean for each energy bin

ber of mean X_{max} measurements per energy bin will vary. We consider data from 10^{17} eV to $10^{19.2}$ eV only to guarantee that statistical errors are smaller than systematic errors and there is no significant statistical sampling bias. The overall agreement as to the elongation rate for all experiments is impressive. Under the assumption that reversion to the mean will give the most reliable result, we form a mean and a standard deviation for each energy bin. Figure 1 shows the result where the error bars represent the standard deviation of all the experiments that contribute to a particular energy bin.

3. Comparison of north and south elongation rates. The Auger collaboration [9] has constructed a hybrid air-fluorescence surface detector array covering $\sim 3000 \text{ km}^2$ in the high desert of Argentina with similar pixel size to TA and HiRes. The Auger elongation rate is in strikingly good agreement with Northern measurements from 10^{17} to $\sim 3 \cdot 10^{18}$ eV. There is an $\sim 25 \text{ g/cm}^2$ systematic shift between the measurements, consistent with the estimated systematic errors of $\sim 20 \text{ g/cm}^2$ for each experiment. Figure 2 shows the world data with the Auger results shifted down by 25 g/cm². The lower energies show a remarkable agreement with elongation rate of $\sim 85 \,\mathrm{g/cm^2/decade}$ for the North and 79.1 g/cm²/decade for Auger. The slopes above $3 \cdot 10^{18}$ eV are different, however. Auger determines a rate of 26 ± 2 while the average of the Northern experiments gives a rate of 47.8 g/cm²/decade with a standard deviation of 10.4.

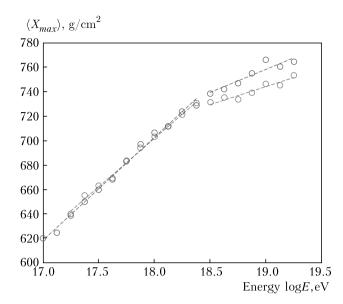


Fig. 2. (Color online) North and South elongation rates after $25~{\rm g/cm^2}$ shift. Red points are Auger data. Blue points are the mean Northern data. Dashed lines are linear fits with an assumed break at $3\cdot 10^{18}$ eV. Error bars have been suppressed for clarity. Auger data points have been slightly interpolated to correspond to the energy binning

4. Discussion. There has been a divergence of interpretation of X_{max} data at the highest energies between Auger and the various Northern experiments for some time. Detailed studies of X_{max} distribution data shapes in the North, particularly the most recent TA hybrid results [10] have been most easily understood as being protonic, or nearly so, with some admixture of He and CNO possible at energies above $5 \cdot 10^{18}$ eV. Auger data above $3 \cdot 10^{18}$ eV when analyzed in a similar way tend to prefer a heavier composition. Until recently, comparisons, done by the Joint Composition Working Group [11] have only been made in a limited energy region of $2 \cdot 10^{18}$ to $2 \cdot 10^{19}$ eV. Reasonable agreement in the X_{max} distributions themselves (if not the hadronic model dependent interpretations) could be found if one shifted either experiment's results bin by energy bin by between 5 and 20 g/cm². However, the elongation rates between the two experiments above $2 \cdot 10^{18}$ eV remained different, though the evidence for this was weakened by the small energy range available and lack of statistics at the highest energies.

The present analysis using all available data paints a clearer picture. At lower energies, the agreement between North and South is highly reassuring. But the much increased lever arm available shows a real difference in measured elongation rate, beginning at $3\cdot 10^{18}$ eV. If we assume there are no unexplored systematic effects, then this would indicate that the composition of cosmic rays in the Northern and Southern hemisphere begins to diverge at this energy, remaining relatively light in the North and getting heavier more rapidly in the South. The sources of the UHECR in the North and South could be different.

5. Conclusions. The remarkable agreement in elongation rate for eight different measurements gives strong impetus to using the divergence above $3\cdot 10^{18}$ eV as a tool for exploring differences in North/South composition. However, a consensus needs to be achieved that there are no improperly understood systematic effects in this region. In this regard, [12] gives a historical account of North/South measurements from a different perspective, but comes to a similar conclusion about the existence of a break near $3\cdot 10^{18}$ eV.

Since the important difference is in the slope, this systematics, if they exist, must increase with energy, but only above $3 \cdot 10^{18}$ eV. They must either increasingly push X_{max} to smaller values (the Auger case), or increasingly push X_{max} to larger values (the Northern case). Two candidates for such effects are: cuts which increasingly throw out deep X_{max} , and increasingly poor X_{max} resolution resulting in an increasing deep X_{max} tail not modeled in the simulations. Neither of these possibilities is supported by the work of the experimental groups. Nevertheless, the Joint TA-Auger Composition Working Group should press on with further elucidation of such possible effects. Absent such effects, the divergence in composition North and South joins the emergence of different anisotropies (Cen A and Starburst Galaxies in the South [13]; the Hot Spot and the Perseus-Pices supercluster enhancement in the North [14]) as a strong indication of the diversity of cosmic ray sources at the highest energies.

It is remarkable that a technique that is based on the observation of the emission of ~ 4 photons/particle/m at distances of up to 30 km, in the presence of significant sky noise, and which has to take into account molecular and aerosol scattering in the atmosphere as well as the stability and calibration of thousands of pixels can produce such reliable and reproducible experimental results. The pioneers of this idea ~ 60 years ago (Chudakov [15] in the USSR and others in Japan and the United States) would be pleased at what their original insight has brought forth.

The full text of this paper is published in the English version of JETP.

REFERENCES

- K Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. 10, 63 (1960); J. Delvaille, F. Kendziorski, and K. Greisen, J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. A-III, 76 (1962); K. Suga, Proc. 5th Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz, Bolivia, Vol. II, XLIX (1962); A. E. Chudakov, Proc. 5th Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz, Bolivia, Vol. II, XLIX (1962).
- **2**. G. L. Cassiday, R. Cooper, S. Corbato et al., Astrophys. J. **356**, 669 (1990).
- **3**. J. Linsley, *Proc. 15th ICRC*, Plovdiv, Bulgaria **8**, 353 (1977).
- 4. R. M. Baltrusaitis, G. L. Cassiday, R. Cooper et al., Nucl. Instr. Meth. A 240, 410 (1985).
- J. M. Matthews, Proc. 27th ICRC, 07-15 (2001);
 R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, J. F. Aman et al.,
 Phys. Rev. Lett. 92, 151101 (2004).
- T. Abu-Zayyad, K. Belov, J. Boyer et al., Nucl. Instr. Meth. A 450, 253 (2000); T. Abu-Zayyad, K. Belov, D. J. Bird et al., Astrophys. J. 557, 686 (2001); A. Borione, C. E. Couvault, J. W. Cronin et al., Nucl. Instr. Meth. 346, 329 (1994).

- K. Martens, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 165, 33 (2007).
- R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, M. Allen et al., Astrophys. J. 909, 178 (2021).
- A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta et al., Nucl. Instr. Meth. A 798, 172 (2015).
- R. U. Abbasi, M. Abe, T. Abu-Zayyad et al., Astrophys. J. 858, 76 (2018).
- V. de Souza, Proc. of 2017 ICRC, Beijing, China, PoS(ICRC2017) 301.
- A. Watson, Proc. of UHECR 2018, EPJ Web Conf.
 210 (2019); doi.org/10.105/ epjconf/201921000001.
- A. di Matteo, Proc. of 2021 ICRC, Berlin, Germany, PoS(ICRC2021) 308.
- K. Kawata, A. di Matteo, T. Fujii et al., Proc. of 2019 ICRC, Madison, USA, PoS(ICRC2019) 310; T. Fujii, D. Ivanov, C. C. H. Jui et al., Proc. of 2021 ICRC, Berlin, Germany, PoS(ICRC2021) 392.
- V. A. Belayev and A. E. Chudakov, Bull. USSR Acad. Sci., Phys. Ser. 30, 1700 (1966).

ИЗУЧЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА АСТРОФИЗИЧЕСКОМ КОМПЛЕКСЕ TAIGA: РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЛАНЫ

```
\it И.~\it И.~\it Acmanos~^a,~\it II.~\it A.~\it Безъязыков~^a,~\it M.~\it Бланк~^a,~\it E.~\it A.~\it Бонвеч~^a,~\it A.~\it H.~\it Бородин~^a,
```

М. Брюкнер ^а, Н. М. Буднев ^а, А. В. Булан ^а, А. Вайдянатан ^а, Р. Вишневский ^а,

H.~B.~Bолков $^a,~\Pi.~A.~B$ олчугов $^a,~\mathcal{A}.~M.~B$ оронин $^a,~A.~P.~Г$ афаров $^a,~O.~A.~Г$ ресс a,

T. И. Гресс a , О. Г. Гришин a , А. Ю. Гармаш a , В. М. Гребенюк a , А. А. Гринюк a ,

 $A.\ H.\ Дячок^{\ a},\ Д.\ \Pi.\ Журов^{\ a},\ A.\ B.\ Загородников^{\ a},\ A.\ Л.\ Иванова^{\ a},\ H.\ H.\ Калмыков^{\ a},$ $B.\ B.\ Киндин^{\ a},\ C.\ H.\ Кирюхин^{\ a},\ P.\ \Pi.\ Кокоулин^{\ a},\ K.\ Г.\ Компаниец^{\ a},$

E. E. Коростелева <math>a, B. A. Кожин a, E. A. Кравченко a, A. П. Крюков a,

 Π . А. Кузьмичев a^* , А. Кьявасса a, А. А. Лагутин a, М. В. Лаврова a, Ю. Е. Лемешев a, В. К. Лубсандоржиев a, Н. Б. Лубсандоржиев a, Р. Р. Миргазов a, Р. Мирзоян a,

P. Д. Монхоев a , E. А. Ocunoва a , A. Л. Пахоруков a , A. Пан a , M. И. Панасюк a ,

 ${\it Л.~B.}$ Паньков $^a,~A.~A.$ Петрухин $^a,~{\it Д.~A.}$ Подгрудков $^a,~B.~A.$ Полещук $^a,~E.$ $\it \Gamma.$ Попова a,

 $A.\ \,$ Порелли $^a,\ E.\ B.\ \,$ Постников $^a,\ B.\ B.\ \,$ Просин $^a,\ B.\ \,$ С. $\,$ Птускин $^a,\ A.\ \,$ А. $\,$ Пушнин $^a,\$

 $A.\ B.\ Pasymob \ ^a,\ P.\ И.\ Pa\"икин \ ^a,\ \Gamma.\ И.\ Pyбцов \ ^a,\ E.\ B.\ Pябов \ ^a,\ Я.\ И.\ Caгaнь \ ^a,$

В. С. Самолига ^а, И. Сатышев ^а, А. А. Силаев ^а, А. А. Силаев (мл.) ^а, А. Ю. Сидоренков ^а, А. В. Скурихин ^а, А. В. Соколов ^а, Л. Г. Свешникова ^а, Я. В. Суворкин ^а,

В. А. Таболенко a , А. Б. Танаев a , Б. А. Таращанский a , М. Ю. Терновой a , Л. Г. Ткачев a , М. Тлужиконт a , Н. А. Ушаков a , Д. Хорнс a , Д. В. Чернов a , И. И. Яшин a

^a Authors and Affiliations see below

Поступила в редакцию 14 октября 2021 г., после переработки 13 ноября 2021 г. Принята к публикации 13 ноября 2021 г.

Исследование космических лучей высоких энергий методом регистрации черенковского излучения от широких атмосферных ливней было начато в Тункинской долине (в $50~\rm km$ к западу от южной оконечности озера Байкал) в начале $1990-\rm x$ гг. За прошедшее время был создан ряд крупных установок, объединенных в Астрофизический комплекс TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma Astronomy) и предназначенных для изучения гамма-лучей и заряженных космических лучей. Представлены описания установок комплекса и основные результаты, полученные при исследовании космических лучей высоких энергий. Обсуждаются планы дальнейшего развития Астрофизического комплекса.

Статья для специального выпуска $K \ni T \Phi$, посвященного 100-летию $A. E. \ Чудакова$

DOI: 10.31857/S0044451022040095

EDN: DQDGUG

1. ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в понимании природы источников космических лучей высоких и сверхвысоких энергий, расположенных как в нашей Галактике, так и в Метагалактике, идет по трем направлениям:

^{*} E-mail: kuz@dec1.sinp.msu.ru

- 1) изучение вторичных гамма-квантов, производимых космическими лучами (КЛ) в непосредственной близости от источника, где космические лучи ускоряются;
- 2) регистрация нейтрино высоких энергий, образующихся при взаимодействиях частиц высоких энергий в источниках;
- 3) точное определение энергетического спектра, массового состава и анизотропии КЛ путем регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ).

Астрофизический комплексе TAIGA [1,2] позволяет проводить исследования природы источников космических лучей в рамках как первого, так и третьего подходов. Уникальная особенность комплекса состоит в объединении в единую систему установок с детекторами разного типа для регистрации всех компонент ШАЛ. Это позволит осуществить поиск Пэватронов — галактических объектов, в которых протоны ускоряются до энергий порядка 10¹⁵–10¹⁷ эВ, найти энергетические пределы ускорения частиц в остатках сверхновых и пульсарных туманностях, осуществить поиск корреляций с нейтринными событиями, регистрируемыми нейтринными обсерваториями IceCube [3] и Baikal-GVD [4]. В этой статье будут обсуждаться только результаты, полученные в рамках третьего из перечисленных подходов при измерениях энергетического спектра и массового состава путем регистрации ШАЛ.

Изучение энергетического спектра и массового состава первичных космических лучей в энергетическом диапазоне 10^{14} – 10^{18} эВ имеет решающее значение для понимания происхождения и распространения космических лучей в Галактике. Возрастающее преобладание тяжелых ядер от энергии «колена» до 10^{17} эВ указывает на энергетический предел ускорения космических лучей в стандартной модели ускорения частиц в остатках сверхновых, см. обзор [5]. При более высоких энергиях массовый состав снова становится легче при энергии $2 \cdot 10^{18}$ эВ. Это может указывать на переход к внегалактическому происхождению космических лучей или на доминирование новых галактических источников неизвестной природы, см. [6,7] для обсуждения.

Статья имеет следующую структуру. В разд. 2 кратко описываются основные установки Астрофизического комплекса, включая установки, уже не работающие в настоящее время. В разд. 3 представлены методы восстановления параметров ШАЛ. В разд. 4 приводятся основные результаты.

2. РАЗВИТИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА В ТУНКИНСКОЙ ДОЛИНЕ

2.1. Первые эксперименты (1993–2005 гг.)

Эксперименты по регистрации ШАЛ по их черенковскому излучению в Тункинской долине в 50 км к западу от озера Байкал (51.49 N, 103.04 E) были начаты в 1993 г. Первая экспериментальная установка Тунка-4 состояла из четырех оптических детекторов [8]. В оптическом детекторе установки использовались гибридные фотоприемники КВАЗАР-370 с диаметром фотокатода 37 см, разработанные для Байкальского нейтринного телескопа НТ200 [9].

Следующая установка Тунка-13 состояла из 13 детекторов на базе фотоприемников такого же типа и проработала с 1996 по 1999 гг. В 2000 г. число детекторов было увеличено до 25. Эта установка, названная Тунка-25 [10], работала до 2005 г. Детекторы установки располагались в узлах квадратной сетки с шагом 85 м на площади около 0.1 км² (рис. 1).

Ниже кратко описаны установки, которые работали и работают в составе астрофического комплекса с 2005 г. В настоящее время в составе комплекса работают следующие установки: Тунка-133, Тунка-Гранде, TAIGA-HiSCORE, TAIGA-MUON, TAIGA-IACT. Все установки ком-

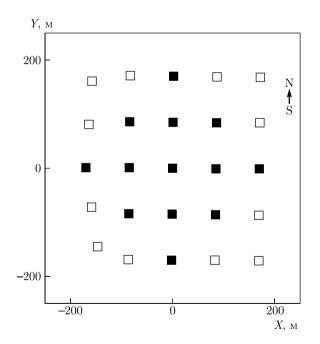


Рис. 1. Расположение детекторов в установке Тунка-25. Черными квадратами показаны детекторы, участвующие в выработке триггера установки

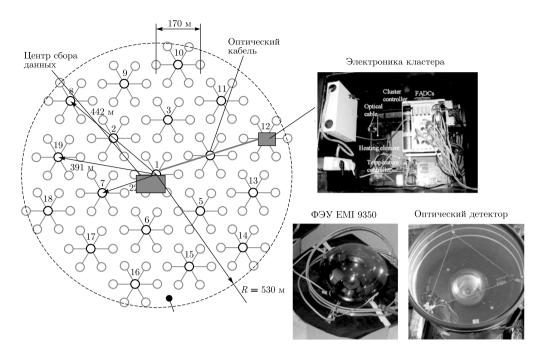


Рис. 2. Расположение детекторов центральной части установки Тунка-133

плекса синхронизованы друг с другом с точностью 10 нс [11].

2.2. Тунка-133

Установка Тунка-133 состоит из 175 черенковских детекторов [12, 13], расположенных на площади 3 км² (рис. 2). Детекторы сгруппированы в 25 кластеров по семь детекторов в каждом — шесть детекторов в вершинах правильного шестиугольника и один в центре. Расстояние между детекторами в кластере составляет 85 м. 19 кластеров расположены в виде плотной центральной части массива радиусом около 500 м. Эти 133 детектора дали установке ее название — Тунка-133. Остальные 6 внешних кластеров расположены на расстоянии около 1 км вокруг центра. Каждый кластер является независимой установкой с собственным локальным триггером. Каждый детектор содержит ФЭУ с диаметром фотокатода 20 см, сигнал с которого отправляется в центр кластера, где проводится его оцифровка 12битным АЦП с частотой дискретизации 200 МГц. Главной задачей установки Тунка-133 является исследование энергетического спектра и массового состава космических лучей с энергией выше 10^{16} эВ. Методы реконструкции параметров ШАЛ и основные результаты будут приведены в разд. 3 и 4.

2.3. Тунка-Гранде

Установка Тунка-Гранде [14] представляет собой сеть сцинтилляционных счетчиков, объединенных в 19 станций, каждая из которых состоит из наземной и подземной частей. Наземная часть содержит 12 счетчиков общей площадью около 8 $\rm m^2$, регистрирующих заряженные частицы ШАЛ. Подземная часть, расположенная под слоем грунта толщиной 1.5 м, состоит из 8 счетчиков общей площадью около 5 $\rm m^2$ и предназначена для регистрации мюонной составляющей ШАЛ. Электроника сцинтилляционной станции, аналогичная электронике установки Тунка-133, обеспечивает выработку локального триггера станции, оцифровку формы сигналов с шагом 5 нс и передачу данных в единый центр сбора данных.

2.4. TAIGA-HiSCORE

Установка TAIGA-HiSCORE (High Sensitivity COsmic Rays and gamma Explorer) [15, 16] представляет собой сеть широкоугольных оптических станций для регистрации черенковского излучения ШАЛ. В настоящее время установка состоит из 120 станций, расположенных на площади 1.1 км², расстояние между станциями 106 м (рис. 3). Станции сгруппированы в 4 кластера с независимыми центрами сбора данных. Каждая станция соединена с

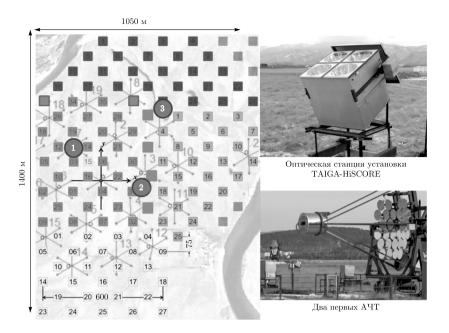


Рис. 3. Слева: Расположение оптических станций установки TAIGA-HiSCORE (квадраты) и трех AЧТ установки TAIGA-IACT (круги). Справа: Оптическая станция TAIGA-HiSCORE и два первых АЧТ

центром сбора данных кластера волоконно-оптическим кабелем для передачи данных и синхронизации [11]. Оптическая станция содержит четыре фотоэлектронных умножителя (ФЭУ) диаметром 20 см (ЕТ 9352 и Hamamatsu R5912). Площадь светосбора каждого ФЭУ увеличена в 4 раза с помощью конуса Уинстона диаметром 0.4 м и углом обзора 30° (телесный угол 0.6 ср). Сигналы с анода и промежуточного динода ФЭУ оцифровываются с шагом 0.5 нс. Эффективный энергетический порог установки при срабатывании четырех и более станций составляет $\sim 80~{\rm TэВ}$ для ШАЛ от заряженных частиц космических лучей и ~ 40 ТэВ для ШАЛ от гамма-квантов. Угловое разрешение установки изменяется от 0.4-0.5 град. вблизи порога установки до 0.1 град. при срабатывании более 10 станций [17]. Установка TAIGA-HiSCORE создавалась не только для исследования космических лучей, но и для поиска локальных источников гамма-квантов высоких энергий [18]. Большая угловая апертура установки и хорошее угловое разрешение позволили начать поиск астрофизических источников оптических вспышек наносекундного диапазона [19].

2.5. Tunka-REX

Регистрация радиоизлучения — еще один метод, который может быть использован для восстановле-

ния параметров ШАЛ. Радиоизлучение возникает в основном за счет тока, образуемого разделением релятивистских электронов и позитронов ливня в геомагнитном поле. Установка Тунка-REX (Radio Extension) [20] — это система антенн, которая работала в течение 7 лет (2012—2019 гг.) в Астрофизическом комплексе [21] и использовалась в экспериментах по регистрации радиоизлучения ШАЛ. Установка состояла из 63 радиоантенн, размещенных на площади 3 км². Антенны были подключены к платам FADC в электронике сбора данных установок Тунка-133 и Тунка-Гранде. Сигналы с антенн считывались при выработке локальных триггеров установок Тунка-133 или Тунка-Гранде.

2.6. TAIGA-Muon

Для исследования массового состава космических лучей с энергией выше 10^{16} эВ и подавления адронного фона при регистрации гамма-квантов высоких энергий создается новая установка TAIGA-Muon [22]. Для этой установки были разработаны новые сцинтилляционные счетчики площадью 1 м² [23]. Конструкция счетчиков позволяет закапывать их в грунт без дополнительной защиты. В 2019 г. были развернуты первые три кластера установки TAIGA-Muon. Каждый кластер имеет 8 наземных и столько же подземных детекторов. Счетчики расположены попарно, наземные на-

ходятся строго над подземными. Все 8 пар размещены по периметру квадрата со стороной 5 м. Расстояние между соседними парами составляет 1 м. К 2024 г. планируется увеличить площадь мюонных детекторов в установке TAIGA-Миоп как минимум до $150~{\rm m}^2$.

2.7. TAIGA-IACT

В составе Астрофизического комплекса запланировано развертывание пяти атмосферных черенковских телескопов (АЧТ) с восстановлением углового распределения (изображения) черенковского света от ШАЛ. Такие телескопы являются основными инструментами наземной гамма-астрономии высоких энергий, позволяющими отделять события от гамма-квантов от событий от заряженных частиц космических лучей. Первые два телескопа уже работают, третий телескоп начнет работать зимой 2022 г. Четвертый и пятый телескопы начнут работать к 2023 г. Каждый АЧТ установки TAIGA-IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope) имеет составные зеркала системы Дэвиса – Коттона плошалью $\sim 10~{\rm M}^2$ и фокусным расстоянием 4.75 м [24]. В фокусе зеркал установлены регистрирующие камеры из 600 ФЭУ с диаметром фотокатода 2 см каждый (ХР1911). Диаметр камер около 110 см. Угол обзора камеры 9.6° , угловой обзор одного пикселя 0.36° , функция рассеяния точки (point spread function, PSF) телескопа $\sim 0.07^{\circ}$ [24]. Регистрирующая камера и система сбора данных подробно описаны в статье [25]. По своим характеристикам наши телескопы соответствуют параметрам малых телескопов (Small Size Telescope — SST) проекта СТА [26]. Угол обзора таких телескопов более чем в 2 раза превышает угол обзора телескопов предыдущего поколения. Такой угол обзора позволяет регистрировать ШАЛ с положением оси до 500 м от телескопа. Энергетический порог телескопа 2–3 ТэВ в зависимости от зенитного угла, под которым виден источник гамма-квантов. При энергиях выше 10 ТэВ становится возможным использовать стереоскопический подход — ШАЛ от гамма-квантов регистрируется двумя и большим числом телескопов [27]. При энергиях выше 40 ТэВ становится возможным новый «гибридный» подход к регистрации гамма-квантов — регистрация ШАЛ как телескопами, так и установкой TAIGA-HiSCORE. Главным преимуществом совместной работы АЧТ и сети широкоугольных черенковских станций является более эффективное выделение событий

от гамма-квантов из фона ШАЛ от заряженных космических дучей [28].

2.8. Малые черенковские телескопы

Одним из недостатков совместной работы установки TAIGA-HiSCORE и черенковских телескопов является существенное отличие в апертурах. Апертура АЧТ в 20 раз меньше, чем апертура установки TAIGA-HiSCORE, и соответственно только 5% событий, зарегистрированных установкой TAIGA-HiSCORE, попадают в поле зрения АЧТ. Для исследования области энергий выше 50 ТэВ планируется использовать малые черенковские телескопы с камерами с диаметром поля зрения 25-30 град. и эффективной площадью регистрации $\sim 1 \text{ м}^2$. При работе таких телескопов процент совместных с установкой TAIGA-HiSCORE событий увеличится почти в 10 раз и для совместных событий сохранится высокая эффективность выделения событий от гамма-квантов. В настоящее время в составе комплекса работает прототип такого телескопа — телескоп SIT (Small Imaging Telescope), использующий в качестве регистрирующих детекторов кремниевые фотоумножители [29].

3. МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ШАЛ

Для исследования энергетического спектра и массового состава космических лучей методом регистрации ШАЛ измеряются их параметры, отражающие энергию и массу A первичного ядра. Поскольку примерно 80% энергии первичного ядра в процессе развития каскада в атмосфере переходит в электромагнитную компоненту (электроны и фотоны), полный поток черенковского света от ШАЛ является хорошей мерой первичной энергии, при этом независимой от массового числа. Однако измерение полного потока черенковского света на большинстве установок невозможно, поэтому в качестве меры полного потока выбирается плотность потока на определенном расстоянии от оси. Чувствительным к массовому числу параметром является глубина максимума развития ШАЛ X_{max} . Глубина максимума для индивидуальных ШАЛ сильно флуктуирует $(\sigma(X_{max}))$ для протонов ~ 60 –80 г/см 2 в зависимости от энергии, среднее значение X_{max} ($\langle X_{max} \rangle$) для $\mbox{ШАЛ}$ от ядра с массовым числом A хорошо описывается простой аппроксимацией [30]:

$$\langle X_{max} \rangle = A + B \lg E \, [\text{T} \ni \text{B}] / A,$$
 (1)

с постоянными значениями A и B ($A=370~{\rm r/cm^2},$ $B=65~{\rm r/cm^2}).$

В принципе, значения этих параметров зависят от исследуемого диапазона энергии, но этой зависимостью в первом приближении можно пренебречь. При изменении энергии в 10 раз $\langle X_{max} \rangle$ увеличивается приблизительно на 65 г/см². Изменение $\langle X_{max} \rangle$ при переходе от протона к ядру железа составляет 110–120 г/см² в диапазоне 10^{16} – 10^{18} эВ. Результаты моделирования, приведенные в разд. 4, качественно совпадают с этой простой аппроксимацией.

3.1. Восстановление энергии первичной частицы по черенковскому свету

Для установок с расстоянием между детекторами около 100 м (Тунка-133 и TAIGA-HiSCORE) энергия первичной частицы восстанавливается по плотности потока черенковского света на расстоянии 200 м от оси ШАЛ (Q_{200}). Для пересчета к расстоянию 200 м используется функция пространственного распределения (ФПР), полученная из расчетов методом Монте-Карло. Как показывают результаты моделирования [10] (рис. 4), на таком расстоянии от оси плотность потока света для фиксированной энергии слабо зависит от глубины максимума X_{max} и зенитного угла ШАЛ.

Связь между энергией первичной частицы и Q_{200} , полученная из расчета методом Монте-Карло (CORSIKA, QGSJET-II-04), может быть выражена следующей формулой [13]:

$$E_0 = CQ_{200}^g, (2)$$

где g=0.94 для диапазона 10^{16} – 10^{17} эВ и g=0.95 для диапазона 10^{17} – 10^{18} эВ. Результаты расчета представлены на рис. 5.

Константа C определяется путем нормировки полученного экспериментального интегрального энергетического спектра на известный полный поток космических лучей с энергией более $3 \cdot 10^{15}$ эВ, измеренный в эксперименте QUEST [31].

Относительную погрешность восстановленных параметров ливня можно оценить с помощью хорошо известного метода шахматной доски [32]. Для энергий $E_0 \geq 10^{16}$ эВ погрешность восстановления положения оси ШАЛ менее 6 м для центральной части установки Тунка-133 ($R \leq 450$ м) и менее 10 м для $450 \leq R \leq 800$ м и $E_0 \geq 5 \cdot 10^{16}$ эВ. Ошибка восстановления энергии с учетом неопределенности в массовом составе и точности определения положения оси ШАЛ составляет приблизительно 10%. Наличие в составе астрофизическо-

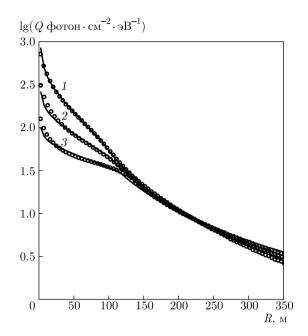


Рис. 4. Функция пространственного распределения света от ШАЛ энергией $5\cdot 10^{15}$ эВ, рассчитанная по программе CORSIKA, для различных расстояний от положения максимума ШАЛ до установки, H_{max} 3.2 км (1), 4.1 км (2), 5 км (3)

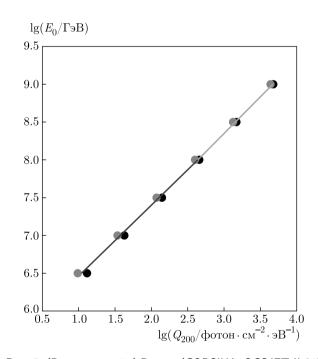


Рис. 5. (В цвете онлайн) Расчет (CORSIKA, QGSJET-II-04) корреляции энергии первичной частицы (E_0) и плотности потока света на расстоянии $200\,$ м от оси (Q_{200}) . Черные точки — средние значения $Q_{200}\,$ для первичных протонов, красные точки — средние значения $Q_{200}\,$ для первичных ядер железа

го комплекса TAIGA установки Tunka-Rex, регистрирующей радиоизлучение ШАЛ, и установки LOPES в составе установки KASCADE-GRANDE позволило провести сравнение точности восстановления энергии ШАЛ между установками Тунка-133 и KASCADE-GRANDE [33]. Идея метода состоит в сравнении амплитуд сигналов с радиоантенн установок Tunka-Rex и LOPES в зависимости от энергий ШАЛ, восстановленных с использованием методик, разработанных в экспериментах Тунка-133 и KASCADE-GRANDE. Систематическое отличие в измерении энергии оказалось равным 5 %.

Основные параметры ШАЛ для установки TAIGA-HiSCORE реконструируются с использованием тех же алгоритмов, что и для установки Тунка-133. В то же время для установки TAIGA-HiSCORE восстановить плотность потока черенковского излучения ШАЛ на расстоянии 200 м от оси, интерполируя амплитуды, измеренные с помощью ее оптических станций, расположенных на расстояниях больше и меньше 200 м, оказывается возможным для 100 % событий только при энергии ШАЛ выше 1015 эВ, в то время как энергетический порог установки TAIGA-HiSCORE при срабатывании четырех и более ее оптических станций составляет ~ 80 ТэВ для ШАЛ от заряженных частиц космических лучей. Поэтому для более низких энергий был разработан другой алгоритм восстановления параметров ШАЛ. Положение оси определяется как центр тяжести амплитуд импульсов в 4-5 станциях. Плотность светового потока вблизи оси рассчитывается как среднее значение для двух станций, ближайших к оси. Расчет с использованием программы CORSIKA показал, что из-за больших флуктуаций светового потока около оси ШАЛ погрешность измерения энергии значительно больше, чем по плотности светового потока на расстоянии 200 м от оси, но в среднем преобразование светового потока в энергию ШАЛ возможно по формуле [34]

$$\lg(E_0) = C + 0.87Q_{65},\tag{3}$$

где Q_{65} — плотность потока фотонов на расстоянии $65\ \mathrm{M}$ от оси.

3.2. Восстановление энергии первичной частицы по заряженным частицам ШАЛ

Для установки Тунка-Гранде энергия первичной частицы восстанавливается по плотности потока частиц ШАЛ на расстоянии 200 м от оси [14]:

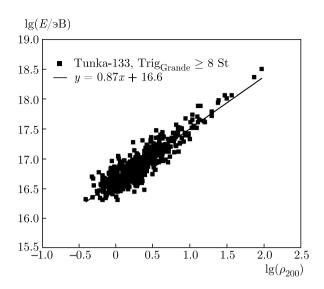


Рис. 6. Корреляция между энергией ШАЛ, восстановленной по данным установки Тунка-133, и плотностью заряженных частиц на расстоянии 200 м от оси по данным установки Тунка-Гранде

$$\lg(E/1 \text{ 3B}) = C_a \lg(\rho_{200}) + C_b. \tag{4}$$

Коэффициенты C_a и C_b в этом выражении определяются путем подстановки энергии ШАЛ, восстановленной по данным установки Тунка-133, в левую часть уравнения для событий, зарегистрированных как установкой Tunka-Grande, так и установкой Тунка-133. Экспериментальная зависимость E от ρ_{200} показана на рис. 6.

3.3. Восстановление глубины максимума $\mbox{III} \mbox{A} \mbox{Л}$

Для определения глубины максимума (X_{max}) ШАЛ используется параметр P, характеризующий крутизну ФПР черенковского света. P определяется как отношение потока света на расстоянии 80 м от оси ШАЛ Q_{80} к потоку на расстоянии 200 м Q_{200} :

$$P = Q_{80}/Q_{200}. (5)$$

Моделирование методом Монте-Карло подтвердило, что параметр P определяется только толщиной атмосферы между установкой и глубиной максимума ($\Delta X_{max} = 965/\cos\theta - X_{max} \ [r/cm^2]$) и не зависит от энергии, зенитного угла ливня и сорта первичного ядра (см. рис. 7). Здесь $965\ r/cm^2 - r$ лубина атмосферы в месте расположения установок [35]. Рассчитанная связь ΔX_{max} и параметра P близка к линейной для диапазона параметра P от 2.5 до 9. Стандартное отклонение точек от линии подгонки для этого диапазона составляет около $15\ r/cm^2$.

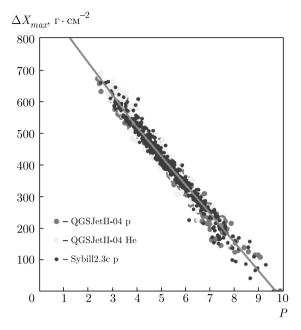


Рис. 7. (В цвете онлайн) Зависимость между параметром крутизны ФПР $P=Q_{80}/Q_{200}$ и толщиной атмосферы между установкой и глубиной максимума ШАЛ ΔX_{max} [35] по банку событий, полученных методом Монте-Карло

Расчетные точки для более тяжелых ядер или зенитных углов более 30° лежат в значительной степени на значениях параметра P менее 2.5, т.е. относятся к событиям с $\Phi \Pi P$, практически плоскими вблизи оси ШАЛ, для которых описываемый метод неприменим.

4. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Энергетический спектр в диапазоне $10^{14} – 10^{18} \ \mathrm{pB}$

Для построения энергетического спектра космических лучей по данным Тункинского астрофизического комплекса были использованы данные установки Тунка-133, полученные за 2175 ч, и данные установки TAIGA-HiSCORE за 327 ч работы. Совместный энергетический спектр космических лучей [13, 34] показан на рис. 8 в сравнении с ранее полученным спектром по данным установки Тунка-25 [10]. Спектр охватывает четыре порядка величины в диапазоне энергий от $3\cdot 10^{14}$ до $3\cdot 10^{18}$ эВ. Одним из главных результатов, который следует из полученного спектра, является доказательство более сложной зависимости интенсивности космических лучей от энергии, чем предполагалось ранее. В спектре наблюдаются две статистически обеспеченные осо-

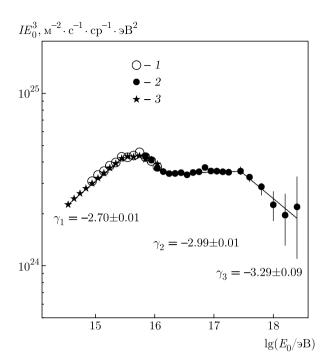


Рис. 8. Энергетический спектр космических лучей по данным установок Астрофизического комплекса TAIGA: 1- Тунка-25 [10], 2- Tunka-133 [13], 3- TAIGA-HiSCORE [34]

бенности кроме «классического колена» при энергии $3 \cdot 10^{15}$ эВ. А именно, при энергии $2 \cdot 10^{16}$ эВ показатель наклона энергетического спектра уменьшается примерно на 0.2, а при энергии $3 \cdot 10^{17}$ эВ значение показателя наклона спектра опять увеличивается примерно на 0.3. Энергетический спектр при энергии меньше $3 \cdot 10^{15}$ эВ может быть описан степенным законом с показателем равным 2.70±0.01. В энергетическом диапазоне $2 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{17}$ эВ спектр также описывается степенным законом с показателем 2.99 ± 0.01 . При энергии выше $3 \cdot 10^{17}$ эВ показатель наклона спектра увеличивается и становится равным 3.29 ± 0.09 . Укручение спектра при энергии $3 \cdot 10^{17}$ ${\rm B}$ можно интерпретировать как «второе колено» в энергетическом спектре, связанное с переходом от галактических космических лучей к внегалактическим. На рис. 9 показано сравнение наших данных с данными других экспериментов. Существует хорошее согласие как с прямыми измерениями на высотных аэростатах [36], со спутниковыми [37] и высокогорными [38] измерениями при низких энергиях, так и с измерениями на гигантских установках при чрезвычайно высоких энергиях (обсерватория Р. Auger (PAO) [41], установка ТА [42]). Во всех экспериментальных данных наблюдается уменьшение значения показателя наклона спектра при энергии $1.5-2.5\cdot 10^{16}$ эВ на величину 0.2-0.3.

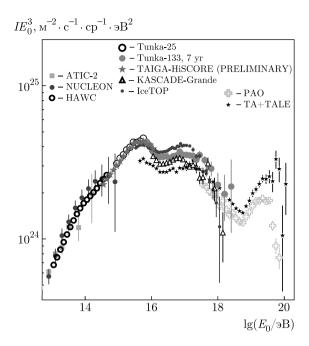


Рис. 9. (В цвете онлайн) Сравнение энергетических спектров космических лучей, полученных в различных экспериментах в широком диапазоне энергий: ATIC-2 [36], NUCLEON [37], HAWC [38], Tunka-25, TAIGA-HISCORE, Tunka-133, KASCADE-Grande [39], IceTop [40], PAO [41], TA+Tale [42]

В настоящее время этот эффект не имеет астрофизического объяснения.

4.2. Массовый состав в диапазоне $10^{15} – 10^{18}$ эВ

Средние глубины максимума, полученные на двух установках (Тунка-133 и TAIGA-HiSCORE), в зависимости от энергии первичной частицы показаны на рис. 10. Данные обеих установок, несмотря на разницу в их геометрии, хорошо согласуются друг с другом в широком диапазоне энергий от 10^{15} до $3 \cdot 10^{17}$ эВ. Для получения неискаженных оценок X_{max} выбираются события с зенитным углом > 30° и энергией, при которой эффективность регистрации ШАЛ около 100%. Для установки Тунка-133 такая энергия равна $1.25 \cdot 10^{16}$ эВ, а для TAIGA-HiSCORE — $1.25 \cdot 10^{15}$ эВ. На рис. 10 наши экспериментальные данные сравниваются с результатами измерений X_{max} , полученных путем регистрации флуоресцентного света ШАЛ на ТА [42], РАО [43] и смеси флюоресцентного и черенковского света в эксперименте TALE [44]. Все экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими кривыми, рассчитанными с использова-

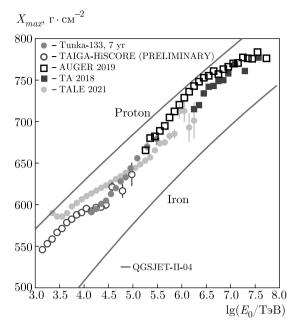


Рис. 10. (В цвете онлайн) Зависимость среднего значения X_{max} от энергии: Tunka-133 и TAIGA-HiSCORE [33], TA [42], TALE [43], Auger [44]

нием модели QGSJET-II-04 [45] для первичных протонов и ядер железа. При фиксированной энергии X_{max} линейно зависит от $\ln A$ (см. выражение (1)). Пользуясь этим, обычно определяют среднее значение $\langle \ln A \rangle$ методом интерполяции между расчетными кривыми для протонов и ядер железа, приведенными на рис. 10. Результат показан на рис. 11.

Зависимость от энергии среднего значения $\ln A$ хорошо экстраполируется на результаты Auger при энергии $3\cdot 10^{17}$ эВ [44] и противоречит результатам существенно более сложного в интерпретации данных эксперимента TALE [43].

5. ПЛАН ПО РАЗВИТИЮ КОМПЛЕКСА НА БЛИЖАЙШИЕ ВРЕМЯ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие Астрофизического комплекса в Тункинской долине за 25 лет привело к строительству ряда серьезных установок для изучения космических лучей сверхвысоких энергий. По результатам, полученным с помощью этих установок, был реконструирован энергетический спектр первичных космических лучей в диапазоне четырех порядков. В энергетическом спектре наблюдается ряд особенностей, которые еще не получили астрофизической интерпретации. Прежде всего, спектр в области «первого колена» при энергии $(3-6) \cdot 10^{15}$ эВ нельзя описывать просто как резкое изменение наклона. Так-

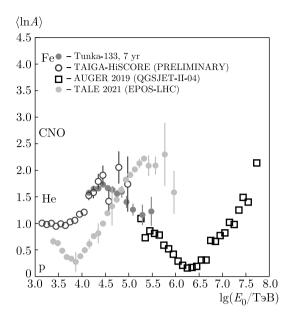


Рис. 11. (В цвете онлайн) Зависимость среднего логарифма атомного номера $\langle \ln A \rangle$ от энергии: Tunka-133 и TAIGA-HiSCORE [33], TA [42], TALE [43], Auger [44]

же в настоящее время не объяснена особенность в спектре при энергии $2 \cdot 10^{16}$ эВ, которая была надежно установлена в ряде экспериментов. Наконец, энергия, при которой находится «второе колено», все еще определяется с большой неопределенностью. По нашим данным, в диапазоне 10^{15} – 10^{17} эВ в потоке космических лучей должны доминировать легкие ядра — протоны и гелий. Это противоречит излому в энергетическом спектре легкой компоненты космических лучей, полученному на установке ARGO-YBJ [46], при энергии $0.7 \cdot 10^{15}$ эВ.

Следует отметить, что согласно данным о массовом составе в области первого колена, полученным в различных экспериментах, пока невозможно определить согласованную картину. Возможно, детальный массовый состав космических лучей в этом диапазоне энергий будет окончательно понят только после запуска на околоземную орбиту многотонного детектора [47]. В ближайшие 2–3 года изучение массового состава будет продолжено на Астрофизическом комплексе в качестве одной из основных тем. Будет предпринята попытка изучить массовый состав при энергии ниже 10^{15} эВ, возможно, на основе совместных данных установок TAIGA-HiSCORE и TAIGA-IACT. В диапазоне 10¹⁶–10¹⁸ эВ мы надеемся продвинуться в изучении массового состава за счет увеличения площади детекторов мюонов. Также мы связываем прогресс в области энергий выше 10^{17} эВ с возможным

развертыванием нового флуоресцентного детектора в составе астрофизического комплекса TAIGA.

Финансирование. Работа выполнена на УНУ «Астрофизический комплекс МГУ–ИГУ» (соглашение 13.УНУ.21.0007), поддержана министерством науки и высшего образования (проекты FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024), Российским научным фондом (грант № 19-72-20230 (разд. 2.4, 2.7), грант № 19-72-20067 (разд. 2.8, 6)) и Российским фондом фундаментальных исследований (гранты №№ 19-52-44002, 19-32-60003).

Authors and Affiliations

```
И. И. Астапов<sup>d</sup>, П. А. Безъязыков<sup>b</sup>, М. Бланк<sup>m</sup>,
   E. A. Бонвеч^a, A. H. Бородин^c, M. Брюкнер^l,
   H. M. Буднев^b, A. B. Булан^a, A. Вайдянатан^e,
 Р. Вишневский^l, Н. В. Волков^i, П. А. Волчугов^a,
   Д. М. Воронин^f, А. Р. Гафаров^b, О. А. Гресс^b,
   Т. И. Гресс^b, О. Г. Гришин^b, А. Ю. Гармаш^{e,h},
 В. М. Гребенюк^{c,j}, А. А. Гринюк^c, А. Н. Дячок^b,
        Д. П. Журов^b, А. В. Загородников^b,
А. Л. Иванова^{b,h}, Н. Н. Калмыков^a, В. В. Киндин^d,
          С. Н. Кирюхин^b, Р. П. Кокоулин^d,
       К. Г. Компаниец^d, Е. Е. Коростелева^a,
В. А. Кожин^{a}, Е. А. Кравченко^{e,h}, А. П. Крюков^{a},
 \Pi. А. Кузьмичев<sup>a</sup>, А. Кьявасса<sup>n</sup>, А. А. Лагутин<sup>i</sup>,
          М. В. Лаврова^c, Ю. Е. Лемешев^b,
  Б. К. Лубсандоржиев^f, Н. Б. Лубсандоржиев^a,
   Р. Р. Миргазов^{b}, Р. Мирзоян^{k}, Р. Д. Монхоев^{b},
    E. A. Осипова<sup>a</sup>, А. Л. Пахоруков<sup>b</sup>, А. Пан<sup>c</sup>,
         М. И. Панасюк a, Л. В. Паньков,
        A. A. Петрухи\overline{\mathbf{H}^d}, Д. А. Подгрудков<sup>a</sup>,
   В. А. Полещук^b, Е. Г. Попова^a, А. Порелли^l,
E. Б. Постников^a, В. В. Просин^a, В. С. Птускин^g,
  А. А. Пушнин^b, А. В. Разумов^a, Р. И. Райкин^i,
   \Gamma. И. Рубцов<sup>f</sup>, Е. В. Рябов<sup>b</sup>, Я. И. Сагань c,j,
   В. С. Самолига^b, И. Сатышев^c, А. А. Силаев^a,
      А. А. Силаев (мл.)^a, А. Ю. Сидоренков<sup>f</sup>,
         A. В. Скурихин^a, А. В. Соколов^{e,h},
        Л. Г. Свешникова^a, Я. В. Суворкин^b,
           В. А. Таболенко^b, А. Б. Танаев^b,
       Б. А. Таращанский^b, М. Ю. Терновой^b,
 Л. Г. Ткачев^{c,j}, М. Тлужиконт^m, Н. А. Ушаков^f,
      Д. Хорнс^{m}, Д. В. Чернов^{a}, И. И. Яшин^{d}
```

 a Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова 119991, Москва, Россия ^bНаучно-исследовательский институт прикладной физики, Иркутский государственный университет 664003, Иркутск, Россия

^cОбъединенный институт ядерных исследований 141980, Дубна, Московская обл., Россия

 d Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ»

115409, Москва, Россия

 e Новосибирский государственный университет 630090, Новосибирск, Россия

^fИнститут ядерных исследований
 Российской академии наук
 117312, Москва, Россия

⁹Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук 108840, Москва, Россия

^hИнститут ядерной физики
 Сибирского отделения Российской академии наук
 630090, Новосибирск, Россия

ⁱ Алтайский государственный университет 656049, Барнаул, Россия

 j Университет «Дубна» 141982, Дубна, Московская обл., Россия

^kMax Planck Institute for Physics 80804, Мюнхен, Германия

$l_{\rm DESY}$

15738, Цойтен, Германия

 m Hamburg University 20148, Гамбург, Германия

ⁿUniversity of Turin 10124, Турин, Италия

ЛИТЕРАТУРА

- N. M. Budnev, I. I. Astapov, P. A. Bezyazeekov et al., Nucl. Instrum. Meth. A 958, 162113 (2020).
- L. A. Kuzmichev, I. I. Astapov, P. A. Bezyazeekov et al., Phys. Atom. Nuclei 81, 497 (2018).
- M. G. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams et al., Science 361, 6398 (2018), arXiv:1807.08816.
- A. D. Avrorin, A. V. Avrorin, V. M. Aynutdinov et al., JETP Lett. 108, 787 (2018), arXiv:1810.10966.
- **5**. A. R. Bell, Astropart. Phys. **43**, 56 (2013).

- P. Blasi, Compt. Rend. Phys. 15, 329 (2014), arXiv: 1403.2967.
- 7. V. Ptuskin, EPJ Web Conf. 145, 03001 (2017).
- S. V. Bryanski, G. N. Dudkin, O. A. Gress et al., 24th ICRC, Roma 2, 724 (1995).
- R. Bagduev, V. Balkanov, I. Belolaptikov et al., Nucl. Instrum. Meth. A 420, 138 (1999).
- N. Budnev, D. Chernov, O. Gress et al., Astropart. Phys. 50-52, 18 (2013).
- 11. O. Gress, I. Astapov, N. Budnev et al., Nucl. Instrum. Meth. A 845, 367 (2017).
- S. Berezhnev, S. Epimakhov, N. Karpov et al., Nucl. Instrum. Meth. A 692, 98 (2012).
- **13**. N. Budnev, A. Chiavassa, O. Gress et al., Astropart. Phys. **117**, 102406 (2020).
- R. Monkhoev, N. Budnev, A. Gafarov et al., Bull. Russ. Acad. Sci., Phys. 83, 959 (2019).
- M. Tluczykont, D. Hampf, D. Horns et al., Astropart. Phys. 56, 42 (2014).
- I. Astapov, N. Barbashina, A. Bogdanov et al., Bull. Russ. Acad. Sci., Phys. 81, 460 (2017).
- L. Kuzmichev, I. Astapov, P. Bezyazeekov et al., EPJ Web Conf. 145, 01001 (2017).
- **18**. M. Tluczykont, N. Budnev, I. Astapov et al., EPJ Web Conf. **136**, 03008 (2017).
- **19**. A. D. Panov, I. I. Astapov, A. K. Awad et al., arXiv: 2109.09637.
- P. Bezyazeekov, N. Budnev, O. Gress et al., Nucl. Instrum. Meth. A 802, 89 (2015).
- D. Kostunin, P. Bezyazeekov, N. Budnev et al., PoS ICRC2019 319 (2019); arXiv:1908.1035.
- A. Ivanova, N. Budnev, A. Chiavassa et al., JINST 15, C06057 (2020).
- 23. I. Astapov, P. Bezyazeekov, A. Borodin et al., Nucl. Instrum. Meth. A 936, 254 (2019).
- L. Kuzmichev, I. Astapov, P. Bezyazeekov et al., Nucl. Instrum. Meth. A 952, 161830 (2020).
- N. Budnev, I. Astapov, P. Bezyazeekov et al., JINST 15, C09031 (2020).
- **26**. B. Acharya, M. Actis, T. Aghajani et al., Astropart. Phys. **43**, 3 (2013).
- A. Grinyuk, E. Postnikov, P. Volchugov et al., PoS ICRC2021 395, 713 (2021).

- E. Postnikov, A. Grinyuk, L. Kuzmichev et al., EPJ Web Conf. 145, 19005 (2017).
- D. Chernov, I. Astapov, P. Bezyazeekov et al., JINST 15, C09062 (2020).
- K.-H. Kampert and M. Unger, Astropart. Phys. 35, 660 (2012).
- E. Korosteleva, V. Prosin, L. Kuzmichev et al., Nucl. Phys. B Proc. Supp. 165, 74 (2007).
- A. Karle, M. Merck, R. Plaga et al., Astropart. Phys. 3, 321 (1995).
- W. Apel, J. Arteaga-Velázquez, L. Bahren et al., Phys. Lett. B 763, 179 (2016).
- V. Prosin, I. Astapov, P. Bezyazeekov et al., Bull. Russ. Acad. Sci., Phys. 83, 1016 (2019).
- V. Prosin, I. Astapov, P. Bezyazeekov et al., Bull. Russ. Acad. Sci., Phys. 85, 395 (2021).
- A. Panov, J. Adams, jr., H. Ahn et al., Bull. Russ. Acad. Sci., Phys. 73, 564 (2009).
- A. Turundaevskiy, O. Vasiliev, D. Karmanov et al., Bull. Russ. Acad. Sci., Phys. 85, 353 (2021).

- R. Alfaro, C. Alvarez, R. Arceo et al., Phys. Rev. D 96, 122001 (2017).
- W. Apel, J. Arteaga Velázquez, K. Bekk et al., Astropart. Phys. 36, 183 (2012).
- 40. M. G. Aartsen, R. Abbasi, Y. Abdou et al., Phys. Rev. D 88, 042004 (2013).
- J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta et al., Phys. Lett. B 685, 239 (2010).
- R. Abbasi, M. Abe, T. Abu-Zayyad et al., Astrophys. J. 858, 76 (2018).
- A. Yushkov, A. Aab, P. Abreu et al., PoS ICRC2019 482 (2019); arXiv:1909.09073.
- R. Abbasi, M. Abe, T. Abu-Zayyad et al., Astrophys. J. 909, 178 (2021).
- S. Ostapchenko and M. Bleicher, Phys. Rev. D 93, 051501 (2016).
- **46**. B. Bartoli, P. Bernardini, X. J. Bi et al., Phys. Rev. D **92**, 092005 (2015).
- 47. D. Podorozhny, D. Karmanov, A. Panov et al., Bull. Russ. Acad. Sci., Phys. 83, 637 (2019).

О ВОСПРОИЗВЕДЕНИИ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ДИАПАЗОНЕ 2-40 МЕСЯЦЕВ В МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЕ

Г. А. Базилевская^{*}, М. С. Калинин, М. Б. Крайнев, В. С. Махмутов, А. К. Свиржевская, Н. С. Свиржевский, Ю. И. Стожков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук 119991, Москва, Россия

> Поступила в редакцию 28 августа 2021 г., после переработки 10 ноября 2021 г. Принята к публикации 25 ноября 2021 г.

Выполнено сравнение квазидвухлетних вариаций и вариаций типа Ригера (характерное время меньше 1 года) в солнечной активности, межпланетном магнитном поле и в модуляции потоков галактических космических лучей. Показано, что по сравнению с 11-летним циклом квазидвухлетние вариации меньше подавлены в межпланетной среде, чем на Солнце. Хотя вариации типа Ригера примыкают по частоте к квазидвухлетним вариациям, они заметно отличаются от них по степени воспроизведения в межпланетной среде и влиянию на модуляцию космических лучей.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040101

EDN: DQGPZD

1. ВВЕДЕНИЕ

Регулярные измерения потоков заряженных частиц в атмосфере на разных широтах были начаты С. Н. Верновым и А. Н. Чарахчьяном в 1957 г., когда был объявлен Международный геофизический год, и продолжаются по настоящее время. Этот эксперимент не смог бы выжить, если бы с начала 1980-х годов он не получал постоянную поддержку А. Е. Чудакова, который добился регулярного финансирования от АН СССР. Теперь, несмотря на постоянные трудности, мы имеем уникальные ряды данных о ионизирующей радиации в атмосфере более чем за пять 11-летних циклов солнечной активности. Результаты измерений, полученные на баллонах, используются для изучения вариаций потоков галактических лучей, которые непрерывно бомбардируют Землю, для регистрации и изучения спорадических изменений радиационной обстановки в атмосфере, связанных с приходом солнечных и/или магнитосферных частиц, а также искусственной радиоактивности [1].

Длинные ряды данных используются для изучения вариаций состояния гелиосферы и околоземной среды, которая представляет собой сложнейшую систему. Высокоэнергичные заряженные частицы галактического, солнечного и магнитосферного происхождения играют важную роль в формировании космической погоды. Ионизация атмосферы влияет на электрические явления и химические процессы, которые определяют погоду и климат на планете. Модуляция потоков ионизирующих частиц, бомбардирующих атмосферу Земли, зависит от постоянно меняющейся солнечной активности. Весь комплекс процессов в околоземном пространстве изучается солнечно-земной физикой, которая объединяет в себе физику Солнца, физику межпланетной среды, физику магнитосферы, атмосферы и космических лучей. С течением времени данные геофизических наблюдений приобретают всю большую ценность. Это становится особенно ясным сейчас, когда происходят быстрые изменения климата, причины которых понять необходимо, но пока не удается.

^{*} E-mail: bazilevskayaga@lebedev.ru

Настоящая работа, в которой используются результаты баллонных и наземных измерений потоков космических лучей (КЛ), а также параметров на Солнце и в межпланетной среде, влияющих на КЛ, посвящена изучению вариаций с характерными временами от нескольких месяцев до нескольких лет на фоне 11-летнего цикла солнечной активности. Целью работы является изучение воспроизведения указанных вариаций солнечной активности в параметрах межпланетного магнитного поля и модуляции потоков галактических КЛ.

В солнечной активности в диапазоне 10–200 нГц, т. е. 2–48 месяцев, выделяются два диапазона — квазидвухлетние осцилляции (КДО) с характерными временами 1–4 года и периодичности типа Ригера с характерными временами до 1 года. В обоих диапазонах можно видеть множество пиков, ни один из которых не отражает постоянно присутствующую периодическую вариацию, такую как 27-дневная волна, связанная с периодом обращения Солнца вокруг своей оси.

Широко известные КДО в атмосферных процессах [2] не имеют непосредственной связи с КДО на Солнце, но они послужили стимулом к изучению КДО внеземного происхождения [3]. Широкое изучение этих вариаций началось после их обнаружения в потоке солнечных нейтрино [4]. Обзор результатов наблюдений КДО до 2014 г. выполнен в работе [5], где суммированы их основные свойства:

- значения характерного времени КДО меняются в пределах 1–4 года, причем нет доминирующей периодичности;
- в каждом полушарии Солнца КДО развиваются независимо, но практически синхронны в пределах одного полушария на всех уровнях солнечной атмосферы, а также под фотосферой, как следует из данных гелиосейсмологии;
- КДО наблюдаются в фотосферном магнитном поле в фазе с другими индексами солнечной активности [6,7];
- КДО передаются в межпланетную среду открытым магнитным потоком Солнца, т. е. компонентой магнитного поля Солнца, которая открывается в межпланетную среду;
- амплитуда КДО зависит от фазы 11-летнего цикла и максимальна в годы высокой солнечной активности;
- КДО наблюдаются в параметрах межпланетной среды, геомагнитной активности и модуляции потоков галактических $K \Pi$.

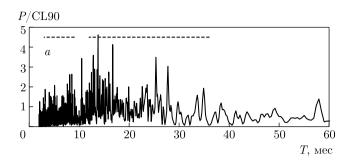
Авторы работы [8] показали, что КДО могут быть связаны со стохастическим процессом воз-

никновения активных областей, случайным образом распределенных по долготе. Джалилов и др. [9] предположили, что КДО являются нестабильной модой волн Россби в зоне лучистого переноса. Авторы, считающие КДО фундаментальным явлением, связывают их с солнечным динамо. Беневоленская [10] предложила модель, в которой рассматривалось дополнительное динамо, оперирующее в верхних слоях конвективной зоны Солнца. Авторы работы [11] ввели модель турбулентного нелинейного динамо, альтернативную модели Бэбкока и Лейтона [12]. Новые аргументы в пользу фундаментального характера КДО представлены в работе [13].

Вариании с периодом 154 сут были первоначально обнаружены в частоте гамма- и рентгеновских вспышек в работе [14]. Впоследствии эта и близкие ей периодичности были обнаружены в других проявлениях солнечной активности: в частоте оптических вспышек, микроволновых всплесков, числе солнечных пятен, радиоизлучении 10.7 см, частоте выбросов корональной массы и т. д. (см. работы [15–17] и ссылки там). В литературе они получили название периодичности типа Ригера (ПТР). Довольно скоро стало ясно, что период ПТР может варьироваться в достаточно широких пределах, например, 51–128 сут [18], 185–195 сут [19]. В работе [20] ПТР были найдены в индукции межпланетного магнитного поля. ПТР в потоках КЛ изучались в работе [21]. Основные свойства ПТР, такие как неустойчивый период, отсутствие синхронизации между северным и южным полушариями Солнца [22], зависимость от фазы 11-летнего солнечного цикла [23], сходны со свойствами КДО. В последние годы появилось немало статей, в которых эти два диапазона объединяются [24–26].

Большинство исследователей предполагают фундаментальный характер ПТР. Бэй и Старрок [27] предположили, что ПТР являются субгармониками «фундаментального периода» 25.5 сут, играющего роль внутренних солнечных часов. Тот факт, что значения периодов ПТР меньше в более мощных циклах солнечной активности, послужил основанием для разработки теоретической модели, связывающей ПТР с волнами Россби [16, 18, 19, 22].

Несмотря на длительный период изучения, вопрос о том, действительно ли КДО и ПТР являются характерными вариациями солнечной активности, до сих пор является дискуссионным, поскольку мощный 11-летний цикл маскирует все остальные вариации. Согласно работе [28], в солнечной активности отсутствуют статистически обоснованные периодичности, за исключением 11-летнего цик-



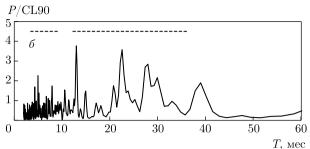


Рис. 1. Периодограммы числа солнечных пятен Rz с 1750 по 2020 гг. (a) и с июня 1966 г. по декабрь 2019 г. (δ). 11-летние вариации подавлены путем вычитания из первоначального ряда значений, сглаженных по 25 месяцам. По осям ординат — мощность P в единицах 90 % доверительного уровня CL90. Штриховыми отрезками обозначены диапазоны КДО и ПТР

ла и 27-дневного периода обращения Солнца вокруг своей оси. Авторы этой работы приходят к заключению, что нет необходимости искать специфический механизм для образования КДО на Солнце, поскольку они полностью соответствуют случайным компонентам, типичным для турбулентных конвективных систем, к которым относится солнечное динамо. В то же время авторы работы [28] признают, что указанный диапазон характеризуется особой перемежаемостью (intermittency), отражающей турбулентную природу солнечной активности [29].

Следует отметить, что стохастичность КДО и отсутствие выделенного периода были подчеркнуты в большинстве работ, исследующих КДО, в том числе и наших [5-7, 30]. Хотя отчетливая периодичность отсутствует, в солнечной активности выделяются заметные временные структуры в диапазоне КДО и ПТР, которые имеют ряд характерных особенностей, передаются в межпланетную среду и модулируют потоки КЛ [30]. Их изучение дает дополнительную информацию о динамике солнечной активности и о процессах в межпланетном пространстве. Ввиду того, что в КДО отсутствуют четкие периодичности, правильнее называть это явление средневременными вариациями внутри солнечного цикла. Однако в данной работе мы придерживается старого названия.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

В качестве иллюстрации значимости КДО и ПТР в солнечной активности на рис. 1a приведена периодограмма числа солнечных пятен Rz, полученная по среднемесячным значениям наблюдений с 1750 г. Периодограмма получена из спектра мощностей

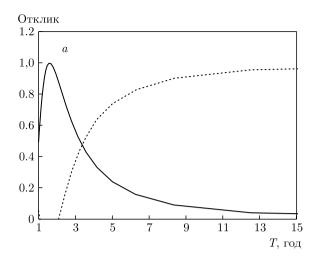
$$P(\omega_m) = \frac{4}{N^2} \left[\left(\sum_{i=1}^N x_i \sin(\omega_m i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N x_i \cos(\omega_m i) \right)^2 \right],$$

где x_1, x_2, x_3, \ldots, N — ряд месячных данных, P_{ω_m} — мощность сигнала с частотой $\omega_m = \pi m/N\Delta t, \ m = 1, 2, 3, \ldots, N, \Delta t = 1$ мес.

Из первоначального ряда данных были вычтены значения, сглаженные по 25 месяцам, что на $80\,\%$ подавляет вариации с периодами больше 5 лет (рис. 2). Мощность сигнала отнесена к уровню достоверности $90\,\%$, т. е. в случае нормального распределения только $10\,\%$ вариаций может превышать 1. Штриховые линии указывают диапазон 3–9 мес (ПТР) и 12–36 мес (КДО). На рис. 1a видна мультипиковая структура ПТР и КДО. На рис. 1b показана аналогичная периодограмма для периода времени, обсуждаемого в данной работе — 1966–2019 гг. Диапазон вариаций от 2 до 40 мес является возмущенным на рис. 1a и 1b. Аналогичные результаты получаются для других индексов солнечной активности, см., например, рис. 2 работы [5].

В наших работах [5–7, 30] было показано, что КДО на Солнце и в межпланетной среде плохо коррелируют между собой. Поэтому в данной статье мы сосредоточиваемся на вопросе передачи КДО и ПТР от Солнца в межпланетную среду в сравнении с воспроизведением в межпланетной среде 11-летнего солнечного цикла.

Границы частотных интервалов КДО и ПТР четко не определены, они зависят от времени и в разных работах сдвинуты от месяца до года. Из данных, представленных на рис. 1, можно предположить, что фактически между КДО и ПТР нет четкой границы и они могут иметь одинаковое про-



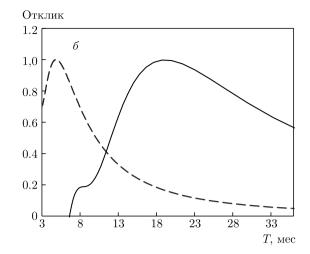


Рис. 2. Функции отклика 25-месячного скользящего сглаживания (a, пунктир), выделения КДО (a и b, сплошные кривае) и выделения ПТР (b, штриховая кривая)

исхождение. Мы покажем, что в аспекте передачи вариаций от Солнца к межпланетной среде ПТР и КДО обладают разными свойствами. Основываясь на результатах анализа вариаций в 1965–2020 гг., мы принимаем в данной работе интервалы периодов 120–150 мес, 18–36 мес и 3–9 мес соответственно для 11-летних вариаций, КДО и ПТР.

КДО и ПТР присутствуют практически во всех параметрах солнечной активности [5], здесь в качестве характеристики солнечной активности используется число солнечных пятен Rz (https://wwwbis.sidc.be/silso/datafiles). В работах [6,7,30] было показано, что КДО в галактических КЛ хорошо коррелируют с измеряемой на орбите Земли индукцией В межпланетного магнитного поля (ММП), которая является хорошим приближением для открытого магнитного потока Солнца [31] и используется здесь как параметр межпланетной среды (https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html).

Мы используем среднемесячные значения потоков КЛ, полученные в долговременных измерениях на баллонах ионизирующей радиации в атмосфере, а именно, потоки заряженных частиц в атмосфере в максимуме Регенера – Пфотцера в Мурманской и Московской областях (MU_{bal} и MO_{bal} , пороги геомагнитного обрезания R_c соответственно 0.5 и 2.1 ГВ) (https://sites.lebedev.ru/en/DNS_FIAN/479.html), а также данные нейтронного монитора (NM) станции Москва ($R_c = 2.1\ \Gamma$ B) (http://cosrays.izmiran.ru), которые служат для подтверждения результатов наших измерений.

Для исследования был взят период с июня 1965 г. по декабрь 2020 г., когда можно было получить среднемесячные значения всех параметров, включенных в работу. В результате применения фильтров для выделения вариаций этот период уменьшился: с июня 1966 г. по декабрь 2019 г.

В спектрах мощностей параметров солнечной активности, межпланетной среды и КЛ превалирует 11-летний цикл. Он маскирует другие вариации, для выделения которых применяются различные фильтры. Мы используем простой метод выделения в виде скользящего сглаживания временного ряда данных по 25 и 7 мес. Данные 25-месячного сглаживания отражают 11-летний цикл. Фильтр для выделения КДО является разностью 7-месячного и 25-месячного сглаживания Данных. Фильтр для выделения ПТР — разность между исходными данными и данными 7-месячного сглаживания. Функции отклика фильтров показаны на рис. 2.

3. СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗУЧАЕМЫХ ВАРИАЦИЙ НА СОЛНЦЕ И В МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЕ

Для удобства сравнения вариаций в разных параметрах мы отнесли месячные значения каждого параметра к среднему за 1965-2020 гг. На рис. 3 приведены экспериментальные данные, использованные в работе, за исключением результатов измерений MO_{bal} в стратосфере, которые близки к результатам MU_{bal} .

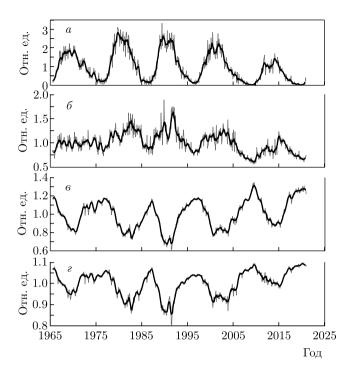


Рис. 3. Среднемесячные (красные линии) и 7-месячные скользящие сглаженные значения (черные линии): число солнечных пятен Rz (a); индукция B ММП (δ) ; данные баллонных измерений MU_{bal} (ϵ) ; данные NM (ϵ) . Данные отнесены к среднему значению за 1965-2020 гг.

Мы видим, что масштаб (максимальный размах) 11-летних вариаций на Солнце в 2.5 раза больше, чем в B и в 5 раз больше, чем в $K\Pi$. В свою очередь, масштаб вариаций в B вдвое больше, чем в $K\Pi$, хотя последний, естественно, зависит от энергии частиц. Более наглядное сравнение представлено на рис. 4, где использованы отфильтрованные данные 11-летних вариаций $K\Pi$ 0 и Π 1.

Рисунок 4а подтверждает разницу масштабов 11-летнего цикла на Солнце и в межпланетной среде, а также противоположную фазу вариаций КЛ. На рис. 46 видна синфазность КДО в B и КЛ, которая раньше отмечалась в работах [6,7,30]. На рис. 46шкала для В дана с обратным знаком, поскольку KДО для KЛ и B имеют противоположные фазы. Коэффициент корреляции между К \Box О в B и К \Box (данные NM) составляет $CC = -0.65 \pm 0.02$. Амплитуда К \square О больше в B, чем в К \square , но меньше, чем на Солнце, как показано на рис. 4в. Кроме того, в КДО Rz заметна модуляция 11-летним циклом, которая меньше выражена в данных рис. 4б. Это объясняется тем, что открытое поле Солнца вблизи минимума солнечной активности формируется полями обширных полярных корональных дыр, а во

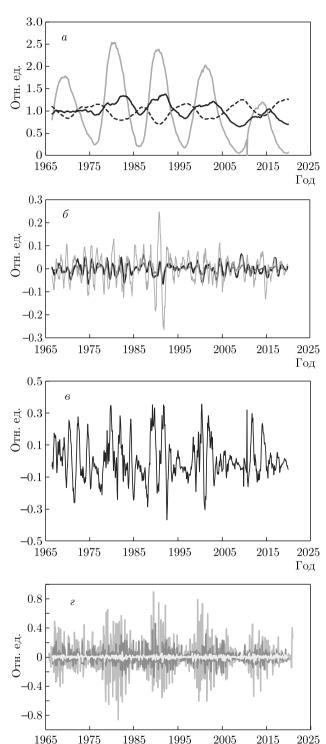


Рис. 4. Сравнение отфильтрованных рядов данных: a-11-летние вариации Rz (серая кривая), индукции B ММП (черная сплошная) и КЛ (МU $_{bal}$, черная штриховая); $\delta-$ КДО B (значения даны с обратным знаком, серая кривая) и КЛ (данные МU $_{bal}-$ черная кривая, данные NМ- красная); $\delta-$ КДО Rz; $\varepsilon-$ ПТР Rz (светло-серая кривая), B (темно-серая) и КЛ (данные МU $_{bal}-$ белая)

Год

время максимума оно складывается из магнитных потоков мелких корональных дыр, расположенных вблизи активных областей; при этом уменьшение площади дыр компенсируется увеличением средней индукции поля [31]. Кроме того, фаза КДО на Солнце плохо согласуется с фазой КДО в межпланетном пространстве, что проявляется в низкой корреляции между Rz и $B-CC=0.33\pm0.03$. На рис. 4г представлены ПТР. По относительной амплитуде эти вариации в Rz лишь примерно в 1.4 раза меньше, чем сглаженный 11-летний цикл (рис. 4а). ПТР заметно модулированы 11-летним циклом, причем как на Солнце, так и в межпланетной среде. В отличие от 11-летнего цикла, где амплитуды в B и в $K\Pi$ сравнимы, ПТР в КЛ сильно подавлены по сравнению c B.

4. О ВОСПРОИЗВЕДЕНИИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Общее представление о передаче возмущений солнечной активности ММП могут дать коэффициенты корреляции между спектрами мощностей для реальных и фильтрованных рядов данных за 1966–2019 гг., которые приведены в табл. 1. Степень передачи возмущения максимальна для 11-летнего цикла, который превалирует в данных наблюдений. С уменьшением характерного времени вариации передача возмущения от Солнца к межпланетной среде падает. Коэффициенты корреляции между спектрами мощностей В и КЛ для реальных и сглаженных по 25 месяцам данных превышают 0.99. Для КДО корреляция спектров мощностей между B и КЛ составляет СС ≈ 0.8 -0.9, а для ПТР — $CC \approx 0.4$ –0.05. Спектры мощностей КДО для разных рядов КЛ коррелируют между собой на уровне 0.9, а спектры ΠTP — на уровне 0.7. Эти результаты показывают, что в ПТР большой вклад дают местные факторы: во-первых, они плохо передаются от Солнца в межпланетную среду, а во-вторых, в них могут вносить вклад аппаратурные эффекты.

Передача вариаций солнечной активности в межпланетную среду относится к проблеме формирования открытого магнитного потока Солнца, которая в настоящее время далека от разрешения [32–35]. По определению, открытый поток не содержит замкнутых магнитных петель, укорененных на Солнце и выходящих за пределы поверхности источника на расстояние, примерно равное $2R_{\odot}$. Тот факт, что 11-летние вариации солнечной ак-

Таблица 1. Коэффициенты корреляции между спектрами мощностей Rz и B по данным с июня 1966 г. по декабрь 2019 г.

Ряд данных	Коэффициент корреляции	
Реальные	0.82 ± 0.01	
11-летний цикл	0.89 ± 0.01	
КДО	0.61 ± 0.02	
ПТР	0.32 ± 0.04	

тивности лучше воспроизводятся в межпланетной среде, чем КДО и ПТР, можно объяснить связью между пространственным масштабом явления и характерным временем вариации. 11-летний цикл связан с крупномасштабной (меридиональной) циркуляцией солнечной плазмы, тогда как КДО могут соотноситься с комплексами активности, а ПТР — с отдельными активными областями. Мелкомасштабные поля замкнуты на Солнце и вносят меньший вклад в открытый магнитный поток.

Далее мы перейдем от рассмотрения всего спектра мощностей к выделению сигнала в интервалах частот, ответственных за изучаемые вариации. Для выделения 11-летних вариаций, КДО и ПТР были усреднены мощности реальных данных, соответствующих периодичностям 120-150 мес, 18-36 мес и 3-9 мес. Если взять мощность 11-летнего цикла за 100 %, то получается распределение мощности в диапазонах КДО и ПТР, представленное в табл. 2. 11-летний цикл превалирует во всех параметрах, но на Солнце (Rz) КДО подавлены в 10 раз сильнее, чем в межпланетной среде $(B, K\Pi)$, и это должно быть связано с процессами формирования открытого магнитного потока Солнца. ПТР как на Солнце, так и в межпланетной среде присутствуют в долях процентов от 11-летнего цикла. Относительная мощность ПТР в различных параметрах различается не так сильно. В ПТР сильный вклад должны давать локальные возмущения, которые могут генерироваться в межпланетной среде. Здесь наглядно проявляется различная природа КДО и ПТР.

Частотные спектры отфильтрованных значений позволяют увидеть различия КДО и ПТР на Солнце и в межпланетной среде, если сравнивать периодограммы для Rz, B и KЛ (рис. 5). Периодограммы КДО демонстрируют существенное отличие вариаций на Солнце (Rz) от вариаций в B и KЛ, которые близки между собой. На периодограмме Rz хорошо

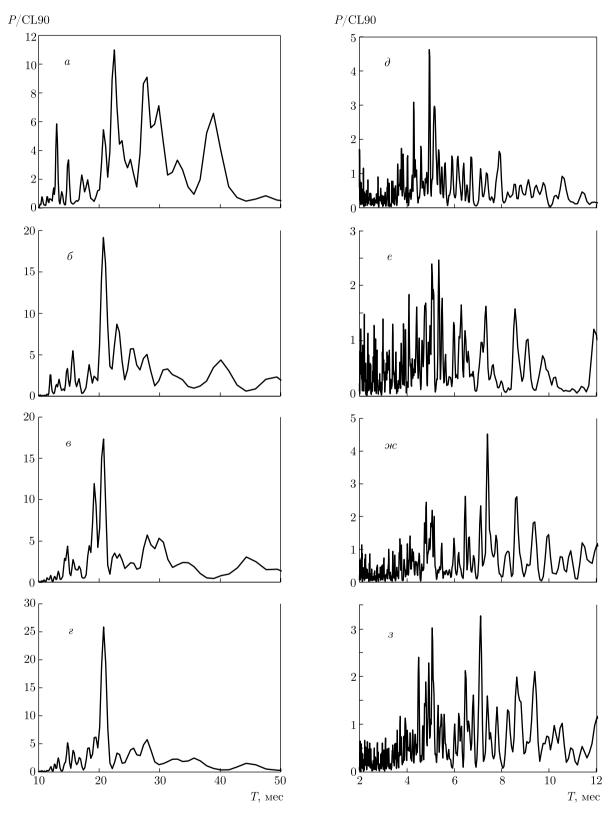


Рис. 5. Периодограммы КДО (слева) и ПТР (справа): a,d — Rz; b,e — B; e,xe — КЛ (MU $_{bal}$); e,s — КЛ (NM)

Тип вариации	Rz	В	NM	MU_{bal}	MO_{bal}
11-летн.	100	100	100	100	100
КДО	0.23 ± 0.03	2.13 ± 0.23	3.37 ± 0.25	1.91 ± 0.15	2.37 ± 0.19
ПТР	0.074 ± 0.004	$0.321 \pm .014$	$0.155 \pm .006$	0.082 ± 0.003	0.115 ± 0.005

Таблица 2. Распределение мощности вариаций в диапазонах 11-летнего цикла (120–150 мес), КДО (18–36 мес) и ПТР (3–9 мес), %

видны возмущения длительностью 2 года и более, тогда как на периодограммах B и КЛ остались только возмущения с периодом меньше двух лет. Этим объясняется тот факт, что исследователи солнечной активности обсуждают «квазидвухлетнюю вариацию», тогда как специалисты по КЛ утверждают, что в последние десятилетия наблюдались вариации с периодом T=1–1.6 года [36–38]. На Солнце должны были присутствовать квазидвухлетние процессы, магнитный поток которых содержался только в замкнутых петлях.

В периодограмме ПТР для Rz явно выделяется максимум в районе T=5 мес, который обсуждается во многих работах. Он сохраняется в B и КЛ, но здесь появляются другие возмущенные периоды, что говорит о несолнечном происхождении этих вариаций. Периодограммы КЛ сходны между собой (и с периодограммой для MO_{bal} , не показанной на рис. 5), на них больше выражено возмущение в области $T\approx 7$ мес.

КДО и ПТР принадлежат к примыкающим частотным диапазонам и обладают сходными свойствами (мультипиковость, переменчивость во времени, независимость развития в северном и южном полушариях Солнца). Однако передача КДО и ПТР от Солнца в межпланетную среду и их влияние на модуляцию КЛ совершенно различны. Если на периодограммах КДО в межпланетной среде отсутствуют некоторые пики, присущие солнечной активности, то в случае ПТР картина обратная — в районе более полугода видно значительное увеличение мощности в межпланетной среде по сравнению с ПТР на Солнце. Таким образом, КДО и ПТР имеют разную природу, которая в настоящее время далека от понимания.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы особенности передачи в межпланетную среду вариаций солнечной активно-

сти в диапазоне 2–40 мес по сравнению с превалирующим 11-летним циклом. Основные результаты сводятся к следующему.

Временной ход параметров солнечной активности и межпланетной среды, отнесенных к среднему значению за период июнь 1966 г.—декабрь 2019 г., показывает, что масштаб (максимальный размах) 11-летних вариаций на Солнце в 2.5 раза больше, чем в B и в 5 раз больше, чем в KЛ. В свою очередь, масштаб вариаций в B вдвое больше, чем в KЛ.

Коэффициент корреляции спектров мощностей Rz и индукции B ММП для реальных и фильтрованных данных характеризует степень передачи возмущения от Солнца к межпланетной среде. Она максимальна для 11-летнего цикла, который превалирует в данных наблюдений. С уменьшением характерного времени вариации коэффициент корреляции между спектрами мощностей Rz и B уменьшается — передача возмущения от Солнца к межпланетной среде падает.

В спектрах мощностей реальных данных 11-летний цикл превалирует во всех параметрах, но на Солнце (Rz) КДО подавлены в 10 раз сильнее, чем в межпланетной среде (B, KЛ), и это должно быть связано с процессами формирования открытого магнитного потока Солнца, которые пока недостаточно изучены. Следует отметить, что этот вывод получен при использовании только одного индекса солнечной активности Rz, который был выбран, исходя из подобия КДО на разных уровнях солнечной атмосферы [5]. Соотношение амплитуды 11-летнего цикла и КДО/ПТР для других индексов солнечной активности может быть другим и требует дополнительного исследования.

Мощность вариаций в диапазоне ПТР существенно меньше, чем в диапазоне КДО, ПТР сильнее подавлены на Солнце, они хуже, чем КДО, передаются в межпланетную среду. Спектры мощностей КЛ для 11-летних вариаций и КДО прекрасно коррелируют со спектром мощностей B, но для ПТР

коэффициент корреляции падает примерно до 0.4. Корреляция спектров мощностей ПТР между рядами КЛ достаточно высока ($CC \approx 0.7$), но ниже, чем для 11-летних вариаций и КДО, где они приближаются к $CC \approx 1$. Эти особенности является следствием того, что ПТР плохо передаются от Солнца в межпланетную среду и в них большой вклад вносят местные условия.

Тот факт, что КДО и ПТР не требуют специальных механизмов образования, поскольку полностью соответствуют поведению конвективной турбулентной системы с одним основным периодом [28], не означает, что от исследования этих вариаций можно отказаться. Они дают информацию для изучения процессов передачи вариаций солнечной активности в межпланетную среду и модуляции потоков галактических КЛ. Это делает КДО и ПТР важным инструментом солнечно-земной физики.

Благодарности. Мы благодарны нашим коллегам-сотрудникам лаборатории физики Солнца и космических лучей имени С. Н. Вернова (Долгопрудненской научной станции ФИАН), которые многолетним трудом создали однородные ряды данных о потоках заряженных частиц в атмосфере Земли, а также исследователям, предоставляющим свободный доступ к данным в Интернете: https://wwwbis.sidc.be/silso/datafiles https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html (данные по ММП); http://cosrays.izmiran.ru (данные нейтронного монитора, Москва).

Финансирование. Работа выполнена в рамках бюджетного финансирования.

ЛИТЕРАТУРА

- Yu. I. Stozhkov, N. S. Svirzhevsky, G. A. Bazilevskaya et al., Adv. Space Res. 44, 1124 (2009).
- J. M. Wallace, Rev. Geophys. Space Phys. 11, 191 (1973).
- 3. K. Maeda, J. Atmos. Sci. 24, 320 (1967).
- 4. K. Sakurai, Nature 278, 146 (1979).
- G. Bazilevskaya, A.-M. Broomhall, Y. Elsworth, and V. M. Nakariakov, Space Sci. Rev. 186, 356 (2014).
- G. A. Bazilevskaya, M. S. Kalinin, M. B. Krainev et al., J. Phys.: Conf. Ser. 632, 012050 (2015).
- M. Krainev, G. Bazilevskaya, M. Kalinin et al., Proc. Sci., PoS (ICRC2015) 181 (2015).

- Y.-M. Wang and N. R. Sheeley, Astrophys. J. 590, 1111 (2003).
- N. S. Dzhalilov, J. Staude, and V. N. Oraevsky, Astron. Astrophys. 384, 282 (2002).
- 10. E. E. Benevolenskaya, Astrophys. J. 509, L49 (1998).
- 11. F. Inceoglu, R. Simoniello, R. Arlt, and M. Rempel, Astron. Astrophys. 625, A117 (2019).
- 12. H. W. Babcock, Astrophys. J. 133, 572 (1961).
- I. Kostyuchenko and E. Bruevich, Sol. Phys. 296, 8 (2021).
- E. Rieger, G. Kanbach, C. Reppin et al., Nature 312, 623 (1984).
- 15. J. Lean, Astrophys. J. 363, 718 (1990).
- Yu.-Q. Lou, Yu.-M. Wang, Z. Fan et al., Month. Notes Roy. Astron. Soc. 345, 809 (2003).
- 17. V. V. Lobzin, I. H. Cairns, and P. A. Robinson, Astrophys. J. Lett. **754**, L28 (2012).
- **18**. M. Dimitropoulou, D. Strintzi, and X. Moussas, *Proc. IAU Symposium* No. 257 (2008), p. 159.
- E. Gurgenashvili, T. V. Zaqarashvili, V. Kukhianidze et al., Astrophys. J. 826, 55 (2016).
- **20**. H. V. Cane, I. G. Richardson, and T. T. von Rosenvinge, Geophys. Res. Lett. **25**(24), 4437 (1998).
- H. Mavromichalaki, P. Preka-Papadema, I. Liritzis et al., New Astron. 8, 777 (2003).
- **22**. T. V. Zaqarashvili and E. Gurgenashvili, Front. Astron. Space Sci. **5**, 7 (2018).
- 23. T. Bai, Astrophys. 404, 805 (1993).
- **24**. P. Chowdhury, M.-H. Gokhale, J. Singh, and Y.-J. Moon, Astrophys. Space Sci. **361**(2), 54 (2016).
- **25**. T. Barlyaeva, J. Wojak, P. Lamy et al., J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. **177**, 12 (2018).
- 26. P. R. Singh, C. M. Tiwari, S. L. Agrawal, and T. K. Pant, Sol. Phys. 294, 118 (2019).
- T. Bai and P. A. Sturrock, Astrophys. J. 409, 476 (1993).
- 28. P. Frick, D. Sokoloff, R. Stepanov et al., Month. Notes Royal Astron. Soc. 491, 5572 (2020).
- F. Plunian, G. R. Sarson, and R. Stepanov, Month. Notes Royal Astron. Soc. 400, L47 (2009).
- **30**. Г. А. Базилевская, М. С. Калинин, М. Б. Крайнев и др., Косм. исслед. **54**(3), 181 (2016).

- Y.-M. Wang and N. R. Sheeley, J. Geophys. Res. 107(A10), 1302 (2002).
- M. Schüssler and I. Baumann, Astron. Astrophys. 459, 945 (2006).
- L. A. Fisk and J. C. Kasper, Astrophys. J. Lett. 894, L4 (2020).
- 34. J. A. Linker, R. V. Caplan, C. Downs et al., Astrophys. J. 848, 70 (2017).
- **35**. J. A. Linker, S. G. Heinemann, M. Temmer et al., arXiv:2103.05837 (2021).
- **36**. C. Kato, K. Munakata, S. Yasue et al., J. Geophys. Res. **108**(A10), 1367 (2003).
- 37. K. Kudela, H. Mavromichalaki, A. Papaioannou, and M. Gerontidou, Solar Phys. 266, 173 (2010).
- V. M. Velasco Herrera, J. Pérez-Peraza, W. Soon, and J. C. Márquez-Adame, New Astron. 60, 7 (2018).

УСКОРЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ДО ЭНЕРГИЙ ВЫШЕ $10^{15}\ { m эВ}\ ТРАНСРЕЛЯТИВИСТСКИМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ$

А. М. Быков*, С. М. Ocunoв**, В. И. Романский

Физическо-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук 194021, Санкт-Петербург, Россия

> Поступила в редакцию 8 сентября 2021 г., после переработки 9 ноября 2021 г. Принята к публикации 30 ноября 2021 г.

МГД-течения с четырех-скоростями $\Gamma \beta \sim 1$ (трансрелятивистские), реализующиеся в сверхновых звездах типа lb/с и после слияния нейтронных звезд, представляют интерес как потенциальные источники космических лучей. Представлены результаты моделирования ускорения космических лучей высоких энергий в астрофизических объектах с трансрелятивистскими МГД-течениями и ударными волнами. Построена нелинейная модель переноса и ускорения ультрарелятивистских частиц с учетом обратного влияния ускоренных частиц на локальную структуру течения в окрестности ударной волны и механизмов сверхадиабатического усиления флуктуирующих магнитных полей. Рассчитаны спектры ускоренных частиц. Показано, что максимальные энергии протонов, ускоренных трансрелятивистскими МГД-течениями, могут заметно превышать 10^{15} эВ и вносить вклад в наблюдаемые потоки космических лучей в окрестности излома спектра.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040113

EDN: DQJPRP

1. ВВЕДЕНИЕ

Совокупность наблюдений указывает на то, что источники космических лучей (КЛ) в Галактике с энергиями до излома спектра около петаэлектронвольта (1 $\Pi \ni B = 10^{15} \ni B$), вероятно, связаны с остатками сверхновых звезд [1, 2], а источниками КЛ сверхвысоких энергий выше 1000 ПэВ могут быть релятивистские истечения активных ядер галактик [3–5]. Поиск гамма-излучения источников КЛ черенковскими телескопами был предложен более 50 лет назад [6] и в последние годы позволил детектировать гамма-фотоны с энергиями до 100 ТэВ от популяции молодых галактических остатков сверхновых [7–9]. Модели ускорения космических лучей ударными волнами в наблюдаемых остатках сверхновых различных типов [10-12] демонстрируют возможность ускорения КЛ до энергий, соответствующих излому наблюдаемого спектра КЛ.

* E-mail: byk@astro.ioffe.ru ** E-mail: osm2004@mail.ru

О природе источников КЛ с энергиями в диапазоне 1-1000 ПэВ, вносящих вклад в наблюдаемые потоки КЛ [13], нет общего мнения, хотя имеется ряд моделей [14, 15]. В качестве одного из возможных источников рассматривают подкласс сверхновых типа Ib/c, характеризующихся умеренно релятивистскими скоростями u_f истечения, с ударной волной, распространяющейся в ветер массивной звезды прародителя сверхновой [16–18]. Для квазистационарных МГД-течений анализ (см., в частности, [3]), основанный на условии, что время ускорения частицы должно быть меньше динамического времени течения, дает приближенную, но удобную оценку максимальной энергии E_{max} частицы заряда Z, ускоренной МГД-течением с плотностью потока $\mathcal{L}_{\mathcal{M}}$ магнитной энергии на единицу телесного угла:

$$E_{max}$$
 [aB] $\approx Z \cdot 10^{18} \frac{\phi(\beta_f)}{\Gamma_f} \sqrt{\frac{\mathcal{L}_{\mathcal{M}}}{3 \cdot 10^{41} \text{ apr/c}}}$. (1)

Данная оценка не учитывает потерь энергии частицы на излучение, что в большинстве случаев применимо для ядер. Она предполагает выполненным условие вмороженности магнитного поля в течение плазмы (в общем случае релятивистское) с безраз-

мерной скоростью $\beta_f = u_f/c, \, c$ — скорость света. В выражении (1) $\Gamma_f = 1/\sqrt{1-\beta_f^2}$. Функция $\phi(\beta_f)$ для ультрарелятивистского течения с $\Gamma_f \gg 1$ стремится к единице, а в случае $\beta_f \ll 1$ имеем $\phi(\beta_f) \propto \sqrt{\beta_f}$ [3]. Для ультрарелятивистских ударных волн оценки максимальных энергий ускоренных КЛ обсуждались в работах [19–21].

Соотношение (1) показывает, что для заданного значения «магнитной светимости» $\mathcal{L}_{\mathcal{M}}$ максимальные значения энергии ускоренных частиц достигаются в трансрелятивистских МГД-течениях с $\beta_f \lesssim$ ≤ 1, и такие течения могут реализовываться в некоторых классах сверхновых [22]. Радионаблюдения сверхновой SN 2009bb [18] позволили оценить скорость расширения остатка за первый год со скоростью, соответствующей лоренц-фактору течения $\Gamma_f \approx 1.5$, а наблюдаемый эффект синхротронного самопоглощения дает оценку магнитного поля порядка 0.03 Гс на расстоянии 0.1 пк. Высокая напряженность магнитного поля на расстоянии, превышающем 10^5 радиусов звезды, может указывать на распространение ударной волны в звездном ветре с медленным убыванием азимутальной компоненты поля. Оценка, по критерию Хилласа, максимальной энергии КЛ, ускоренных в таком объекте, согласно авторам работы [18], достигает 4000 ПэВ. Поэтому представляется важным построение количественных моделей ускорения КЛ трансрелятивистскими ударными волнами.

Кинетические методы прямого моделирования плазмы с помощью кода PiC (particle-in-cell) [23] позволяют исследовать как структуру ударных волн в бесстолкновительной плазме, так и процессы инжекции и ускорения энергичных частиц. Для трансрелятивистских ударных волн такие исследования выполнены, в частности, в работах [24–27]. Мощность современных компьютеров не позволяет пока рассчитать методом РіС спектры частиц в диапазоне, превышающем три декады по импульсу, что недостаточно для моделирования спектров ПэВ-протонов. Для моделирования ускорения протонов высоких энергий используют упрощенные уравнения переноса [28] или методы Монте-Карло [29]. Эффективное ускорение КЛ с существенной конверсией энергии в спектры ускоренных частиц может приводить к тому, что давление КЛ [29] модифицирует МГД-течение, натекающее на ударную волну, а амплитуды магнитных флуктуаций растут за счет анизотропии убегающих ускоренных надтепловых частиц [30, 31]. Расчеты спектров КЛ, ускоренных сильными ударными МГД-волнами (как

нерелятивистскими, так и с $\Gamma_f \gg 1$) требуют учета нелинейных эффектов обратного влияния на структуру течения.

В данной работе мы приводим результаты моделирования спектров КЛ, ускоренных трансрелятивистскими ударными волнами, в рамках нелинейных моделей для характерных параметров одномерных МГД-течений плазмы.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ НЕТЕПЛОВЫХ ЧАСТИЦ В ТРАНСРЕЛЯТИВИСТСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ МЕТОДОМ РІС

В данном разделе представлены результаты расчета эффективности инжекции частиц в нетепловое распределение в зависимости от угла наклона бесстолкновительной трансрелятивистской ударной волны в электрон-протонной плазме. Моделирование структуры ударной волны выполнено с помощью PiC-кода Smilei [32]. Инициализация ударной волны выполнена в двумерной области, заполненной плазмой, где заданы следующие граничные условия: по оси х через правую границу втекает однородный поток плазмы с постоянными электрическим и магнитным полями; на левой границе установлена отражающая стенка. При столкновении потока со стенкой образуется ударная волна. В поперечном направлении поставлены периодические граничные условия.

Рассматривались следующие параметры втекающего потока плазмы: лоренц-фактор $\Gamma=1.5$, замагниченность $\sigma=B^2/4\pi\Gamma\rho_bc^2=4\cdot 10^{-3}~(B-\text{ин-дукция магнитного поля, }\rho_b$ — плотность плазмы в системе покоя течения за фронтом ударной волны), температура в безразмерных единицах $k_BT/m_pc^2=10^{-4}~(k_B-\text{постоянная Больцмана, }m_p-\text{масса протона}). Угол наклона магнитного поля к направлению распространения ударной волны, <math>\theta$, варьировался в пределах от 0 до 90°. Зависимость всех рассматриваемых величин от концентрации масштабируется через безразмерные параметры. В качестве параметра, в зависимости от которого будут масштабироваться результаты, удобнее выбрать плазменную электронную частоту

$$\omega_e = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{\Gamma m_e}},$$

где n_e — концентрация электронов в системе покоя течения за фронтом ударной волны, m_e масса электрона, e — элементарный заряд. Чис-

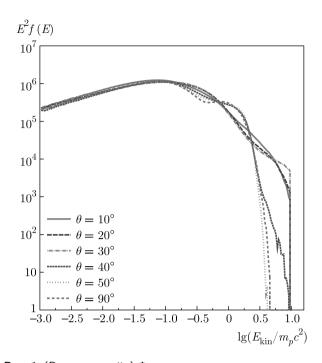


Рис. 1. (В цвете онлайн) Функции распределения протонов f(E) в системе покоя течения за фронтом ударной волны при разных значениях угла наклона внешнего магнитного поля к нормали ударной волны, θ . Расчет выполнен методом PiC для ударной волны с лоренц-фактором натекающего потока $\Gamma=1.5$ и параметром замагниченности $\sigma=4\cdot 10^{-3}$

ленные параметры моделирования; шаг по времени $\Delta t=0.09\omega_e^{-1}$; шаг пространственной сетки $\Delta x=0.2c/\omega_e$; полное время моделирования $45000\omega_e^{-1}$; количество ячеек в области симуляции $N_x=256000,\ N_y=2000.$ Для экономии вычислительных ресурсов масса электрона увеличена по сравнению с реальной и равна $m_e=m_p/100.$

Эффективность ускорения частиц зависит от угла наклона магнитного поля. Для ускорения необходимо, чтобы частицы могли уходить от фронта ударной волны вверх по течению, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля. Для этого угол наклона магнитного поля в системе отсчета натекающего потока должен удовлетворять условию $\cos\theta > v_{sh}/c$, где v_{sh} — скорость ударной волны. При углах, больших критического, ускорение практически исчезает. При меньших углах оно нарастает при увеличении угла от нуля до критического значения. Графики спектров ускоренных частиц за фронтом ударной волны на расстояниях $2000c/\omega_e$ от фронта при различных углах наклона поля приведены на рис. 1.

Расчеты показывают, что для высокой замагниченности плазмы распределение протонов за фронтом трансрелятивистской ударной волны имеют выраженную нетепловую компоненту для углов наклона магнитного поля $\theta < 40^{\circ}$. Детальное микроскопическое моделирование распределения частиц кинетическими методами РіС возможно лишь в ограниченном интервале энергий. Для изучения возможности ускорения частиц высоких энергий можно дополнить модель макроскопическим расчетом с использованием метода Монте-Карло, который предполагает использование параметризации процессов переноса заряженных частиц.

3. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ МОДЕЛЬ МОНТЕ-КАРЛО

Моделирование процесса ускорения бесстолкновительными ударными волнами методом Монте-Карло предполагает задание закона рассеяния частиц плазмы МГД-флуктуациями (рассеивающими центрами). В отсутствие кулоновских столкновений длина свободного пробега частиц параметризуется как функция гирорадиуса частицы в магнитном поле [33]. Метод позволяет учитывать эффекты обратного влияния давления ускоренных частиц на структуру сверхзвукового течения и ударной волны. В модели рассчитывается полная функция распределения частиц плазмы с произвольной степенью анизотропии, что позволяет исследовать развитие плазменных неустойчивостей и согласованно рассчитывать длины свободного пробега частиц и структуру течения с учетом сильного роста магнитных флуктуаций, вызываемого токами и градиентом давления ускоренных частиц [31].

Ниже мы приведем результаты моделирования методом Монте-Карло локальной структуры трансрелятивистской квазипродольной бесстолкновительной ударной волны (с углами наклона меньше критических углов, обсуждавшихся в разд. 2) и спектров ускоренных космических лучей для параметров, соответствующих остатку релятивистской сверхновой.

Стационарная и плоскопараллельная модель Монте-Карло описывает ускорение частиц квазипродольными бесстолкновительными ударными волнами и усиление магнитных полей за счет плазменных неустойчивостей в предфронте ударной волны. Ускорение частиц бесстолкновительными ударными волнами происходит по механизму Ферми первого порядка при их рассеянии на флуктуациях магнитных полей и многократном пересечении фронта ударной волны. В процессе ускорения значительная доля потока энергии, натекающего на ударную волну, трансформируется в энергию распределения ускоренных частиц. Поскольку давление ускоренных частиц в предфронте ударной волны сравнимо с потоком энергии, натекающим на ударную волну, его градиент приводит к модификации течения в предфронте ударной волны.

В модели Монте-Карло мы разделяем частицы на фоновые и ускоренные. Ускоренными считаются частины, которые хотя бы раз пересекди фронт ударной волны в направлении, обратном течению плазмы. Ускоренные частицы описываются во всей расчетной области в виде частиц и распространяются на основе метода Монте-Карло малоуглового рассеяния [34-38]. Фоновая компонента плазмы в большей части предфронта описывается на основе гидродинамических уравнений. Вблизи и за фронтом ударной волны она описывается, как и ускоренная компонента, в виде частиц, что позволяет не вводить дополнительного параметра, определяющего инжекцию частиц в процесс ускорения. Частица распространяется до тех пор, пока не уйдет из расчетной области далеко за фронт ударной волны либо не пересечет границу свободного ухода в далеком предфронте ударной волны при $x = x_{FEB}$. Граница свободного ухода соответствует размерам области ускорения частиц в реальном астрофизическом объекте и определяет максимальный импульс ускоренных частиц.

Функция распределения ускоренных частиц имеет значительную анизотропию в предфронте ударной волны. Анизотропия функции распределения приводит к развитию плазменных неустойчивостей, которые усиливают магнитные поля в предфронте. Таким образом, задача об ускорении частиц бесстолкновительной ударной волной является существенно нелинейной, так как ускорение частиц определяется флуктуациями магнитного поля, а усиление магнитных полей — анизотропией функции распределения ускоренных частиц.

В данной работе мы рассматриваем неустойчивости, вызванные током ускоренных частиц относительно фоновой плазмы. В расчеты включены белловская нерезонанская [39] и резонансная неустойчивости. При развитии резонансой неустойчивости усиливаются волны, распространяющиеся только в направлении тока ускоренных частиц в системе покоя фоновых частиц. Данный ток в предфронте на-

правлен от фронта ударной волны в далекий предфронт. Таким образом, усиленные волны движутся в определенном направлении, и мы вводим скорость движения рассеивающих центров $v_{scat}\left(x\right)$ относительно фоновой плазмы. Предполагается, что ускоренные частицы рассеиваются упруго и изотропно в системе покоя, движущейся относительно фронта ударной волны со скоростью $u\left(x\right)+v_{scat}\left(x\right)$, а фоновые частицы — в системе покоя, движущейся относительно фронта ударной волны со скоростью $u\left(x\right)$, где $u\left(x\right)$ — скорость фоновой плазмы.

В численной модели Монте-Карло на основе итерационного процесса достигается выполнение законов сохранения потока импульса и энергии вблизи ударной волны. Закон сохранения потока числа частиц выполняется в данной модели автоматически. В процессе итераций подбираются профиль скорости фоновой плазмы $u\left(x\right)$ в предфронте ударной волны и полное сжатие ударной волной R_{tot} .

3.1. Длина свободного пробега частиц

В численной модели Монте-Карло частицы при распространении рассеиваются упруго и изотропно в системах покоя рассеивающих центров. Между рассеяниями частицы движутся прямолинейно и равномерно. Расстояние, которое проходит частица между рассеяниями, пропорционально длине свободного пробега частицы в системе покоя рассеивающих центров. Длина свободного пробега является функцией импульса частицы и значения спектральной плотности энергии турбулентности $W\left(x,k\right)$ в точке нахождения частицы $\left(k-\right)$ модуль волнового числа волн, из которых состоят магнитные флуктуации).

В данной работе мы используем следующее выражение для длины свободного пробега частиц:

$$\lambda(x,p) = \left(\frac{1}{\lambda_{B,st}(x,p)} + \frac{1}{\lambda_{ss}(x,p)}\right)^{-1}, \quad (2)$$

где p — импульс частицы, бомовская длина пробега в стохастическом крупномасштабном поле

$$\lambda_{B,st}(x,p) = \frac{pc}{eB_{ls,st}(x,k_{res})},$$
(3)

крупномасштабное турбулентное поле

$$B_{ls,st}(x,k) = \sqrt{4\pi \int_{k_{min}}^{k} W(x,k) dk}, \qquad (4)$$

 k_{min} в (4) и k_{max} в (5) — соответственно минимальное и максимальное волновые числа численной сет-

ки, длина пробега относительно мелкомасштабных мод

$$\lambda_{ss}(x,p) = \left(\frac{pc}{\pi e}\right)^2 \left(\int_{k_{res}}^{k_{max}} \frac{W(x,k)}{k} dk\right)^{-1} \tag{5}$$

(частицы в расчетах предполагаются протонами).

Резонансное волновое число k_{res} определяется следующим соотношением:

$$\frac{k_{res}pc}{eB_{ls}\left(x,k_{res}\right)} = 1,\tag{6}$$

где крупномасштабное магнитное поле

$$B_{ls}(x,k) = \sqrt{4\pi \int_{k_{min}}^{k} W(x,k) dk + B_0^2},$$
 (7)

 B_0 — постоянное продольное магнитное поле.

3.2. Нахождение профилей течения и плотности энергии турбулентного магнитного поля

Запишем релятивистские законы сохранения вблизи ударной волны в стационарном случае. Все уравнения записаны в системе покоя ударной волны. Закон сохранения потока частиц

$$\gamma(x)\beta(x)n(x) = F_{n0}, \tag{8}$$

где $\gamma(x)$ — лоренц-фактор течения, $\beta(x)=u(x)/c$ — отношение скорости течения фоновой плазмы к скорости света, n(x) — концентрация фоновой плазмы, F_{n0} — поток частиц в далеком предфронте.

Законы сохранения потока импульса представим в виде

$$\gamma^{2}(x) \beta^{2}(x) \left[m_{p}c^{2}n(x) + \Phi_{th}(x) + \Phi_{w}(x) \right] + P_{th}(x) + P_{w}(x) + F_{px}^{cr}(x) = F_{px0} + Q_{px}^{ESC}, \quad (9)$$

 $P_{th}(x)$ — давление фоновой плазмы (в области предфронта, где фоновые частицы описываются гидродинамическими уравнениями и предполагается, что функция распределения фоновых частиц изотропна в системе покоя течения), $P_w(x)$ — давление турбулентности,

$$P_{w}\left(x\right) = \frac{1}{2} \int\limits_{\left(k\right)} W\left(x,k\right) \, dk, \quad \Phi_{th}\left(x\right) = \frac{\Gamma_{th}\left(x\right) P_{th}\left(x\right)}{\Gamma_{th}\left(x\right) - 1},$$

 Γ_{th} — показатель адиабаты фоновой плазмы, $\Phi_{w}\left(x\right)=3P_{w}\left(x\right),\;F_{px0}$ — поток импульса в далеком невозмущенном предфронте, Q_{px}^{ESC} — поток

импульса, уносимый ускоренными частицами через границу свободного ухода ($Q_{px}^{ESC}=F_{px}^{cr}\left(x_{FEB}\right)$), $F_{px}^{cr}\left(x\right)$ — поток импульса ускоренных частиц.

Закон сохранения потока энергии имеет вид

$$\gamma^{2}(x) \beta(x) \left[m_{p}c^{2}n(x) + \Phi_{th}(x) + \Phi_{w}(x) \right] + F_{en}^{cr}(x) = F_{en0} + Q_{en}^{ESC}, \quad (10)$$

где F_{en0} — поток энергии в далеком невозмущенном предфронте, Q_{en}^{ESC} — поток энергии, уносимый ускоренными частицами через границу свободного ухода $(Q_{en}^{ESC}=F_{en}^{cr}(x_{FEB})), F_{en}^{cr}(x)$ — поток энергии ускоренных частиц.

Отметим что, в нашей геометрии $Q_{en}^{ESC} < 0,$ $Q_{px}^{ESC} > 0.$

В используемой численной схеме задаются начальные приближенные профили $u\left(x\right)$, $v_{scat}\left(x\right)$ в предфронте ударной волны, величина $W\left(x,k\right)$, определяющая длину пробега частиц, и полное сжатие R_{tot} . Далее проводится распространение частиц с целью получения их функции распределения в области расчета. За фронтом ударной волны все частицы изотропны в системе покоя течения, соответственно, можно определить показатель адиабаты всего газа за фронтом ударной волны, Γ_{p2} , на основе полученной после распространения функции распределения всех частиц. Уходящие потоки определяются, как

$$Q_{en}^{ESC} = F_{en}^{cr}\left(x_{FEB}\right), \quad Q_{px}^{ESC} = F_{px}^{cr}\left(x_{FEB}\right).$$

В наших расчетах отрицательные значения координаты x соответствуют предфронту, положительные значения — области за фронтом ударной волны, который находится в точке $x=0,\,R_{tot}=\beta_0/\beta_2$ (индекс «0» означает величины в далеком невозмущенном предфронте, индекс «2» — за фронтом ударной волны).

Для нахождения полного сжатия ударной волной запишем уравнения сохранения потоков (8), (9) и (10) для значения координаты далеко за фронтом ударной волны и в далеком предфронте:

$$\gamma_2 \beta_2 n_2 = \gamma_0 \beta_0 n_0, \tag{11}$$

$$\gamma_2^2 \beta_2^2 \left[m_p c^2 n_2 + \Phi_{p2} + \Phi_{w2} \right] + P_{p2} + P_{w2} =$$

$$= \gamma_0^2 \beta_0^2 \left[m_p c^2 n_0 + \Phi_{th0} + \Phi_{w0} \right] +$$

$$+ P_{th0} + P_{w0} + Q_{px}^{ESC}, \quad (12)$$

$$\gamma_2^2 \beta_2 \left[m_p c^2 n_2 + \Phi_{p2} + \Phi_{w2} \right] =$$

$$= \gamma_0^2 \beta_0 \left[m_p c^2 n_0 + \Phi_{th0} + \Phi_{w0} \right] + Q_{en}^{ESC}, \quad (13)$$

где P_{p2} — давление всех частиц за фронтом ударной волны, $\Phi_{p2} = \Gamma_{p2}P_{p2}/(\Gamma_{p2}-1)$. Мы определяем текущее значение на данной итерации величин Q_{en}^{ESC} , Q_{px}^{ESC} и Γ_{p2} из функции распределения, полученной после распространения частиц (P_{w2} также вычисляется на основе приведенного ниже уравнения), поэтому в уравнениях (11)–(13), остаются только три неизвестных: R_{tot} , P_{p2} и n_2 . Решая эти уравнения, находим новое значение R_{tot} , а для следующей итерации R_{tot} находится усреднением нового значения и старого.

Затем находим новый профиль скорости течения в предфронте по формуле, построенной на основе (9),

$$\gamma_{new}(x) \beta_{new}(x) = \gamma_{old}(x) \beta_{old}(x) + \frac{F_{px0} + Q_{px}^{ESC} - F_{px}^{cr}(x) - F_{px}^{th}(x) - F_{px}^{w}(x)}{\gamma_0 \beta_0 m_p c^2 n_0}, \quad (14)$$

где в правой части выражения стоят величины, полученные после распространения частиц, величина $\gamma_{old}(x) \beta_{old}(x)$ определяется профилем течения на предыдущей итерации,

$$F_{nx}^{th}(x) = \gamma^2(x) \beta^2(x) \Phi_{th}(x) + P_{th}(x)$$

И

$$F_{px}^{w}\left(x\right) = \gamma^{2}\left(x\right)\beta^{2}\left(x\right)\Phi_{w}\left(x\right) + P_{w}\left(x\right)$$

— соответственно потоки импульса фоновой плазмы и турбулентности.

Подбор профиля течения на основе выражения (14) в области, где фоновые частицы описываются в виде частиц, дает хорошие результаты в случае нерелятивистского движения при вычислении в этой области потока $F_{px}^{th}\left(x\right)$ на основе функции распределения фоновых частиц. В релятивистском случае, как показано в работе [29], поток импульса в итерационном процессе сходится к большему значению, чем в далеком предфронте, при использовании выражения (14) вблизи фронта ударной волны. Следуя работе [29], мы размываем профиль течения u(x) вблизи фронта ударной волны. Новый профиль скорости затем усредняется со старым. Ниже в данном разделе мы описываем уравнения, на основе которых вычисляются величины, входящие в выражения для $F_{px}^{th}\left(x\right)$ и $F_{px}^{w}\left(x\right)$.

Спектр энергии турбулентности, определяющий поток турбулентности $F_{px}^{w}(x)$, находим на основе решения уравнения

$$\gamma(x) u(x) \frac{\partial W(x,k)}{\partial x} + \frac{3}{2} \frac{\partial (\gamma(x) u(x))}{\partial x} W(x,k) + \frac{\partial \Pi(x,k)}{\partial k} = G(x,k) W(x,k) - \mathcal{L}(x,k), \quad (15)$$

где G(x,k) — показатель роста турбулентной энергии в системе покоя фоновой плазмы за счет плазменных неустойчивостей, $\mathcal{L}(x,k)$ — диссипация турбулентной энергии, $\Pi(x,k)$ — поток турбулентной энергии по спектру (турбулентный каскад),

$$\Pi(x,k) = -\frac{C^* k^{11/2}}{\sqrt{\rho(x)}} \sqrt{W(x,k)} \frac{\partial}{\partial k} \left(\frac{W(x,k)}{k^2}\right), (16)$$

где $\rho(x)$ — плотность фоновой плазмы,

$$C^* = \frac{3}{11} C_{Colm}^{-3/2},\tag{17}$$

 C_{Colm} — колмогоровская константа, в расчетах C_{Colm} = 1.6. Выражение (16) получено на основе работы [40]. В нашу работу включены показатели роста токовых неустойчивостей — нерезонансной белловской и резонансной, аналогично работе [31]. Ток ускоренных частиц, определяющий показатели роста, вычисляется в системе покоя рассеивающих центров после распространения частиц.

Дифференцируя уравнения (9) и (10) по x, используя закон сохранения (8) и исключая из уравнений слагаемое, пропорциональное $n\left(x\right)$, получим следующее соотношение:

$$\beta(x) \left(\frac{d\Phi_{th}(x)}{dx} + \frac{d\Phi_{w}(x)}{dx} \right) + \frac{dF_{en}^{cr}(x)}{dx} + \frac{1}{\gamma(x)} \frac{d(\gamma(x)\beta(x))}{dx} \left(\Phi_{th}(x) + \Phi_{w}(x) \right) =$$

$$= \beta(x) \left(\frac{dP_{th}(x)}{dx} + \frac{dP_{w}(x)}{dx} + \frac{dF_{px}^{cr}(x)}{dx} \right). \quad (18)$$

Если считать, что каждая из компонент чувствует только изменение $\gamma\left(x\right)\beta\left(x\right)$, т. е. изменение потоков энергии импульса происходит адиабатически из-за изменения скорости потока, то мы можем разделить уравнение (18) на отдельные адиабатические уравнения для компонент:

$$\beta(x) \frac{d\Phi_{th}(x)}{dx} + \frac{1}{\gamma(x)} \frac{d(\gamma(x)\beta(x))}{dx} \Phi_{th}(x) =$$

$$= \beta(x) \frac{dP_{th}(x)}{dx}, \quad (19)$$

$$\beta(x) \frac{d\Phi_w(x)}{dx} + \frac{1}{\gamma(x)} \frac{d(\gamma(x)\beta(x))}{dx} \Phi_w(x) =$$

$$= \beta(x) \frac{dP_w(x)}{dx}, \quad (20)$$

$$\frac{dF_{en}^{cr}(x)}{dx} = \beta(x) \frac{dF_{px}^{cr}(x)}{dx}.$$
 (21)

Уравнение (20) при этом равно уравнению (15), проинтегрированному по k в отсутствие усиления и диссипации. При наличии усиления и диссипации после интегрирования по k уравнение (15) примет вид, аналогичный уравнению (20):

$$\beta\left(x\right) \frac{d\Phi_{w}\left(x\right)}{dx} + \frac{1}{\gamma\left(x\right)} \frac{d\left(\gamma\left(x\right)\beta\left(x\right)\right)}{dx} \Phi_{w}\left(x\right) =$$

$$= \beta\left(x\right) \frac{dP_{w}\left(x\right)}{dx} + \frac{1}{c\gamma\left(x\right)} \int_{\left(k\right)} G\left(x,k\right) W\left(x,k\right) dk -$$

$$- \frac{1}{c\gamma\left(x\right)} L\left(x\right), \quad (22)$$

где диссипационное слагаемое

$$L(x) = \int_{(k)} \mathcal{L}(x, k) dk.$$

В настоящей работе мы используем следующие выражения для диссипации турбулентной энергии:

$$\mathcal{L}(x,k) = v_{\Gamma}(x) \frac{k^2}{k_{th}} W(x,k), \qquad (23)$$

$$v_{\Gamma}(x) = \frac{B_{ls}(x, k_{th})}{\sqrt{4\pi\rho(x)}},$$
(24)

$$\frac{k_{th}c\sqrt{k_BT_{th}(x)}}{eB_{ls}(x,k_{th})} = 1,$$
(25)

где $T_{th}\left(x\right)$ — температура фоновой плазмы $\left(P_{th}\left(x\right)\right) = n\left(x\right)k_{B}T_{th}\left(x\right)$). В данной модели предполагается, что за фронтом ударной волны $\Pi(x,k)=0$ и $\mathcal{L}\left(x,k\right)=0$.

Далее мы предполагаем, что диссипация турбулентной энергии приводит к нагреву фоновой плазмы. Увеличение потока энергии при усилении турбулентных движений и магнитных полей происходит за счет уменьшения потока энергии ускоренных частиц. Таким образом, для выполнения суммарного уравнения (18) мы должны добавить к уравнениям для компонент (19) и (21) дополнительные слагаемые, сокращающие неадиабатические слагаемые из (22).

Уравнение (21) должно быть дополнено так, чтобы выполнялся закон сохранения энергии при выполнении закона сохранения импульса, т. е. уравнения (18). Этого можно достичь введением скорости рассеивающих центров, если в уравнении (21) заменить u(x) на $u(x) + v_{scat}(x)$ и выполнять рассеяние ускоренных частиц в системе покоя, движущейся со скоростью $u(x)+v_{scat}(x)$ относительно ударной волны (а фоновых частиц — в системе, движущейся со скоростью u(x)) в предположении, что при малоугловом рассеянии (при диффузии в нерелятивистском случае) уравнение (21) выполняется при произвольном $\beta(x)$. Тогда уравнение (21) примет вид

$$c\frac{dF_{en}^{cr}(x)}{dx} = \left[u(x) + v_{scat}(x)\right] \frac{dF_{px}^{cr}(x)}{dx}.$$
 (26)

Усиление волн, связанное с анизотропией ускоренных частиц, уменьшается при приближении плазмы к фронту ударной волны. Вдали от фронта ударной волны, в области быстрого роста волн, скорость рассеивающих центров $v_{scat} = v_{ampl}$ определяет инкремент роста G(x,k). В области слабого усиления волн скорость рассеивающих центров определяется альфвеновской скоростью в эффективном поле длинноволновых флуктуаций, $v_{scat} = v_{A,eff}$. Соответственно, в предфронте ударной волны до точки, где фоновая плазма начинает описываться в виде частиц, величину $v_{scat}\left(x\right)$ определяем как наименьшее значение (скорости отрицательные) из $v_{ampl}\left(x\right)$ и $v_{A,eff}\left(x\right)$, определенных как

$$v_{ampl}\left(x\right) = -\frac{\int_{\left(k\right)} G\left(x,k\right) W\left(x,k\right) dk}{\gamma\left(x\right) dF_{px}^{cr}\left(x\right) / dx},\tag{27}$$

$$v_{A,eff}(x) = -\frac{B_{eff}}{\sqrt{4\pi\rho}},$$
 (28)

$$B_{eff}(x) = \sqrt{4\pi \int_{(k)} W(x,k) dk + B_0^2}.$$
 (29)

В области значительного роста магнитных флуктуаций имеем $|v_{scat}(x)| \geq |v_{ampl}(x)|$, благодаря чему увеличение потока энергии турбулентности за счет плазменных неустойчивостей в уравнении (22) компенсируется уменьшением потока энергии ускоренных частиц в уравнении (26). После точки инжекции фоновых частиц в предфронте имеем $v_{scat}(x) = v_{ampl}(x)$. За фронтом ударной волны $v_{scat}(x) = 0$. В данной модели мы предполагаем, что часть потока энергии ускоренных частиц в области, где $|v_{ampl}(x)| < |v_{A,eff}(x)|$, идет на нагрев фоновой плазмы. Таким образом, уравнение, определяющее изменение потока энергии фоновой плазмы, имеет вид

$$\beta(x) \frac{d\Phi_{th}(x)}{dx} + \frac{1}{\gamma(x)} \frac{d(\gamma(x)\beta(x))}{dx} \Phi_{th}(x) =$$

$$= \beta(x) \frac{dP_{th}(x)}{dx} + \frac{v_{diss}(x)}{c} \frac{dF_{px}^{cr}(x)}{dx} +$$

$$+ \frac{1}{c\gamma(x)} L(x), \quad (30)$$

где $v_{diss}\left(x\right)=\left|v_{A,eff}\left(x\right)\right|-\left|v_{ampl}\left(x\right)\right|,$ если $\left|v_{ampl}\left(x\right)\right|<\left|v_{A,eff}\left(x\right)\right|,$ а в противоположном пределе $v_{diss}\left(x\right)=0.$

Подставляя в уравнение (30) выражение для Φ_{th} , получаем следующее уравнение для давления фоновой плазмы:

$$\gamma(x) \beta(x) \frac{d}{dx} \frac{P_{th}(x)}{\Gamma_{th}(x) - 1} + \frac{d(\gamma(x)\beta(x))}{dx} \frac{\Gamma_{th}(x)P_{th}(x)}{\Gamma_{th}(x) - 1} =$$

$$= \gamma(x) \frac{v_{diss}(x)}{c} \frac{dF_{px}^{cr}(x)}{dx} + \frac{1}{c}L(x). \quad (31)$$

Решение уравнения (31) определяет величину $F_{px}^{th}(x)$ в выражении (14).

3.3. Значения физических параметров модели

Во всех расчетах данной работы лоренц-факторы ударных волн $\gamma_0 = 1.5$, концентрация фоновой плазмы в далеком предфронте $n_0 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, граница свободного ухода находится в точке $x_{FEB} =$ $= -5 \cdot 10^{17}$ см. В основных расчетах постоянное продольное магнитное поле $B_0 = 3 \cdot 10^{-6} \, \Gamma c$ (обозначим: А — модель без турбулентного каскада и диссипации турбулентной энергии и АС — модель с включением турбулентного каскада и диссипации турбулентной энергии). Также выполнены расчеты с $B_0 =$ $= 3 \cdot 10^{-5} \; \Gamma c$ (обозначим: В — модель без турбулентного каскада и диссипации турбулентной энергии и ВС — модель с включением турбулентного каскада и диссипации турбулентной энергии), $B_0 = 3 \cdot 10^{-4} \, \Gamma c$ (обозначим: С — модель без турбулентного каскада и диссипации турбулентной энергии и СС — модель с включением турбулентного каскада и диссипации турбулентной энергии). В системе также есть случайная компонента магнитного поля, а спектр энергии турбулентности нормирован следующим образом:

$$\int_{k}^{k_{max}} W(x_{FEB}, k) dk = \frac{B_0^2}{4\pi}.$$
 (32)

На границе свободного ухода спектр энергии турбулентности задан следующей формулой:

$$W(x_{FEB}, k) = \frac{\left(\left(\frac{k}{k_{min}}\right)^{\zeta_0} - 1\right) \left(1 - \left(\frac{k}{k_{max}}\right)^{\zeta_1}\right)}{\left(\left(\frac{k}{k_{en}}\right)^{\alpha} + 1\right) \left(\left(\frac{k}{k_{ds}}\right)^{\zeta_2} + 1\right)}, \quad (33)$$

где A_{norm} — нормировочная константа, $\zeta_0=2,~\alpha=11/3,~\zeta_1=1,~\zeta_2=6,~k_{ds}=10^4/r_{g0},~r_{g0}=m_p c u_0/e B_0$ (в области $k_{en}\ll k\ll k_{ds}$ показатель спектра близок к-5/3). В расчетах

$$k_{min} = \frac{k_{en}}{10^6}, \quad k_{en} = \frac{2\pi}{L_{en}}, \quad L_{en} = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm},$$

 L_{en} — энергонесущий масштаб турбулентности. Выражение (33) устроено таким образом, чтобы как $W(x_{FEB},k)$, так и, соответственно, поток турбулентной энергии (16) при $x=x_{FEB}$ точно обращались в нуль на границах численной сетки k_{min} и k_{max} . Уравнение (15) является уравнением диффузионного типа, и его решение находится на основе неявной численной схемы с нулевыми граничными условиями по k для W(x,k).

Расстояния в численном коде измеряются в единицах $r_{g0} = m_p c u_0 / e B_0$. Отметим, в частности, что $x_{FEB} = -6.42 \cdot 10^5 r_{g0}$ для моделей A и AC.

3.4. Результаты расчетов

С помощью рис. 2 мы иллюстрируем сходимость нашей численной итерационной модели Монте-Карло. На рис. 2 представлены расчеты для немодифицированного случая и для модели А. В немодифицированном расчете скорость течения постоянна в предфронте и за фронтом ударной волны и испытывает скачок при переходе через фронт с полным сжатием $R_{tot} = 4$. Также в данном расчете отсутствуют диссипация и усиление магнитных полей, а $v_{scat}(x) = 0$. Как видно на рис. 26,6, потоки импульса и энергии вблизи ударной волны в случае немодифицированного расчета значительно отличаются от их значений в далеком предфронте. Это означает, что в таком случае законы сохранения не выполняются. В расчете модели А достигнуто равенство потоков импульса и энергии с их значениями в далеком предфронте с помощью самосогласованного подбора профилей течения и спектров магнитного поля на основе итерационной схемы. Таким образом, достигнуто выполнение

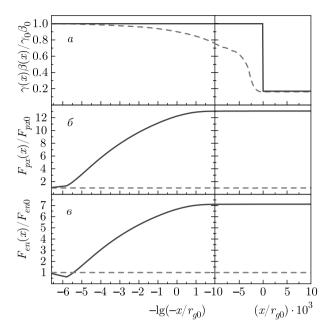


Рис. 2. (В цвете онлайн) Зависимости от расстояния до фронта ударной волны a) величины $\gamma\left(x\right)\beta\left(x\right)$, определяющей скорость течения, b0) полного потока импульса $F_{px}\left(x\right)$ и b0) полного потока энергии $F_{en}\left(x\right)$. Сплошные синие линии соответствуют немодифицированному расчету, штриховые зеленые — модели А

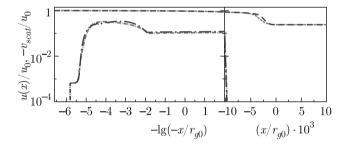


Рис. 3. (В цвете онлайн) Зависимости скорости течения $u\left(x\right)$ — штриховые кривые, и скорости рассеивающих центров относительно системы покоя фоновой плазмы, $v_{scat}\left(x\right)$ — штрихпунктирные линии, от расстояния до фронта ударной волны. Синие линии соответствуют модели А, зеленые — модели АС

законов сохранения в трансрелятивистском течении вблизи ударной волны.

На рис. З приведены скорость течения фоновой плазмы $u\left(x\right)$ и скорость рассеивающих центров относительно фоновой плазмы, $v_{scat}\left(x\right)$, для моделей А и АС. Как видно на рис. З, на большом расстоянии от фронта ударной волны в сторону предфронта величина $v_{scat}\left(x\right)$ имеет максимум. На данных расстояниях происходит значительное усиление магнитных полей за счет плазменных неустойчивостей

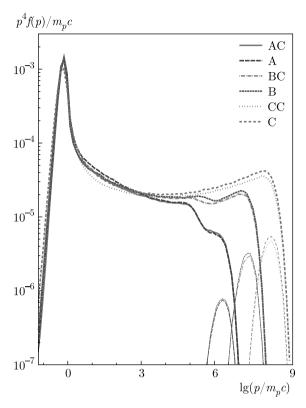


Рис. 4. (В цвете онлайн) Функции распределения частиц по импульсам в системе покоя ударной волны. Жирные линии соответствуют функциям распределения частиц за фронтом ударной волны, тонкие линии — функциям распределения частиц на границе свободного ухода. Соответствие кривых моделям определено в легенде

и $v_{scat}(x)$ определяется значением $v_{ampl}(x)$. Ближе к фронту ударной волны и до точки инжекции фоновых частиц усиление за счет плазменных неустойчивостей становится слабее и $v_{scat}(x)$ определяется значением $v_{A,eff}(x)$. В данной области пространства происходит дополнительный нагрев фоновой плазмы из-за наличия $v_{diss}(x)$ в уравнении (31).

На рис. 4 приведены функции распределения частиц для всех моделей в системе покоя ударной волны, за фронтом ударной волны и на границе свободного ухода. Видно, что с ростом амплитуды спектра турбулентного магнитного поля в далеком предфронте происходит увеличение максимального импульса, который приобретают ускоряющиеся частицы. Спектры частиц для одинаковых значений амплитуды турбулентного магнитного поля в далеком предфронте слабо различаются. Во всех расчетах частицы могут быть ускорены до энергий выше 1 ПэВ.

На рис. 5 приведены спектры турбулентной энергии в различных точках вблизи ударной волны для

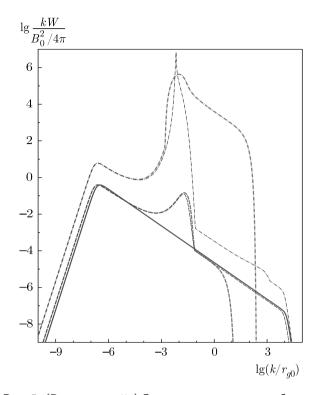


Рис. 5. (В цвете онлайн) Зависимости спектра турбулентной энергии $W\left(x,k\right)$ от волнового числа k при различных положениях относительно фронта ударной волны: сплошные линии — $x=x_{FEB}$, штриховые линии — $x=0.5x_{FEB}$, штрихпунктирные линии — за фронтом ударной волны. Тонкие синие линии соответствуют модели A, жирные зеленые линии — модели AC

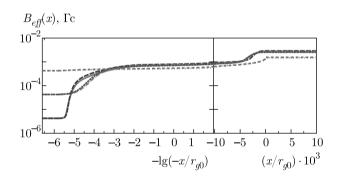


Рис. 6. (В цвете онлайн) Профили полного магнитного поля. На данном рисунке r_{g0} отвечает значению постоянного магнитного поля $B_0=3\cdot 10^{-6}$ Гс. Обозначение кривых для различных моделей соответствуют рис. 4

моделей А и АС. Пики на спектрах рис. 5 связаны с развитием плазменных неустойчивостей. Общий подъем кривых на рис. 5 обусловлен адиабатическим усилением магнитного поля.

На рис. 6 приведены профили полного магнитного поля для всех моделей. Как видно на рис. 6, с

ростом магнитного поля в далеком предфронте усиление магнитных полей за счет плазменных неустойчивостей слабеет. Значения полного магнитного поля за фронтом ударной волны близки друг к другу для всех моделей. В расчетах С и СС магнитное поле за фронтом ударной волны даже ниже, чем в остальных моделях. Смягчение спектра ускоренных частиц при высоких энергиях (см. рис. 4) в моделях А и АС связано с максимумом значения v_{scat} (см. рис. 3), обусловленного развитием плазменных неустойчивостей. Наличие области пространства, где $v_{scat}(x)$ по модулю сравнивается с u(x), приводит к смягчению спектра ускоренных частиц, достигающих данной области пространства. Поскольку, как отмечено выше, усиление менее существенно в остальных моделях, значение по модулю $v_{scat}(x)$ меньше, и влияние на спектры ускоренных частиц менее выражено.

Выражение для потока частиц в системе покоя рассеивающих центров имеет вид

$$J_{cr}(x,p) = 2\pi \int_{-1}^{1} v \mu f_{sc}^{cr}(x,p,\mu) \ d\mu, \qquad (34)$$

где $f_{sc}^{cr}\left(x,p,\mu\right)$ — функция распределения ускоренных частиц в системе покоя рассеивающих центров, μ — косинус угла между направлением импульса частицы и нормалью к фронту ударной волны. Поток частиц, пересекающих границу свободного ухода в системе покоя рассеивающих центров, приведен на рис. 7. Вблизи границы свободного ухода система рассеивающих центров практически совпадает с системой покоя фоновой плазмы. Таким образом, уходящий поток частиц на рис. 7 соответствует потоку, уходящему в межзвездную среду в ее системе покоя. Распределение частиц по импульсам на рис. 7 сдвинуто к большим импульсам по сравнению с функцией распределения частиц на границе свободного ухода в системе покоя ударной волны (см. рис. 4) из-за релятивистского относительного движения систем покоя.

Максимальный импульс ускоренных частиц в данной модели определяется соотношением между длиной свободного пробега частиц и размером предфронта $|x_{FEB}|$. Длина свободного пробега ускоренных частиц с наибольшей энергий здесь близка к так называемому бомовскому пределу (с линейной зависимостью пробега от импульса частицы) в значительной части далекого предфронта, где эффект усиления магнитного поля мал. Частицы ускоряются до тех пор, пока не достигают границы свободного ухода в далеком предфронте, из-за роста длины свободного пробега с импульсом. Ударная вол-

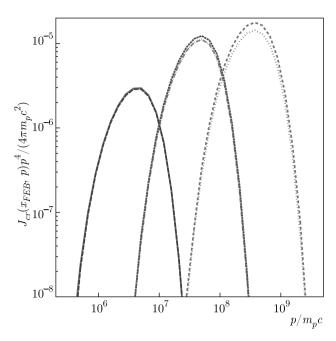


Рис. 7. Поток уходящих частиц в системе покоя рассеивающих центров. Соответствие кривых моделям такое же, как на рис. 4

на с четырех-скоростью $\Gamma\beta\sim 1$ не должна затормозиться вплоть до радиуса $R\approx 3\cdot 10^{18}$ см, что имеет место, если среда, в которую распространяется ударная волна, достаточно разреженная. Это, в частности, имеет место для релятивистских сверхновых типа $\mathrm{Ib/c}$, происходящих от массивных звезд типа Вольфа—Райе с быстрым звездным ветром, характеризующимся скоростью потери массы порядка $10^{-6}M_{\odot}/\mathrm{rod}$ [41]. В расчетах мы предполагаем, что значение $|x_{FEB}|$ может составлять 1/5 от текущего радиуса ударной волны и, таким образом, выбрали величину $|x_{FEB}|=5\cdot 10^{17}$ см, что демонстрирует возможность ускорения протонов до энергий выше петаэлектронвольта в такой системе.

По результатам обзора Ликской обсерватории сверхновые типа Ib/с составляют примерно 4% от совокупности сверхновых всех типов [42]. Релятивистские сверхновые встречаются с частотой около 0.7% от сверхновых типа Ib/с [18,41], что дает (весьма грубую) оценку их частоты в Галактике порядка одного события в 50 000 лет. Столь редкие события не могут вносить существенный вклад в ускорение основной массы галактических КЛ с энергиями от гигаэлектронвольт до 100 ТэВ, однако они могут быть важными источниками КЛ с энергиями в диапазоне петаэлектронвольт. Средняя мощность, вкладываемая в Галактику от релятивистских исте-

чений сверхновых типа Ib/c, выше 10^{36} эрг/с. С учетом весьма высокой эффективности передачи энергии ударной волны частицам с энергией порядка петаэлектронвольта (см. рис. 4 и 7) указанной выше мощности источников достаточно для формирования высокоэнергичной компоненты галактических КЛ непосредственно за изломом в спектре. Для обеспечения наблюдаемой слабой анизотропии КЛ в модели с редкими ускорителями необходимо удержание КЛ в протяженном гало Галактики с размерами в несколько килопарсек на промежутках времени много больших, чем период между вспышками сверхновых типа Ib/с.

Длина пробега ускоренных частиц для ионов в рассмотренной модели зависит от их магнитной жесткости — отношения энергии частицы к ее заряду. Соответственно, максимальные энергии ускоренных частиц будут пропорциональны их зарядовому числу. Химический состав вблизи максимальных энергий частиц, ускоренных релятивистскими сверхновыми, будет смещаться в сторону тяжелых ядер.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы возможности ускорения протонов и ядер КЛ до энергий выше 10^{15} эВ в условиях трансрелятивистских истечений сверхновых типа $\mathrm{Ib/c}$. Методами прямого кинетического моделирования PiC (particle-in-cell) показано, что инжекция частиц в процессе ускорения частиц трансрелятивистской ударной волной с $\Gamma_f \approx 1.5$ и формирование нетеплового распределения частиц имеет место для углов наклона поля к нормали к фронту ударной волны, не превышающих 40° .

Для определения максимальных энергий протонов, ускоренных трансрелятивистской ударной волной, выполнено нелинейное моделирование ускорения КЛ методом Монте-Карло. Модель учитывает процессы усиления магнитных флуктуаций неусточивостями анизотропного распределения ускоренных частиц и модификацию трансрелятивистского течения плазмы давлением ускоренных частиц, распространяющихся вверх по течению. Показана возможность ускорения протонов и ядер до энергий, заметно превышающих петаэлектронвольт в трансрелятивистских течениях сверхновых звезд. Максимальные энергии ускоренных протонов зависят от амплитуды флуктуирующего магнитного поля в околозвездной среде (см. рис. 4).

Сверхновые звезды с трансрелятивистскими течениями, составляющие, вероятно, относительно редкую популяцию в Галактике, тем не менее могут вносить существенный вклад в наблюдаемый спектр КЛ с энергиями выше области излома.

Благодарности. Авторы признательны рецензенту статьи за конструктивные замечания.

Финансирование. Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 21-72-20020). Результаты работы получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерных центров МСЦ РАН и Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (scc.spbstu.ru).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Происхождение космических лучей*, Изд-во АН СССР, Москва (1963).
- 2. A. M. Hillas, J. Phys. G 31, 95 (2005).
- 3. M. Lemoine and E. Waxman, JCAP 11, 009 (2009).
- 4. К. В. Птицына, С. В. Троицкий, УФН **180**, 723 (2010) [K. V. Ptitsyna and S. V. Troitsky, Phys.-Usp. **53**, 691 (2010)].
- J. H. Matthews, A. R. Bell, K. M. Blundell, and A. T. Araudo, MNRAS 482, 4303 (2019).
- Г. Т. Зацепин, А. Е. Чудаков, ЖЭТФ 41, 655 (1961) [G. Т. Zatsepin and A. E. Chudakov, Sov. Phys. JEТР 14, 469 (1962)].
- 7. F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi et al., Astron. Astrophys. 449, 223 (2006).
- 8. F. Acero, M. Lemoine-Goumard, M. Renaud et al., Astron. Astrophys. **580**, 74 (2015).
- 9. S. Funk, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 65, 245 (2015).
- 10. Е. Г. Бережко, В. К. Елшин, Л. Т. Ксенофонтов, ЖЭТФ 109, 3 (1996) [E. G. Berezhko, V. K. Elshin, and L. T. Ksenofontov, JETP 82, 1 (1996)].
- D. C. Ellison, P. Slane, D. J. Patnaude et al., Astrophys. J. 744, 39 (2012).
- V. Ptuskin, V. Zirakashvili, and Eun-Suk Seo, Astrophys. J. 763, 47 (2013).
- N. M. Budnev, A. Chiavassa, O. A. Gress et al., Astropart. Phys. 117, 102406 (2020).

- **14**. А. М. Быков, УФН **188**, 894 (2018) [A. M. Bykov, Phys.-Usp. **61**, 805 (2018)].
- A. M. Bykov, D. C. Ellison, A. Marcowith, and S. M. Osipov, Space Sci. Rev. 214, 41 (2018).
- **16.** X.-Y. Wang, S. Razzaque, P. Mészáros, and Z.-G. Dai, Phys. Rev. D **76**, 083009 (2007).
- R. Budnik, B. Katz, A. MacFadyen et al., Astrophys. J. 673, 928 (2008).
- **18**. S. Chakraborti, A. Ray, A. M. Soderberg et al., Nature Comm. **2**, 175 (2011).
- **19**. M. Lemoine and G. Pelletier, MNRAS **402**, 321 (2010).
- 20. B. Reville and A. Bell, MNRAS 439, 2050 (2014).
- **21**. A. R. Bell, A. T.Araudo, K. M., J. H. Matthews, and K. M. Blundell, MNRAS **471**, 2364 (2018).
- 22. R. A. Chevalier, Astrophys. J. 499, 810 (1998).
- M. Pohl, M. Hoshino, and J. Niemiec, Progr. Part. Nucl. Phys. 111, 103751 (2020).
- **24.** V. I. Romansky, A. M. Bykov, and S. M. Osipov, J. Phys.: Conf. Ser. **1038**, 012022 (2018).
- **25**. V. I. Romansky, A. M. Bykov, and S. M. Osipov, J. Phys.: Conf. Ser. **1040**, 022005 (2019).
- P. Crumley, D. Caprioli, S. Markoff, and A. Spitkovsky, MNRAS 485, 5105 (2019).
- **27**. A. Ligorini, J. Niemiec, O. Kobzar et al., MNRAS **502**, 5065 (2021).
- 28. Y. Nagar and U. Keshet, MNRAS 501, 329 (2021).
- **29**. D. C. Ellison, D. C.Warren, and A. M. Bykov, Astrophys. J. **776**, 46 (2013).
- A. M. Bykov, A. Brandenburg, M. A. Malkov, and S. M. Osipov, Space Sci. Rev. 178, 201 (2013).
- **31**. A. M. Bykov, D. C. Ellison, S. M. Osipov, and A. E. Vladimirov, Astrophys. J. **789**, 137 (2014).
- **32**. J. Derouillat, A. Beck, F. Perez et al., Comput. Phys. Comm. **222**, 351 (2018).
- D. C. Ellison and D. C.Eichler, Astrophys. J. 286, 691 (1984).
- 34. F. C. Jones and D. C. Ellison, Space Sci. Rev. 58, 259 (1991).
- **35**. D. C. Ellison, M. G. Baring, and F. C. Jones, Astrophys. J. **473**, 1029 (1996).

- . A. E. Vladimirov, A. M. Bykov, and D. C. Ellison, Astrophys. J. **688**, 1084 (2008).
- . A. E. Vladimirov, A. M. Bykov, and D. C. Ellison, Astrophys. J. Lett. **703**, L29 (2009).
- . A. E. Vladimirov, PhD Thesis, USA, https://arxiv.org/abs/0904.3760 (2009).
- . A. R. Bell, MNRAS **353**, 550 (2004).

- $\bf 40.$ W. H. Matthaeus, S. Oughton, and Y. Zhou, Phys. Rev. E $\bf 79,\,035401(R)$ (2009).
- . A. M. Soderberg, S. Chakraborti, G. Pignata et al., Nature **463**, 513 (2010).
- . W. Li, J. Leaman, R. Chornock et al., MNRAS **412**, 1441 (2011).

DETECTABILITY OF LARGE CORRELATION LENGTH INFLATIONARY MAGNETIC FIELD WITH CHERENKOV TELESCOPES

A. Korochkin ^{a,b,c}, A. Neronov ^{a,d}, G. Lavaux ^e, M. Ramsøy ^{a,e}, D. Semikoz ^{a,b,f*}

^a Université de Paris, CNRS, Astroparticule et Cosmologie F-75006, Paris, France

^b Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences 117312, Moscow, Russia

> ^c Novosibirsk State University 630090, Novosibirsk, Russia

^d Laboratory of Astrophysics, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne 1015, Lausanne, Switzerland

^e Institut d'Astrophysique de Paris (IAP), CNRS & Sorbonne Université F-75014, Paris, France

f National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute) 115409, Moscow, Russia

> Received November 9, 2021, revised version November 19, 2021 Accepted for publication November 19, 2021

Contribution for the JETP special issue in honor of A. E. Chudakov's 100th anniversary

DOI: 10.31857/S0044451022040125 **EDN:** DQQDYL

Observations of extended and delayed gamma-ray emission around extragalactic sources of TeV γ -rays provides a possibility of measurement of magnetic field in the voids of the Large Scale Structure (LSS) [1–3]. This emission is generated by electron-positron pairs deposited by the pair production by γ -rays on the Extragalactic Background Light. The combination of data from current generation Cherenkov telescopes, HESS, MAGIC, and VERITAS with data from the Fermi-LAT telescope currently constrains the void field strength to be stronger than $\sim 10^{-17}$ G [4–6]. The next-generation Cherenkov Telescope Array (CTA) will provide a possibility to explore the magnetic field over a wide range of possible strength and correlation lengths, up to the field strength of the order of $B \sim 10^{-11}$ G [7,8].

Several physical phenomena that took place a fraction of a second after the Big Bang can be responsi-

ble for the generation of a relic magnetic field. First order phase transitions that might have happened at quark confinement or during the Electroweak epoch can produce short correlation length magnetic field that evolves through turbulent decay toward a magnetic field configuration with correlation length and strength satisfying a relation $\lambda_B \sim 0.1[B/10^{-12} \text{ G}]$ kpc today [9, 10]. Alternatively, a field generated at the epoch of inflation can have a very large correlation length, up to the present day Hubble scale [11–19].

Magnetic fields from galactic outflows, if they efficiently pollute the voids (as suggested e.g. by Bertone et al. [20]), would be distinguishable from both inflationary and phase transition field based on their galaxy scale correlation length (10–100 kpc). This is much larger than that of the phase transition induced field, but not reaching the Hubble scale of the correlation length of the inflationary field. However even though magnetised outflows from galaxies can spread non-cosmological magnetic fields in the intergalactic medium, these outflows are most likely not

^{*} E-mail: semikoz@gmail.com

strong enough to fill the voids [21,22]. This suggests that the volume-filling magnetic field in the voids is a relic from the Early Universe [19].

In what follows we explore the possibility of distinguishing between these two possibilities observationally. Large correlation length fields break isotropy by selecting a unique direction in a cosmologically large volume. This selected direction imposes a correlated asymmetry on magnetic field dependent extended emission patterns around γ -ray sources across the sky. We explore if it is possible to detect this asymmetry and measure the inflationary magnetic field direction. We use a magnetic field generated from a realistic model of the LSS derived from Borg constrained cosmological simulations [23] that reproduces the location of known LSS elements (galaxies, clusters) in the local Universe. Our analysis relies on magneto-hydrodynamic (MHD) simulations using the RAMSES code [24] to estimate the effect of the structure formation on the initial magnetic field configuration. Modelling the properties of secondary γ -ray signal is performed with the CRBEAM code [25]. We use calculations of electromagnetic cascades along lines of sight to known nearby blazars to estimate the influence of large correlation length magnetic field on the properties of secondary γ -ray signal from the cascade.

We calculate intergalactic magnetic field (IGMF) out to a distance of 200 Mpc from the Milky Way by running MHD simulations using the RAMSES-MHD code [26] on the initial conditions (ICs) from Borg [27]. Using a Markov Chain Monte Carlo approach, the Borg methodology generates ICs that are constrained to reproduce the structure of positions of real galaxies and galaxy clusters of the 2M++ survey [28] within 200 Mpc cube around Milky Way. A cosmological zoom of one variant of the Borg ICs was produced using Music algorithm [29] to generate a high resolution region 200 Mpc around the Milky Way with spatial resolution at z = 0 of $0.7 \, h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ and mass resolution $2.1 \cdot 10^{10} \; \mathrm{h^{-1}} \cdot M_{\odot}$. This is a factor 4 increase over the original Borg ICs spatial resolution. Note however that the density fluctuations on this scale are unconstrained. The initial configuration of the magnetic field is uniform across the simulation volume with strength up to 10^{-12} G. Its direction is chosen to be in the direction of north (Dec = 90°) of the ICRS coordinate system. The hydrodynamical variables and magnetic field were evolved on the AMR grid using the HLLD solver [30] with the MinMod slope limiter being used to reconstruct variables at cell interfaces.

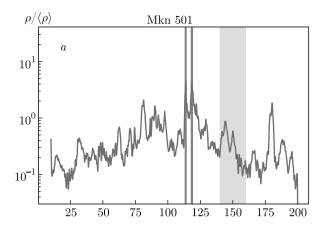
The simulation was run without cooling, star formation or feedback as the focus of this study are cosmological voids where the impact of processes are likely to be small [22,31]. As a result of this the magnetic field is a smoothed tracer of the dark matter density field. Only sufficiently massive objects are capable of producing large enhancements of the gas density field. Regions with overdensities greater than approximately 3 were thought to be close enough to structures that generate magnetized outflows that they are at risk of being "polluted" by magnetic fields of non-cosmological origin, as indicated in [21]. The magnetic field strength in such regions may deviate from simple scaling imposed by the amplification due to pure adiabatic contraction. As a result we therefore mark as high magnetic field region any area with an overdensity greater than 3 averaged over a thin cylinder with radius 2.7 Mpc (3 cells in the zoom region) along the line of sight during the course of our analysis.

RAMSES-MHD was used due to its implementation of a constrained transport scheme [32]. Potentially spurious amplification of the magnetic field seen in codes that use divergence cleaning schemes (e. g. [33,34]) are suppressed by this scheme. In any case, this effect is most important in high density regions such as the centres of clusters and should have a minimal effect in this work.

There are several known TeV blazars whose position falls within the high resolution simulation volume, Mkn 421, Mkn 501, QSO B2344+514, Mkn 180, 1ES 1959+650, AP Librae and TXS 0210+515. All the sources are well-established TeV emitters. The proximity of the sources enables measurements of their intrinsic spectra attenuated by the pair production effect up to 10 TeV. This is important because the extended emission in the energy range above 100 GeV is produced by electrons and positrons injected in interactions of γ -rays with energies above 10 TeV. Measurement of the flux above 10 TeV allows us to obtain reliable estimates of the expected power of the secondary flux in the E > 100 GeV range.

The lines of sight toward 7 sources are oriented at different angles with respect to the direction of initial homogeneous field chosen in simulation. This provides a possibility to study how variations of the misalignment of the cosmological field direction affects the observational appearance of the extended emission. Lines of sight toward two sources, 1ES 1959+650 and Mkn 180 are more strongly aligned to the direction of the magnetic field than, say, the lines of sight to Mkn 421 and Mkn 501. The line of sight toward AP Librae has the largest misalignment angle in our sample.

Figure 1 show the line-of-sight profiles of magnetic field toward Mkn 501. The top panel of the figure



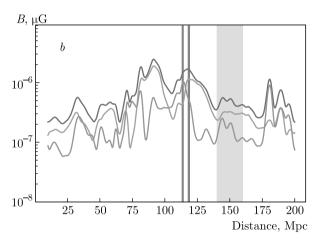


Fig. 1. (Color online) Density profile (a), magnetic field (b) for a line of sight in the direction of Mkn 501. The magnetic field is split into total (blue), along the line of sight (orange) and perpendicular to line of sight (green). The location of the source with uncertainty is shown with a grey band. Regions where the overdensity is greater than 3 are indicated by red bands

show the line-of-sight profile of the density field. Regions with overdensities above 3 that are excluded from our further analysis because of possible "contamination" of the magnetic field by baryonic feedback [22] are indicated with vertical red bands. In those regions secondary electrons are randomized by high magnetic fields and their signal in direction to observer can be safely neglected. Grey bands indicate the distance to the blazars. The γ -ray source is situated in moderately overdense regions that are unlikely to be affected by strong magnetised outflows from galaxies. None of the three sources have a line-of-sight aligned with a filament of the LSS. This makes Mkn 501 suitable for the IGMF measurement. Same is true for other two sources, Mkn 421 and 1ES 1959+650. The bottom panel of the figure show the strength of the IGMF along the lines of sight.

We model the secondary cascade γ -ray signal with the CRBEAM Monte Carlo code [25] which propagates high energy γ -rays through the cosmic medium taking into account most important physical interactions: pair production by γ -ray absorption and inverse Compton scattering of secondary electrons and positrons on the EBL [35] and CMB. Electrons and positrons are also deflected in magnetic field whose strength is obtained from IGMF model described above.

For intrinsic point source spectrum we assume broken power law spectrum with break position around 100 GeV and maximum energy 100 TeV. All primary γ -rays have the same direction of initial momenta which coincides with the direction from the source to the observer. The γ -rays are propagated until they reach the sphere whose center coincides with the position of the source and radius is equal to the distance to the observer. To model primary γ -ray emission into a jet with an opening angle α_{jet} we select γ -rays whose positions on the sphere lie inside the cone with the opening angle $\alpha_{iet} = 5^{\circ}$ and direction of the axis coincides with the direction of jet. We do not take into account secondary photons that were created in the regions with an overdensity above 3, see Fig. 1. To explore different strengths of seed magnetic field we rescale the magnetic field profile by a constant factor keeping the shape of the profile unchanged.

Jet-like, rather than halo-like extended emission is generically expected even for short correlation length IGMF (originating from a cosmological phase transition) [36]. Thus, the azimuthal asymmetry of the extended signal is not an indication of the presence of large correlation length IGMF. However, there are two important differences in the properties of the jet-like extended emission in the two alternative cases of phase transition and inflationary magnetic field. The jet-like extensions are one-sided in the case of a short correlation length field [36], whereas the jet-like extensions are two sided for inflationary field. In addition, in the case of the phase transition IGMF, the position angle of the one-sided jet-like extended emission is determined by the orientation of the jet of the blazar rather than by the direction of the field. It is expected to be random for different sources, whereas in the case of the inflationary large correlation length field the extended sources associated to different blazars have the same position angle.

If the blazar jet is closely aligned with the line of sight, the two sides of the extended emission are symmetric, they have comparable surface brightness. This symmetry can be broken by the misalignment of the jet with the line of sight. The orientation of the two-si-

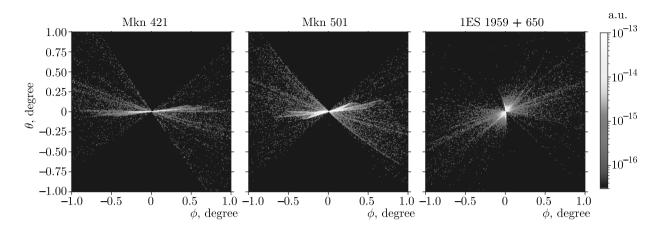


Fig. 2. (Color online) Images of the extended emission signal in the energy range 200~GeV-2 TeV for the three brightest sources in our sample. The assumed initial cosmological magnetic field strength is $B=10^{-13}~\text{G}$. The direction of the jet axis coincides with the direction from the source to the observer and the jet opening angle is 5°

ded extension that is due to the presence of the large correlation length field is, always perpendicular to the direction of magnetic field projected on the sky. If the cosmological IGMF is correlated on the distance scales larger than hundreds of Megaparsecs, orientations of the two-sided extensions around different sources all over the sky are all expected to be aligned. Measurement of aligned extended emission features around multiple sources can provide an unambiguous evidence for the presence of magnetic field of inflationary origin. In this case position angles of the two-sided extensions provide the measurement of the direction of the primordial field.

Figure 3 shows spectra of the point and extended source emission for different assumptions about the magnetic field strength. For each source we choose the model of the intrinsic spectrum in such a way that it fits the spectral measurements of the "low state" of the source and/or the time-averaged spectral measurements on multi-year time scales. For all sources we consider two alternative Fermi spectral data: the spectral measurements reported in the Fermi source catalog [37] and the spectra extracted using the aperture photometry approach for the full 13-year exposure of Fermi/LAT up to July 2021. This allows us to extend the Fermi catalog measurements up to the 3 TeV energy.

For Mkn 501 we used MAGIC and VERITAS analyses from 2009 [38], and long term observations from ARGO [39] and HAWC [40]. For Mkn 421 we used long term observations from ARGO [41] and HAWC [40] and very low state from VERITAS measurement [42].

We extracted the extended source fluxes from wedges of the angular width 0.3° that contain the signal. From the wedges, we excluded the regions in which the primary source emission dominates, namely, we did not take into account those regions of the wedges that are located at a distance from the centers less than the angular resolution of the CTA. From Fig. 2 one can judge that the extended emission is dominated by the flux in a much narrower wedge, with opening angle of just a few degrees.

This gives a conservative estimate of the detectable extended source flux. In principle, stronger signal can be extracted using the azimuthal asymmetry of the extended emission. If the shape of the point spread function is known, the extended emission can be detected also from within the extent of the point spread function. Systematic uncertainty of the knowledge of the point spread function limits the sensitivity of Cherenkov telescopes for detection of extended emission [43,44]. This uncertainty can be mitigated by the direct measurement of the point spread function in the direction perpendicular to the direction of extended emission. This is possible even if the source line of sight is nearly aligned with the field direction, as illustrated by the example of 1ES 1959+650, shown in the right panel of Fig. 2.

The linear, one-dimensional shape of the extended source also provides an improvement of sensitivity for another reason. The sensitivity for extended sources typically worsens with the increase of the solid angle spanned by the extended source on the sky, because of the increase of the background on top of which the signal is detected. Concentration of the extended signal

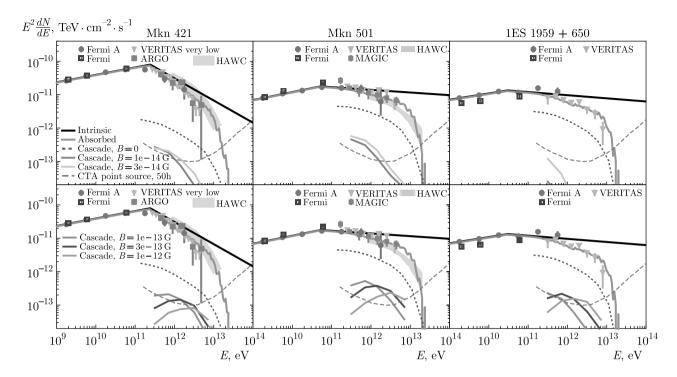


Fig. 3. (Color online) Spectra of intrinsic point source and extended emission for different assumed magnetic field strengths upper panels: 0, 10^{-14} , and $3 \cdot 10^{-14}$ G, lower panels: 10^{-13} , $3 \cdot 10^{-13}$, and 10^{-12} G, for the three brightest sources in the sample. Point source spectra from Fermi LAT, MAGIC [38], VERITAS [38], ARGO [39], and HAWC [40]. Total flux from the cascade in case B=0 is shown with dotted line. Extended emission outside of the PSF of point source is shown with colored lines for magnetic fields between 10^{-14} G and 10^{-12} G. Dashed green line show sensitivity of CTA to point sources

in a narrow wedge reduces the solid angle and hence increases the signal-to-noise ratio.

All the sources in our sample have steep spectra in the 10 TeV range. This diminishes the power of the secondary emission observable in the 0.1–1 TeV range. The total flux that would be available for detection (as a contribution to the point source flux) in the absence of an IGMF is shown by the brown dotted lines in Fig. 3. The IGMF deflects electrons and positrons away from the line of sight, so that the secondary γ -rays produced by the inverse Compton scattering of the Cosmic Microwave Background becomes unobservable. This effect is stronger at lower energies. This explains the suppression of the extended flux (that we collect from the wedge-shaped regions containing the secondary flux) at the energies below 100 GeV. If the magnetic field is too weak to deflect electrons and positrons, the secondary flux just contributes to the point source flux and is also undetectable. This explains the suppression of the secondary signal at higher energies. Both lowand high-energy suppression depends on the strength of magnetic field.

Figure 3 shows a comparison of the expected secondary flux levels with the sensitivity of the CTA tele-

scopes for detection of extended sources. This comparison shows how challenging the search for the two-sided jet-like extensions might be. The model predictions for the extended signal are at the limit of sensitivity for the 50 hr exposure of each of the three brightest sources in our source sample. However, use of possible improvements of the method with "in situ" measurement of the telescope point spread function and careful choice of the wedge for the extended signal measurements may improve the sensitivity. Otherwise, much longer exposure of several hundred hours (instead of 50 hr considered here) can also boost signal-to-noise ratio and make the correlated extended emission signal measureable in all the three brightest nearby blazars considered above.

In this paper we studied a possibility of detection of primordial magnetic field from inflation [12,19] with gamma-ray telescopes. Such field can be coherent on cosmological scales and induce wedge-like extended emission around nearby blazars, with aligned wedge orientations in multiple sources across the sky.

This alignment can be used to distinguish the establish the inflationary origin of IGMF, because it is not expected if the IGMF originates from cosmological phase transitions. For small coherence scale IGMF, the

wedge like appearance of the extended emission is also generically expected, but the position angles of wedged extended emission around different sources would not be correlated, because it is determined by the orientation of the jets in the primary blazar source.

The morphology of the secondary emission depends on the jet orientation also for the inflationary magnetic field. However, the jet orientation does not affect the position angle of the extended source.

Acknowledgements. This work has made use of the Infinity Cluster hosted by Institut d'Astrophysique de Paris. We thank Stéphane Rouberol for running this cluster smoothly for us. This work has been done within the Aquila Consortium (https://www.aquilaconsortium.org).

Funding. The work of A. N., G. L., M. R., and D. S. has been supported in part by the French National Research Agency (ANR) grant ANR-19-CE31-0020, work of A. K. was supported in part by Russian Science Foundation grant 20-42-09010. A. K.'s stay in the APC laboratory was provided by the "Vernadsky" scholarship of the French embassy in Russia.

The full text of this paper is published in the English version of JETP.

REFERENCES

- 1. R. Plaga, Nature (London) 374, 430 (1995).
- A. Neronov and D. V. Semikoz, JETP Lett. 85, 473 (2007), arXiv:astro-ph/0604607.
- A. Neronov and D. V. Semikoz, Phys. Rev. D 80, 123012 (2009), arXiv:0910.1920 [astro-ph.CO].
- A. Neronov and I. Vovk, Science 328, 73 (2010), arXiv:1006.3504 [astro-ph.HE].
- A. Taylor, I. Vovk, and A. Neronov, Astron. Astrophys. 529, A144 (2011), arXiv:1101.0932 [astro-ph.HE].
- M. Ackermann et al. (Fermi-LAT), Astrophys.
 J. Suppl. 237, 32 (2018), arXiv:1804.08035 [astro-ph.HE].
- A. Korochkin, O. Kalashev, A. Neronov, and D. Semikoz, Astrophys. J. 906, 116 (2021), arXiv:2007. 14331[astro-ph.CO].
- 8. I. Vovk, J. Biteau, H. Martínez-Huerta, M. Meyer, and S. Pita (CTA Consortium), PoS ICRC2021, 894 (2021), arXiv:2110.07864 [astro-ph.IM].

- R. Banerjee and K. Jedamzik, Phys. Rev. D 70, 123003 (2004), arXiv:astro-ph/0410032.
- 10. T. Kahniashvili, A. G. Tevzadze, A. Brandenburg, and A. Neronov, Phys. Rev. D 87, 083007 (2013), arXiv:1212.0596 [astro-ph.CO].
- M. S. Turner and L. M. Widrow, Phys. Rev. D 37, 2743 (1988).
- 12. B. Ratra, Astrophys. J. Lett. 391, L1 (1992).
- W. D. Garretson, G. B. Field, and S. M. Carroll, Phys. Rev. D 46, 5346 (1992), arXiv:hep-ph/9209238.
- 14. A. D. Dolgov, Phys. Rev. D 48, 2499 (1993).
- M. Gasperini, M. Giovannini, and G. Veneziano, Phys. Rev. Lett. **75**, 3796 (1995), arXiv:hep-th/ 9504083.
- M. Giovannini and M. E. Shaposhnikov, Phys. Rev. D 62, 103512 (2000), arXiv:hep-ph/0004269.
- V. Demozzi, V. Mukhanov, and H. Rubinstein, JCAP 08, 025 (2009), arXiv:0907.1030 [astro-ph.CO].
- R. J. Z. Ferreira, R. K. Jain, and M. S. Sloth, JCAP
 10, 004 (2013), arXiv:1305.7151 [astro-ph.CO].
- R. Durrer and A. Neronov, Astron. Astrophys. Rev.
 62 (2013), arXiv:1303.7121 [astro-ph.CO].
- **20.** S. Bertone, C. Vogt, and T. Enßlin, MNRAS **370**, 319 (2006), arXiv:astro-ph/0604462 [astro-ph].
- 21. F. Marinacci, M. Vogelsberger, R. Pakmor, P. Torrey, V. Springel, L. Hernquist, D. Nelson, R. Weinberger, A. Pillepich, J. Naiman, and S. Genel, MNRAS 480, 5113 (2018), arXiv:1707.03396 [astro-ph.CO].
- **22**. K. Bondarenko, A. Boyarsky, A. Korochkin, A. Neronov, D. Semikoz, and A. Sokolenko, arXiv:2106. 02690 [astro-ph.CO].
- **23**. J. Jasche and B. D. Wandelt, MNRAS **432**, 894 (2013), arXiv:1203.3639 [astro-ph.CO].
- **24**. R. Teyssier, Astron. Astrophys. **385**, 337 (2002), arXiv:astro-ph/0111367 [astro-ph].
- **25**. V. Berezinsky and O. Kalashev, Phys. Rev. D **94**, 023007 (2016), arXiv:1603.03989 [astro-ph.HE].
- **26**. S. Fromang, P. Hennebelle, and R. Teyssier, SF2A-2005: Semaine de l'Astrophysique Francaise, 743 (2005).
- **27**. J. Jasche and G. Lavaux, Astron. Astrophys. **625**, A64 (2019), arXiv:1806.11117 [astro-ph.CO].

- **28**. G. Lavaux and M. J. Hudson, MNRAS **416**, 2840 (2011), arXiv:1105.6107 [astro-ph.CO].
- O. Hahn and T. Abel, MNRAS 415, 2101 (2011), arXiv:1103.6031 [astro-ph.CO].
- T. Miyoshi and K. Kusano, J. Computational Phys. 208, 315 (2005).
- K. Bondarenko, J. Pradler, and A. Sokolenko, Phys. Lett. B 805, 135420 (2020), arXiv:2002.08942 [astro-ph.CO].
- C. R. Evans and J. F. Hawley, Astrophys. J. 332, 659 (1988).
- F. A. Stasyszyn and D. Elstner, J. Computational Phys. 282, 148 (2015), arXiv:1411.3290 [astro-ph.IM].
- 34. P. Mocz, R. Pakmor, V. Springel, M. Vogelsberger, F. Marinacci, and L. Hernquist, MNRAS 463, 477 (2016), arXiv:1606.02310 [astro-ph.IM].
- A. Franceschini, G. Rodighiero, and M. Vaccari, Astron. Astrophys. 487, 837 (2008), arXiv:0805.1841.
- A. Neronov, D. Semikoz, M. Kachelriess, S. Ostapchenko, and A. Elyiv, Astrophys. J. Lett. 719, L130 (2010), arXiv:1002.4981 [astro-ph.HE].

- S. Abdollahi et al. (Fermi-LAT), Astrophys. J. Suppl.
 33 (2020), arXiv:1902.10045[astro-ph.HE].
- **38**. A. A. Abdo et al. (LAT, MAGIC, VERITAS), Astrophys. J. **727**, 129 (2011), arXiv:1011.5260 [astro-ph.HE].
- **39**. B. Bartoli et al., Astrophys. J. **758**, 2 (2012), arXiv: 1209.0534 [astro-ph.HE].
- 40. S. Coutiño de Leon, A. C. Alonso, D. Rosa-Gonzalez, and A. L. Longinotti, in 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019) (2019), Vol. 36, p. 654, arXiv:1909.01179[astro-ph.HE].
- **41**. B. Bartoli et al. (ARGO-YBJ), Astrophys. J. Suppl. **222**, 6 (2016), arXiv:1511.06851 [astro-ph.HE].
- **42**. V. A. Acciari et al., Astrophys. J. **738**, 25 (2011), arXiv:1106.1210 [astro-ph.HE].
- 43. A. Neronov, D. V. Semikoz, P. G. Tinyakov, and I. I. Tkachev, Astron. Astrophys. 526, A90 (2011), arXiv:1006.0164 [astro-ph.HE].
- 44. P. Da Vela, A. Stamerra, A. Neronov, E. Prandini, Y. Konno, and J. Sitarek, Astropart. Phys. 98, 1 (2018).

МЮОННАЯ РАДИОГРАФИЯ КРУПНЫХ ПРИРОДНЫХ И ПРОМЫШЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ — НОВЫЙ ЭТАП В МЕТОДИКЕ ЯДЕРНЫХ ФОТОЭМУЛЬСИЙ

 $A. \, B. \, A$ лександров a , $C. \, \Gamma. \, B$ асина a,b , $B. \, M. \, \Gamma$ алкин c , $B. \, M. \, \Gamma$ рачев d , $A. \, C. \, K$ оновалов e ,

H. C. Коновалова a, $\Pi.$ C. Королев f, A. A. Ларионов f, A. K. Манагадзе g,

 $\mathit{И}$. А. Мельниченко h , H . M . Окатьева a , H . $\mathit{\Gamma}$. Полухина a,d,h , T . M . Роганова g ,

Ж. Т. Садыков h , Н. И. Старков a , Е. Н. Старкова a , В. Э. Тюков a ,

M.~M.~ Чернявский $^{a},~B.~$ И. Шевченко $^{d},~T.~B.~$ Шедрина $^{a^{*}}$

^а Физический инститит им. П. Н. Лебедева Российской академии наик. 119991. Москва. Россия

^b Объединенный институт ядерных исследований 141980, Дубна, Московская обл., Россия

 c Московский государственный университет им. М. М. Ломоносова 119991, Москва, Россия

 d Национальный исследовательский ядерный университет МИ Φ И 115409, Москва, Россия

 e Российский государственный геологоразведочный университет им. Серго Орджоникидзе 117997, Москва, Россия

> ^f Московская духовная академия Русской православной церкви 141300, Сергиев Посад, Московская обл., Россия

 g Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского университета им. М. М. Ломоносова 119991, Москва, Россия

^h Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» 119049, Москва, Россия

> Поступила в редакцию 3 декабря 2021 г., после переработки 13 декабря 2021 г. Принята к публикации 13 декабря 2021 г.

Представлено новое исследование исторического объекта на территории Российской федерации, Свято-Троицкого Данилова монастыря, проведенное методом мюонной радиографии. В основе метода лежит регистрация изменений потоков мюонов космического происхождения при прохождении изучаемого объекта. В качестве экспериментального оборудования использованы ядерные фотоэмульсии, обладающие уникальным пространственным и угловым разрешением и имеющие широчайший диапазон применений в экспериментальной ядерной физике. Эксперимент демонстрирует высокую эффективность метода при поиске скрытых объектов, наличие которых на территории монастыря подтверждается полученными результатами.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040137

EDN: DQUAÉP

* E-mail: tvshchedrina@gmail.com

1. ВВЕДЕНИЕ

В экспериментальной ядерной физике и физике элементарных частиц давно и успешно используются трековые детекторы различных типов, что связано с их уникальным пространственным разрешением, возможностью разделения треков частиц, наглядностью и достоверностью регистрации пространственной картины взаимодействий. В развитии ядерной физики трековые детекторы сыграли выдающуюся роль, что подтверждается целой серией Нобелевских премий (1903 — А. Беккерель, 1927 — Ч. Вильсон, 1936 — В. Гесс, 1950 — С. В. Пауэлл, 1960 — Д. Глезер, 1968 — Л. Альварес, 1992 — Ж. Шарпак и т. д.)

Трековые детекторы, в силу простоты их конструкции, имеют очень широкий диапазон использования: они экспонируются на ускорителях [1, 2], в стратосфере [3, 4], в условиях высокогорья [5] и в подземных низкофоновых лабораториях [6]. Так, с помощью трековых детекторов на основе ядерных фотоэмульсий в подземных лабораториях глубокого размещения впервые наблюдались распад протона, двойной бета-распад, потоки солнечных нейтрино. Среди открытий в области физики космических лучей, сделанных с применением ядерных фотоэмульсий, необходимо отметить первые экспериментальные подтверждения существования пиона, антипротона и тяжелых мезонов, а также обнаружение в составе космических лучей ядер тяжелее протона [7,8]. Одним из самых резонансных экспериментов на основе ядерно-эмульсионных трековых детекторов стало обнаружение в 2016 г. ранее не известной крупной камеры в теле пирамиды Хеопса [9]. «Просвечивание» пирамиды осуществлялось методом мюонной радиографии с использованием релятивистских мюонов космического происхождения.

С помощью ядерных фотоэмульсий был обнаружен эффект уменьшения ионизационных потерь для узких электрон-позитронных пар (так называемый «эффект Чудакова»), который состоит в том, что различные по знаку электромагнитные поля близко идущих компонент электрон-позитронной пары высокой энергии (выше нескольких сотен гигаэлектронвольт) частично компенсируют друг друга [10]. При таких энергиях угол разлета электрона и позитрона мал настолько, что начало следов пары в фотоэмульсии выглядит как трек одной частицы с пониженной ионизирующей способностью, т. е. ионизация, производимая совместно двумя релятивистскими заряженными частицами, оказывается меньше, чем минимальная ионизация, вызванная одной из них.

Ядерная фотоэмульсия является одним из наиболее востребованных в настоящее время трековых детекторов. Она состоит из кристаллов галогенида серебра, равномерно распределенных в желатиновой основе. Каждый кристалл действует как независимый детектор заряженных частиц, формируя в результате ионизации скрытое изображение, которое становится видимым под оптическим микроскопом после химического проявления [11]. Следы заряженных частиц в ядерной фотоэмульсии выглядят как цепочки проявленных зерен, причем геометрические параметры трека зависят от заряда и скорости зарегистрированной частицы. В экспериментах этот материал используется в виде эмульсионных пленок, где слои фотоэмульсии толщиной в несколько десятков микрон наносятся с двух сторон на тонкую синтетическую основу.

Ядерно-эмульсионные детекторы представляют собой стопки двусторонних эмульсионных пленок, площадь которых определяется требованиями эксперимента. Единственным на данный момент производителем ядерных фотоэмульсий в России является компания ОАО «Славич», где производятся эмульсионный гель и эмульсионные пленки, отвечающие мировым требованиям качества. На предприятии «Славич», в сотрудничестве с авторами статьи, разрабатываются новые типы фотоэмульсий с самым широким диапазоном параметров.

На начальном этапе развития ядерно-эмульсионной методики определение ионизации, создаваемой заряженной частицей в фотоэмульсии, осуществлялось путем измерения плотности почернения следа методом фотометрирования. Для этой цели были созданы специальные приборы — фотометры [12–15], позволявшие определять общее почернение следа. По измеренному относительному почернению и длине следа определялись заряд и скорость частицы, а в совокупности с остаточным пробегом или многократным рассеянием — и ее масса [16].

В настоящее время развитие технологий производства ядерных фотоэмульсий различной чувствительности и прогресс автоматизированной сканирующей техники на основе программируемых микроскопов [17,18] позволяют подойти к решению таких сложнейших экспериментальных задач, как прямая регистрация частиц темной материи [19].

Настоящая статья дает представление о современном уровне развития ядерно-эмульсионной методики в России на примере одного из экспериментов, осуществляемых авторами по методу мюонной радиографии.



Рис. 1. Ядерно-эмульсионные детекторы, установленные в подвальном помещении одной из церквей Свято-Троицкого Данилова монастыря

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Высокая интенсивность у поверхности Земли потоков слабовзаимодействующих атмосферных мюонов с большой проникающей способностью дает возможность изучать крупные природные и промышленные объекты методом мюонной радиографии и получать 3D-изображения их внутренней структуры, подобно рентгеновскому снимку [20]. Проходя через области с разной плотностью вещества и испытывая при этом разную степень поглощения, потоки заряженных мюонов несут информацию об особенностях внутреннего строения объектов, сквозь которые они прошли. Аномалии угловых распределений треков зарегистрированных частиц могут указывать на наличие в определенном направлении областей, отличающихся по плотности от основного вещества (пустот или инородных включений). Для получения этой информации достаточно иметь детектор, регистрирующий угловое распределение заряженных частиц в широком диапазоне углов.

На протяжении нескольких лет авторы проводят исследования методом мюонной радиографии с использованием ядерно-эмульсионных детекторов, в том числе для изучения исторических памятников на территории России [21,22]. В настоящее время осуществляется эксперимент по поиску скрытых под землей помещений и фрагментов зданий Свято-Троицкого Данилова монастыря в Переславле-Залесском Ярославской области [23].

Согласно методике эксперимента, слои ядерной фотоэмульсии, упакованные в светонепроницаемые

пакеты, фиксируются в вертикальном положении с помощью металлических конструкций, разработанных в Национальном исследовательском технологическом университете «МИСиС» (рис. 1). Представленный на рис. 1 детектор состоял из четырех эмульсионных модулей размером $10 \times 12.5 \text{ cm}^2$, по 5 слоев в каждом, итого наполнение одного детектора составило 20 эмульсионных слоев. Стопки слоев ядерной фотоэмульсии регистрируют треки падающих атмосферных мюонов, позволяя сравнивать между собой плотности потоков этих частиц, приходящих с разных направлений, и определять их угловые характеристики. Пространственное разрешение двусторонней фотоэмульсии при восстановлении трека мюона составляет 2-3 мкм, угловое разрешение порядка 1 мср.

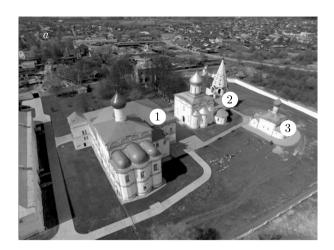
В данной работе представлены последние результаты зондирования некоторых областей подземного пространства монастыря в окрестности церкви Всех Святых (рис. 2a). На рис. 2b показана схема установки ядерно-эмульсионных детекторов D11, D12, D13 и D18 в подвальном помещении церкви.

Детекторы направлены таким образом, чтобы увидеть старый фундамент (D11, D12), если он был и сохранился, и увидеть территорию между церквями 1 и 3 (D13 и D18) — возможные захоронения, остатки подземного перехода, использовавшегося ранее для отопления церкви Всех Святых.

Как показали ранее проведенные тестовые эксперименты [24,25], для получения статистически обеспеченных угловых распределений в подобных условиях наблюдений продолжительность экспозиции детекторов должна составлять не менее двух месяцев. После завершения экспозиции детекторы демонтируются, ядерная фотоэмульсия подвергается процедуре проявки в химической лаборатории ОАО «Славич». Сканирование проявленных пленок, измерение параметров треков частиц и первичный анализ данных осуществляются с помощью автоматизированного микроскопа, входящего в состав многофункционального комплекса по обработке данных трековых детекторов ПАВИКОМ [26]. В дальнейшем анализе используются измеренные угловые характеристики треков t_x и t_y , связанные с углами φ и θ траекторий частиц относительно нормали к плоскости детектора:

$$t_x = \frac{dx}{dz} = \operatorname{tg}\theta\cos\varphi,$$

$$t_y = \frac{dy}{dz} = \operatorname{tg}\theta \sin\varphi.$$



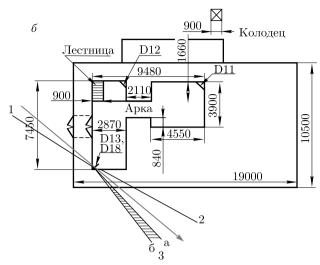


Рис. 2. (В цвете онлайн) а) Храмовый комплекс монастыря (1— церковь Похвалы Божией Матери, 2— собор Троицы Живоначальной с церковью преп. Даниила, 3— церковь Всех Святых). б) Схема расположения детекторов D11, D12, D13 и D18 в подвальном помещении церкви Всех Святых. Направления 1, 2 и 3 показывают направления обнаруженных особенностей потоков мюонов, обсуждение которых приводится в статье

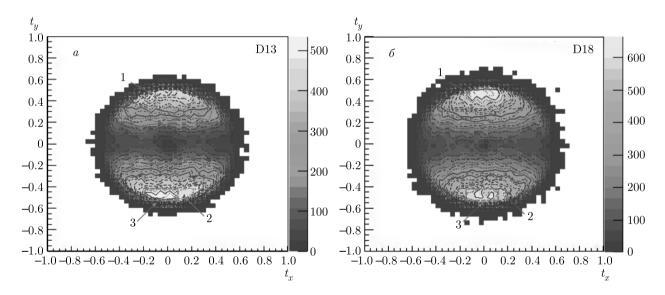


Рис. 3. (В цвете онлайн) Угловые распределения экспериментальных данных для детекторов D13 (a) и D18 (δ) в здании 3. Цветовая шкала на гистограмме обозначает число зарегистрированных мюонов в единице бина. По оси ординат $t_y>0$ соответствует направлению назад (верхняя полусфера), а $t_y<0$ — направлению вперед

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Детекторы D13 и D18 были установлены последовательно друг за другом в подвальном помещении здания церкви Всех Святых, но с одним и тем же временем экспозиции около 2.5 мес. Оба детектора располагались приблизительно в одном и том же месте, схема их расположения представлена схематично на рис. 26. Так как оба детектора использовались для экспериментального исследования одного и того

же объекта в идентичных условиях, наличие структурных особенностей в полученных данных обоих детекторов отражает реальные структуры изучаемого объекта. Реконструкция данных для детекторов D13 и D18 в виде распределения числа мюонов в переменных $t_x,\,t_y$ представлена на рис. 3.

Основная часть широких пиков при $t_x=0,$ $t_y=\pm 0.5$ соответствует естественному распределению потоков мюонов в данных диапазонах углов

 $(\theta < 45^{\circ})$. Однако на этом фоне присутствуют дополнительные локальные максимумы (их положения обозначены цифрами 1, 2, 3 на рис. 3):

- 1) неоднородность по направлению «назад» при $t_y = 0.45, t_x = -0.1;$
- 2) неоднородность по направлению «вперед» при $t_y=-0.5,\,t_x=0.18;$
- 3) широкая неоднородность по направлению «вперед» при $t_y=-0.5,\,t_x$ от -0.2 до 0.1.

Наличие перечисленных максимумов указывает на то, что в этих направлениях присутствуют области с меньшей поглощающей способностью. С учетом того, что значения переменной $t_y=\pm 0.5$ соответствуют углу к горизонту порядка $20-25^\circ$, эти особенности находятся на расстоянии не более 7-8 м по горизонтали от положения детектора.

Обсудим каждую из обнаруженных особенностей по отдельности.

Максимуму под номером 1 по направлению «назад» может соответствовать объект небольшого размера — полость или область с плотностью, меньшей чем плотность основного материала (грунт, стены и т. п.).

Максимум под номером 2 по направлению «вперед» с большой долей вероятности соответствует дверному проему, ведущему в келью между подвалом и первым этажом.

Области вблизи $t_x=0$ соответствуют естественному максимуму потока мюонов при фиксированном t_y и в первом приближении должны быть одинаковы в направлении вперед и назад. Однако в направлении вперед при $t_y=-0.5$ видна широкая неоднородность, обозначенная номером 3, намного превышающая естественный фон. Ее большой угловой размер может отражать большие линейные размеры, величина которых зависит от расстояния до детектора и может быть оценена по сектору а-б на рис. 26.

С учетом угла к горизонту 20–25° радиус видимости детектора составляет 6–8 м. Для удобства восприятия на рис. 4 представлено изображение карты местности и приведены направления структурных особенностей 1, 2, 3 и область видимости в виде круга при глубине подвала 3 м относительно уровня земли.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, как показывают проведенные в Свято-Троицком Даниловом монастыре эксперименты, метод мюонной радиографии на основе эмульсионных трековых детекторов является перспективным альтернативным методом зондирова-



Рис. 4. Карта местности, сделанная при помощи снимка GooglePro. Круг обозначает радиус видимости детектора, цифрами 1, 2, 3 обозначены направления обнаруженных структурных особенностей в экспериментальном угловом распределении мюонов

ния крупномасштабных геологических и промышленных объектов. Эмульсионные детекторы обладают рядом неоспоримых преимуществ, к которым относятся высокое пространственное (менее 1 мкм) и угловое (около 1 мср) разрешение, большая информационная емкость, небольшие размеры (1 м² и менее), удобство транспортировки и простота эксплуатации в сложных условиях.

Уникальность метода мюонной радиографии на основе использования эмульсионных трековых детекторов состоит в том, что он позволяет осуществлять диагностику самых разнообразных природных и промышленных объектов с использованием экономичных и компактных детекторов достаточно простой конструкции, что выгодно отличает его от более затратных альтернативных методов. Возросший интерес к методу мюонной радиографии определен стремительным развитием прецизионной сканирующей техники, позволяющей обрабатывать большие площади релятивистской эмульсии в сравнительно короткие сроки.

Представленные в статье авторские методические подходы и прототипы технических решений по реализации метода мюонной радиографии с использованием эмульсионных трековых детекторов в приложении к исследованию состояния объекта культурного наследия ЮНЕСКО, проведенный анализ результатов экспериментальных исследований имеют огромное значение с точки зрения дальнейших перспектив внедрения метода в России.

ЛИТЕРАТУРА

- T. Nakamura, A. Ariga, T. Ban et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 556, 80 (2006).
- C. Ahdida, R. Albanese, A. Alexandrov et al., JINST 14, P03025 (2019).
- **3**. Н. А. Добротин, К. А. Котельников, А. В. Апанасенко и др., Изв. АН СССР, сер. физ. **53**, 250 (1989).
- **4**. Г. Т. Зацепин, С. И. Никольский, И. В. Ракобольская и др., Изв. АН СССР, сер. физ. **61**, 1186 (1997).
- V. Tioukov, A. Alexandrov, C. Bozza et al., Sci. Rep. 9, 6695 (2019).
- N. Agafonova, A. Aleksandrov, A. Anokhina et al.,
 J. Phys. Conf. Ser. 869, 012048 (2017).
- 7. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс, *Исследование* элементарных частиц фотографическим методом, Изд-во иностр. лит., Москва (1962).
- 8. Д. Перкинс, Введение в физику высоких энергий, Мир, Москва (1975), сс. 85–88.
- K. Morishima, M. Kuno, A. Nishio et al., Nature 552, 386 (2017).
- **10**. А. Е. Чудаков, Изв. АН СССР, сер. физ. **19**, 651 (1955).
- A. Ariga, T. Ariga, G. De Lellis et al., in Particle Physics Reference Library, Vol. 2: Detectors for Particles and Radiations, Springer (2020), pp. 383–438.
- **12**. S. Friesen and K. Kristiansson, Nature **16**, 686 (1950).

- 13. K. Kristiansson, Phil. Mag. 44, 268 (1953).
- 14. S. Friesen and L. Stigmark, Ark. Fysik 8, 121 (1954).
- 15. S. Friesen, Ark. Fysik 8, 305 (1953).
- Б. А. Войковский, А. И. Галактионов, М. И. Третьякова и др., ПТЭ № 6, 38 (1957).
- A. Alexandrov, A. Buonaura, L. Consiglio et al., JINST 11, P06002 (2016).
- 18. A. Alexandrov, G. De Lellis, and V. Tioukov, Sci. Rep. 9, (2019).
- N. Agafonova, A. Aleksandrov, A. Anokhina et al., Eur. Phys. J. C 78, 578 (2018).
- **20**. А. Б. Александров, М. С. Владимиров, В. И. Галкин и др., УФН **187**, 1375 (2017).
- S. A. Baklagin, V. M. Grachev, N. S. Konovalova et al., IJIRSET 5, 0507027 (2016).
- A. Abiev, A. Bagulya, M. Chernyavsky et al., Appl. Sci. 9, 2040 (2019).
- **23**. А. Б. Александров, С. Г. Васина, В. И. Галкин и др., ЯФ **84**, 496 (2021).
- **24**. А. Б. Александров, А. В. Багуля, М. С. Владимиров и др., Письма в ЭЧАЯ **12**, 1100 (2015).
- **25**. A. B. Aleksandrov, A. V. Bagulya, M. M. Chernyavsky et al., AIP Conf. Proc. **1702**, 110002 (2015).
- A. Alexandrov, N. Konovalova, N. Okateva et al., Measurement 187, 110244 (2022).

КОСМИЧЕСКИЙ ГРАВИТАЦИОННЫЙ ГРАДИЕНТОМЕТР: ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ МОДЕЛЕЙ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

 $B. \ K. \ Munokob ^{a^*}, \ A. \ \textit{И.} \ \Phi$ илеткин $^{a,b}, \ A. \ C. \ Жамкоb ^a$

^а Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова 119234, Москва, Россия

^b Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова 119234, Москва, Россия

> Поступила в редакцию 16 ноября 2021 г., после переработки 7 декабря 2021 г. Принята к публикации 16 декабря 2021 г.

Приведены результаты анализа путей повышения пространственного разрешения статических моделей гравитационного поля Земли, а также ежемесячных моделей путем оптимизации орбитальных параметров (большой полуоси и наклонения) космического аппарата на низкой околоземной орбите с градиентометром на борту. Приведены требования к выбору орбит для космического аппарата перспективной градиентометрической миссии. По результатам численного моделирования найдены элементы орбит космического аппарата, которые удовлетворяют требованию 100-процентного заполнения поверхности Земли измерениями (подспутниковыми трассами) с пространственным разрешением $0.3^{\circ} \times 0.3^{\circ}$, что более чем в 2 раза лучше разрешения статических моделей гравитационного поля Земли, полученных в миссии GOCE. Найденные орбитальные конфигурации также позволяют строить ежемесячные модели гравитационного поля Земли с пространственным разрешением $0.9^{\circ} \times 0.9^{\circ}$, что в 4 раза лучше разрешения моделей, полученных в миссии GRACE. Проведена оценка инструментальных требований к основному измерительному оборудованию перспективной космической градиентометрической миссии.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию A. E. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040149

EDN: DQZABX

1. ВВЕДЕНИЕ

Европейский космический аппарат (КА) GOCE (the Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer) был выведен на низкую околоземную солнечно-синхронную орбиту с наклонением 96.7° 17 марта 2009 г. российской ракетой-носителем «Рокот» с космодрома Плесецк [1]. Целью проекта являлось исследование статической части гравитационного поля Земли (ГПЗ).

Первоначально высота орбиты КА, на которой аппарат проработал до июля 2012 г., составляла 254 км. Затем высота орбиты КА была сниже-

на до 224 км, и на ней он проработал до конца срока активного существования (ноябрь 2013 г.). Основной инструмент для решения целевой задачи КА — электростатический гравитационный градиентометр GRADIO, состоящий из шести трехосных акселерометров SUPERSTAR, образующих попарно три ортогональных плеча длиной 0.5 м: вдоль направления движения, перпендикулярно плоскости орбиты и в направлении на Землю (надир). Чувствительность акселерометров достигала рекордного для того времени уровня $2 \cdot 10^{-12} \text{ м} \cdot \text{c}^{-2} \cdot \Gamma \text{ц}^{-1/2}$. Соответственно, точность измерения гравитационных градиентов составляла $10-20 \text{ м} \Theta \cdot \Gamma \Pi^{-1/2}$ (1 этвеш = 1 Θ = 10^{-9} c^{-1}). Помимо градиентометра на борту КА был установлен приемник GPS, с помощью которого вычислялось положение спутника на орбите с точностью 1–2 см.

^{*} E-mail: vmilyukov@yandex.ru

Эти измерения использовались для геолокации измеренных градиентов силы тяжести, а также в качестве наблюдаемых данных для определения длинноволновых компонент ГПЗ.

Ввиду низкой высоты рабочей орбиты КА GOCE испытывал сильное влияние сопротивления атмосферы, поэтому одним из ключевых элементов бортовой аппаратуры КА являлась система компенсации сноса и контроля высоты, которая удерживала пробные массы акселерометров в состоянии «свободного падения», а также поддерживала орбиту на первоначальной высоте. Работа системы основана на ионных микродвигателях с тягой в диапазоне от 1 до 20 мН, работающих в системе обратной связи с акселерометрами. Запас рабочего тела двигателей ограничил нахождение КА на орбите. Спустя 4 года, когда оно закончилось, миссия прекратила свое существование.

Было опубликовано достаточно много различных моделей ГПЗ, в которых были использованы данные GOCE, в том числе модели, основанные только на наблюдениях GOCE [1–6]. Последняя из этой серии модель, которая использует весь набор данных, полученных в миссии GOCE, — это модель EGM TIM RL05 [7].

Основные достижения миссии GOCE: средняя точность определения высот геоида около $2.4~\rm cm$ с пространственным разрешением $100~\rm km$ за пределами полярных областей, что соответствует точности определения аномалий гравитационного поля около $0.7~\rm m\Gamma$ ал $(1~\rm \Gamma$ ал $= 1~\rm cm/c^2)$ [7].

Целью настоящей работы является исследование орбитальных и инструментальных параметров перспективной градиентометрической миссии, которая смогла бы существенно улучшить пространственное разрешение статической модели ГПЗ, имеющейся в настоящее время по результатам измерений проекта GOCE.

2. МОДЕЛЬ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ EGM TIM RL05

Гравитационный потенциал Земли $V(r, \varphi, \lambda)$ в сферических координатах (r — радиус, φ — широта, λ — долгота) обычно представляется в виде разложения по сферическим гармоникам [8]

$$V(r,\varphi,\lambda) = \frac{GM_E}{r} \sum_{n=0}^{N_{max}} \left(\frac{a_E}{r}\right)^n \sum_{m=0}^n \bar{P}_{nm}(\sin\varphi) \times \left[\bar{C}_{nm}\cos(m\lambda) + \bar{S}_{nm}\sin(m\lambda)\right], \quad (1)$$

где GM_E — геоцентрическая гравитационная постоянная; a_E — средний экваториальный радиус Земли;

 $\bar{P}_{nm}(\sin\varphi)$ — нормированные присоединенные функции Лежандра степени n и порядка $m; \bar{C}_{nm}, \bar{S}_{nm}$ — нормированные коэффициенты Стокса. Максимальная степень разложения N_{max} определяет пространственное разрешение модели ГПЗ.

Градиентометрические наблюдения — это точечные измерения вторых производных гравитационного потенциала $V_{i,j}=\partial^2 V/\partial x_i\partial x_j$ (i,j=1,2,3). Измерения проводятся относительно системы координат, связанной с градиентометром. Неизвестными, которые задают модель ГПЗ и которые, в свою очередь, необходимо определить из измерений, являются коэффициенты сферических гармоник \bar{C}_{nm} и \bar{S}_{nm} .

Принцип создания модели EGM_TIM_RL05 заключался в получении модели ГПЗ, основанной только на данных GOCE, т.е. в исключении какой-либо априорной информации, основанной на других имеющихся моделях ГПЗ и вводимой в решение. Таким образом, коэффициенты Стокса разложения ГПЗ оценивались «с нуля». Получение такой независимой модели является очень важным, поскольку она позволяет проводить корректное сравнение как с другими имеющимися моделями ГПЗ, так и с разрабатываемыми в перспективе.

При построении решения использовался так называемый временной подход [2,5,6]. В этом подходе как градиентометрические, так и GPS-наблюдения представляются в виде набора измерений с частотой опроса 1 Гц на временной шкале орбитального движения KA. GPS-данные движения KA по орбите были разделены на короткие дуги (35 угл. мин), для каждой из которых составлялась система нормальных уравнений. Затем, с учетом краевых условий каждой дуги, была получена единая система нормальных уравнений, соответствующая всем GPS-наблюдениям. Оба типа наблюдений были объединены в совместную систему нормальных уравнений, которая решалась методом наименьших квадратов. Из-за выбранного наклонения орбиты в 96.7° полярные области (угол полярной области $\theta_0 \approx$ $\approx 0.117 \; {\rm pag} \approx 6.7^{\circ})$ оставались непокрытыми измерениями, что приводит к искажению коэффициентов гармоник, порядок которых определяется неравенством $m < m_{max} = |\theta_0| n$, где m и n — порядок и степень гармонических коэффициентов [9]. Это приводит к тому, что обратная задача является некорректной. Чтобы стабилизировать решение и ограничить разложение (1), были введены псевдонаблюде-

$$z_i = 0, \quad \sigma_{z_i} = \frac{10^{-5}}{n^2}, \quad z_i \in \{\bar{C}_{nm}, \bar{S}_{nm}\}, \quad (2)$$

где σ_{z_i} означает стандартное отклонение, полученное по эмпирическому правилу Каулы [10].

В результате в систему нормальных уравнений были добавлены еще две регуляризационные матрицы. Первая матрица служит для стабилизации коэффициентов с $m < m_{max}$. Вторая матрица регуляризации стабилизирует коэффициенты высоких степеней (n>200) и улучшает отношение сигнал/шум. Для этой матрицы $m>m_{max}$ и n>200.

За все время существования миссии результативный интервал наблюдений (без учета времени на технические перерывы и маневры КА) составил 1270 дней. По сравнению с предыдущими моделями GOCE в EGM_TIM_RL05, за счет лучшего отношения сигнал/шум при более низкой орбите на втором этапе миссии (224 км), удалось увеличить разрешение по коэффициентам Стокса до степени/порядка 280 (71.5 км).

3. ВЫБОР ИСХОДНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Проведенный анализ успешно реализованных миссий GRACE [11] и GRACE FO [12] показал [13], что выбор оптимальных параметров КА имеет основополагающее значение при исследовании возможностей будущих гравиметрических миссий. Причем на плотность заполнения поверхности Земли подспутниковыми трассами влияют только два орбитальных параметра — наклонение и высота, остальные параметры практически не оказывают влияния. Поэтому численное моделирование проводилось для варьируемых значений высоты и наклонения орбиты спутника. В идеальном случае орбита КА должна быть круговой для обеспечения равномерного покрытия поверхности Земли измерениями вдоль подспутниковой трассы (проекции движения КА на земную поверхность). Однако на практике обеспечить и поддерживать идеально круговую орбиту технически трудно, поэтому в настоящей работе для расчетов использовался достаточно малый эксцентриситет, равный e = 0.001.

3.1. Выбор высоты орбиты КА

Выбор оптимальной высоты орбиты KA определяется следующими требованиями. С одной стороны, чем меньше высота орбиты KA, тем выше чувствительность его измерительной аппаратуры к высокочастотным гармоникам гравитационного сигнала. С другой стороны, на сверхнизких околоземных

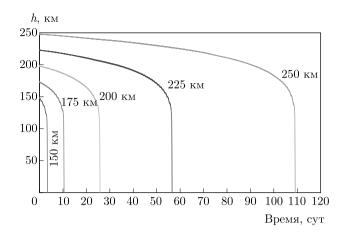


Рис. 1. Изменение высоты орбиты КА под воздействием сопротивления атмосферы

орбитах (ниже 450 км) влияние сопротивления атмосферы увеличивается, что ограничивает срок активного существования КА и вызывает необходимость использования систем компенсации сноса спутника и контроля высоты.

Для оценки степени деградации орбиты было выполнено численное моделирование движения КА на различных сверхнизких высотах с учетом влияния атмосферы, эволюция которых изображена на рис. 1. В качестве модели атмосферы в численных расчетах была использована модель NRLMSISE-00 [14].

Из рис. 1 следует, что срок активного существования КА на сверхнизких околоземных орбитах очень мал и составляет несколько месяцев в лучшем случае. Таким образом, для функционирования КА на подобных орбитах необходимо использование систем компенсации сноса и контроля высоты. Основываясь на успешном опыте миссии GOCE по поддержанию орбиты, следует заключить, что наиболее предпочтительным для проведения градиентометрических измерений является диапазон высот от 200 до 225 км, который может обеспечить номинальный срок активного существования проекта 5 лет. Этот фактор был учтен в численном моделировании.

3.2. Выбор наклонения орбиты КА

Еще одним параметром, ограничивающим выбор рабочих орбит низкоорбитального КА, является ее наклонение. В миссии GOCE использовалась солнечно-синхронная орбита с наклонением 96.7°, диктуемая требованиями по энергетическому обеспечению (постоянное освещение солнечных панелей)

KA, которая не покрывала измерениями всех областей поверхности Земли, т. е. не являлась оптимальной с этой точки зрения.

Полярные орбиты (с наклонением $i=90^\circ$) обеспечивают прохождение КА над всеми широтами поверхности Земли, в отличие от неполярных орбит. Для орбит с $i\neq 90^\circ$ ширина непокрытой области вблизи полюса составляет угол $|90^\circ-i|$. Исходя из этого, требование по 100-процентному покрытию (заполняемости измерениями) поверхности Земли для заданного пространственного разрешения ψ модели ГПЗ диктует следующие условия для наклонения, чтобы избежать пропусков вблизи полярных областей при восстановлении ГПЗ:

$$90^{\circ} - \psi < i < 90^{\circ} + \psi$$
.

В данной работе рассматривается возможность увеличения пространственного разрешения статических моделей GOCE не менее чем в 2 раза, что соответствует условию для пространственного разрешения $\psi \leq 0.3^{\circ}$. Таким образом, для рабочих орбит космической гравиметрической миссии были исследованы наклонения в диапазоне $89.7^{\circ} \leq i \leq 90.3^{\circ}$.

3.3. Выбор шага между последовательными измерениями

Дополнительным параметром, влияющим на заполняемость поверхности Земли наблюдениями, является время между последовательными измерениями (частота опроса измерительной аппаратуры). В миссии GOCE данный параметр соответствовал 1 Гц.

Гармоника порядка n разложения ГПЗ задает угловое разрешение модели $\psi=360^\circ/2n,$ что соответствует длине полуволны геоида

$$\frac{1}{2}\lambda_g = \frac{\pi R_E}{n},\tag{3}$$

где R_E — средний экваториальный радиус Земли. Длина полуволны геоида определяет максимальный линейный размер сегмента разбиения поверхности Земли вблизи экваториальной плоскости.

Для угловых разрешений $\psi \leq 0.3^{\circ}$, соответствующих максимальными порядкам гармоник $n_{max} \geq 600$, длины полуволн геоида должны быть $\lambda_q/2 \leq 33$ км.

Для оценки требуемой периодичности измерений можно воспользоваться круговой орбитальной скоростью V_k космического аппарата и спроецировать эту линейную скорость на поверхность Земли с помощью пропорции $(R_E+h)/R_E$, где h— средняя

Таблица 1. Расстояние, которое покрывает КА за время между последовательными измерениями

Время между измерениями, с	1	2	3	4	5
Длина дуги, км	7.5	15	23	30	38

высота орбиты. Тогда время, требуемое для проведения единичного измерения, можно оценить по формуле

$$\Delta t \le \frac{1}{2} \frac{\lambda_g}{V_k} \frac{R_E + h}{R_E}.\tag{4}$$

Оценки характерных длин дуг, покрываемых КА на поверхности Земли за определенное время, представлены в табл. 1, из которой следует, что для построения карты ГПЗ с угловым разрешением $\psi \leq 0.3^\circ$ (длина дуги ≤ 33 км) время между последовательными измерениями должно быть не более 4 с. Ввиду экономии вычислительных ресурсов и двукратного запаса для выполнения сформулированных требований в дальнейших вычислениях время Δt было выбрано равным 2 с.

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ КА И ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Численное моделирование проводилось с помощью программного комплекса, разработанного в ГАИШ МГУ. Программный комплекс позволяет моделировать движение KA на низкой околоземной орбите в соответствии с рекомендациями IERS2010 (International Earth Rotation Service) [15]. Модель ГПЗ в соответствии с выражением (1) рассчитывалась на основе алгоритма Беликова и Тайбаторова [16], воздействие негравитационных эффектов (давление солнечного излучения) с учетом геометрии KA учитывалось в соответствии с работой [17]. В качестве прототипа KA был выбран KA GOCE с массой 1077 кг и размерами 3 м (вдоль орбиты)×1.5 м × 1.5 м.

Моделирование проводилось в предположении, что на KA установлена система компенсации сноса и контроля высоты, поэтому влияние сопротивления атмосферы не учитывалось. В табл. 2 представлены параметры моделирования. Важно отметить, что в процессе моделирования проводился учет возмущений гармонических коэффициентов ГПЗ до 10 степени и порядка включительно, так как анализ по-

Таблица	2.	Начальные	орбитальные	параметры
моделирования				

Параметр	Значение	
Прямое восхождение	90°	
Эксцентриситет	0.001	
Аргумент перицентра КА	88.5°	
Средняя аномалия КА	180°	
Высота	Варьируемая	
Discora	величина	
Наклонение	Варьируемая	
паклонение	величина	

крытия Земли подспутниковыми трассами не требует высокой точности модели движения КА.

В исследовании были выбраны следующие диапазоны варьируемых параметров: высота орбиты от 150 до 250 км с шагом 25 км, наклонение от 89.7° до 90.3° с шагом 0.1° .

После моделирования орбит был рассчитан процент глобального покрытия поверхности Земли измерениями для всех конфигураций. Методика расчета глобального процента покрытия (заполняемости) заключалась в следующем: вся поверхность Земли (360° по долготе и 180° по широте) разбивается на целое количество сегментов размером $x^\circ \times x^\circ$, которые, в свою очередь, задают угловое (пространственное) разрешение моделей ГПЗ. Для заданного разрешения ($x^\circ \times x^\circ$) оценивается процент глобального покрытия как отношение количества сегментов k, в которые попала хотя бы одна точка трассы (измерение), к общему числу сегментов K по всей поверхности Земли, т. е. k/K [13]. В табл. 3 представлены результаты расчетов.

Из результатов моделирования следует, что для углового разрешения $0.3^{\circ} \times 0.3^{\circ}$ появляются наборы орбитальных параметров, для которых полное 100-процентное покрытие достигается уже на интервалах интегрирования $140{\text -}150$ суток. Поэтому при моделировании с целью уточнения статической модели ГПЗ временной интервал был ограничен 160 сутками.

Для высоты h=225 км имеются несколько конфигураций с различными наклонениями орбиты, которые позволяют достичь цели исследования. Как будет показано далее, две из них $(i=89.8^\circ, i=89.9^\circ)$ имеют существенные преимущества по сравнению с остальными, так как позволяют стро-

ить не только статические, но также ежемесячные и полумесячные модели $\Gamma\Pi3$. Поэтому рассмотрим их подробнее.

Первая конфигурация соответствует параметрам $h=225\,$ км, $i=89.8^{\circ}.$ Покрытие поверхности Земли подспутниковыми трассами за одни сутки изображено на рис. 2.

За одни сутки КА на высоте 225 км совершает 16 целых оборотов (16 нисходящих и 16 восходящих пересечений экватора), при этом смещение трассы вдоль экватора по долготе за один оборот составляет 22.4° . Глобальное распределение измерений по поверхности Земли для этой конфигурации показано на рис. 3, а для конфигурации h=225 км, $i=89.9^{\circ}$ — на рис. 4.

Детальная информация для найденных конфигураций со 100-процентным покрытием подспутниковыми трассами сегментов $0.3^{\circ} \times 0.3^{\circ}$ содержится в табл. 4.

Полученные наборы орбитальных параметров теоретически позволяют повысить пространственное разрешение статических моделей ГПЗ более чем в 2 раза по сравнению с результатами миссии GOCE.

5. ПЕРСПЕКТИВЫ СОЗДАНИЯ ЕЖЕМЕСЯЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ГПЗ ПО ГРАДИЕНТОМЕТРИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Для низкоорбитального спутника произведение пространственного S_{space} и временного S_{time} разрешения ГПЗ практически равно константе, $S_{space} \times S_{time} \approx \text{const}$, т.е. пространственное разрешение обратно пропорционально временному разрешению [18]. Следовательно, для одиночного КА повышение временного разрешения возможно только за счет уменьшения пространственного.

Для поиска конфигураций, которые позволяют строить ежемесячные модели ГПЗ, были проанализированы различные пространственные (угловые) разрешения от $0.9^{\circ} \times 0.9^{\circ}$ до $1.8^{\circ} \times 1.8^{\circ}$. В миссии GRACE ежемесячные модели ограничивались пространственным разрешением $3.6^{\circ} \times 3.6^{\circ}$, что, как было показано в работе [13], связано, в том числе, с неоптимальным выбором орбитальных параметров KA.

В табл. 5 приведены результаты анализа глобального покрытия подспутниковыми трассами поверхности Земли при угловом разрешении $0.9^{\circ} \times 0.9^{\circ}$ для рассматриваемых орбитальных конфигураций на более коротких интервалах времени. Всего найдено 4 конфигурации, обеспечивающие 100-процентное покрытие на временном интервале

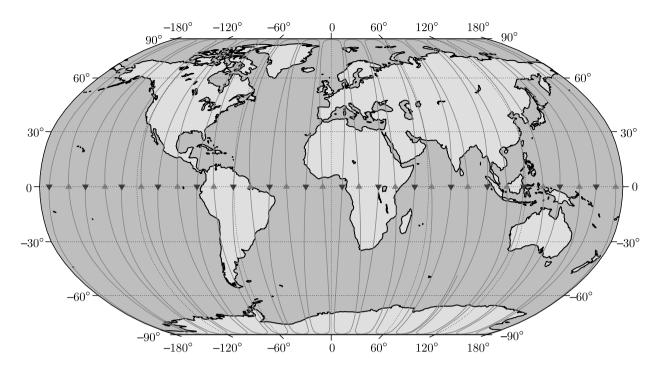


Рис. 2. (В цвете онлайн) Покрытие подспутниковыми трассами (красные линии) поверхности Земли спутником с параметрами h=225 км, $i=89.8^{\circ}$ на временном интервале 1 сут (красные и синие треугольные маркеры обозначают восходящие и нисходящие витки KA)

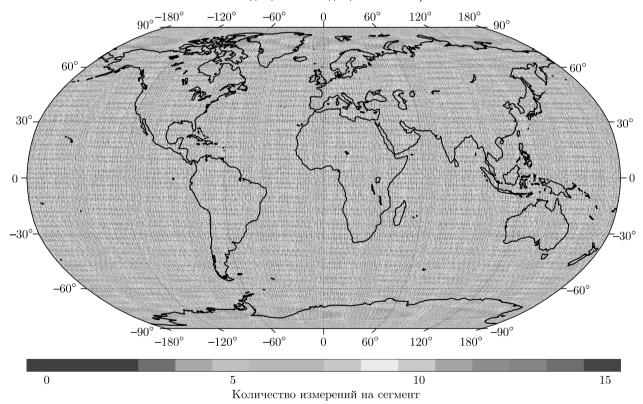


Рис. 3. (В цвете онлайн) Гистограмма покрытия поверхности Земли измерениями спутником с параметрами h=225 км, $i=89.8^\circ$ в сегментах $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ на временном интервале 160 сут (величина глобального покрытия 100 %). Цветовая шкала показывает количество измерений от 0 до 15, приходящихся на соответствующий сегмент земной поверхности

Таблица 3. Процент глобального покрытия подспутниковыми трассами КА при угловом разрешении ГПЗ $0.3^{\circ} \times 0.3^{\circ}$ в зависимости от наклонения и высоты. Орбитальные параметры, обеспечивающие 100-процентное покрытие, выделены жирным шрифтом. В скобках указано количество дней, за которое достигается максимальное покрытие

Наклонение	Высота, км					
	150	175	200	225	250	
90.3°	99.6%(143)	99.4 % (160)	99.6%(152)	91.8 % (160)	99.6 % (142)	
90.2°	65.1 % (160)	99.3%(160)	${f 100\%(145)}$	99.8%(160)	${f 100\%(154)}$	
90.1°	${f 100\%(132)}$	75.4 % (160)	75.2 % (160)	${f 100\%(142)}$	${f 100\%(135)}$	
90°	${f 100\%(137)}$	100 %(147)	52.9 % (160)	100 %(141)	${f 100\%(152)}$	
89.9°	99.8 % (160)	${f 100\%(142)}$	99.8 % (160)	100 %(147)	99.8 % (160)	
89.8°	87.4 % (160)	85.4 % (160)	${f 100\%(145)}$	100 %(160)	99.9 % (151)	
89.7°	99.9 % (160)	94.0 % (160)	99.9 % (160)	94.4 % (160)	99.3 % (160)	

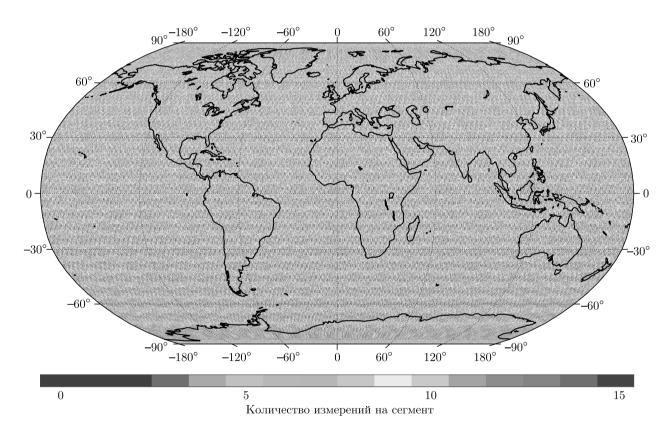


Рис. 4. (В цвете онлайн) Гистограмма покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами КА на орбите с параметрами h=225 км, $i=89.9^\circ$ в сегментах $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ на временном интервале 147 сут (величина глобального покрытия $100\,\%$)

порядка месяца, в число которых входят 2 конфигурации на высоте h=225 км с наклонениями $i=89.8^{\circ}$ и $i=89.9^{\circ}$, найденные в предыдущем разделе. Глобальное распределение измерений по поверхности Земли для этих конфигураций на

месячном интервале показаны на рис. 5.

Детальная информация для найденных конфигураций со 100-процентным покрытием подспутниковыми трассами сегментов $0.9^{\circ} \times 0.9^{\circ}$ на месячном интервале наблюдения содержится в табл. 6.

Параметры	Конфигурация 1	Конфигурация 2	
Высота орбиты	225 км	225 км	
Наклонение орбиты	89.8°	89.9°	
Временной интервал покрытия 100%	160 сут	147 сут	
Количество оборотов на интервале измерений	2579.0	2369.5	
Количество измерений	6912000	6350400	
Количество измерений на сегмент			
минимальное	1 (в 12 сегм.)	1 (в 5 сегм.)	
максимальное	23 (в 1 сегм.)	22 (в 2 сегм.)	
среднее	10 (в 119515 сегм.)	9 (в 112853 сегм.)	

Таблица 4. Параметры орбитальных конфигураций для сегментов $0.3^{\circ} \times 0.3^{\circ}$

Таблица 5. Процент глобального покрытия подспутниковыми трассами КА при угловом разрешении ГПЗ $0.9^{\circ} \times 0.9^{\circ}$ в зависимости от наклонения и высоты. В скобках указано количество дней, за которое достигается максимальное покрытие. Жирным шрифтом выделены конфигурации, которые обеспечивают 100-процентное покрытие на временных интервалах не более одного месяца и совпадают с конфигурациями, найденными в предыдущем разделе (см. табл. 3)

Наклонение	Высота, км					
	150	175	200	225	250	
90.3°	100 % (48)	100%(26)	100 % (77)	100% (142)	100 % (73)	
90.2°	99 % (160)	100%(27)	100 % (118)	100% (92)	100 % (69)	
90.1°	100 % (37)	100%(27)	89 % (160)	100% (51)	100 % (66)	
90°	100 % (37)	${f 100\%(31)}$	73 % (160)	100 % (40)	100 % (63)	
89.9°	100%(37)	${f 100\%(31)}$	100% (137)	${f 100\%(27)}$	100% (55)	
89.8°	100 % (109)	100 % (34)	100 % (83)	${f 100\%(28)}$	100 % (51)	
89.7°	100 % (42)	100 % (38)	100 % (60)	100 % (39)	100 % (47)	

Представленные результаты показывают, что данные конфигурации удовлетворяют условиям построения ежемесячных моделей $\Gamma\Pi3$.

Дальнейшее улучшение временного разрешения, как упоминалось ранее [18], возможно только за счет понижения пространственного. Для поиска конфигураций, которые позволяют строить модели ГПЗ с временным разрешением порядка 15 дней, было проанализировано покрытие поверхности Земли измерениями на сегментах $1.8^{\circ} \times 1.8^{\circ}$. Результаты анализа представлены в табл. 7.

Детальная информация для найденных конфигураций со 100-процентным покрытием подспутни-

ковыми трассами сегментов $1.8^{\circ} \times 1.8^{\circ}$ содержится в табл. 8.

Таким образом, показано, что существуют только две конфигурации ($h=225~{\rm km},\ i=89.8^{\circ};$ $h=225~{\rm km},\ i=89.9^{\circ}),$ одновременно удовлетворяющие требованиям 100-процентного покрытия на сегментах $0.3^{\circ}\times0.3^{\circ}$ на временном интервале $160~{\rm cyt}$ («статическая модель» $\Gamma\Pi 3$), на сегментах $0.9^{\circ}\times0.9^{\circ}$ на месячном интервале («ежемесячная модель» $\Gamma P3$) и на сегментах $1.8^{\circ}\times1.8^{\circ}$ на временном интервале $15~{\rm cyt}$ («двухнедельная модель» $\Gamma\Pi 3$), а также технологическим требованиям в части возможности нахождения $15~{\rm km}$ на орбите с заданной вы-

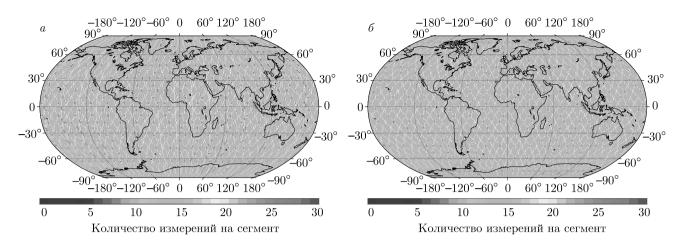


Рис. 5. (В цвете онлайн) Гистограмма покрытия поверхности Земли измерениями спутником с орбитальными параметрами h=225 км, $i=89.8^{\circ}$ (a), 89.9° (b) в сегментах $0.9^{\circ}\times0.9^{\circ}$ на временном интервале 1 мес (величина глобального покрытия 100%)

Конфигурация 1 Конфигурация 2 Параметры Высота орбиты 225 km225 km 89.8° 89.9° Наклонение орбиты Временной интервал покрытия 100% 28 сут 27 сут Количество оборотов на интервале 439.2 435.2измерений 1209600 1166400 Количество измерений Количество измерений на сегмент 1 (в 2 сегм.) 1 (в 1 сегм.) минимальное 28 (в 160 сегм.) 28 (в 1322 сегм.) максимальное 10 (в 2187 сегм.) 15 (в 2013 сегм.) среднее

Таблица 6. Параметры орбитальных конфигураций для сегментов $0.9^{\circ} \times 0.9^{\circ}$

сотой (опыт KA GOCE). Технологические требования в части чувствительности измерительного оборудования к гармоникам ГПЗ на борту градиентометрического KA рассмотрены в следующем разделе.

6. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ К ИЗМЕРИТЕЛЬНОМУ ОБОРУДОВАНИЮ ПЕРСПЕКТИВНОЙ ГРАДИЕНТОМЕТРИЧЕСКОЙ МИССИИ

Успешная реализация градиентометрической миссии, с точки зрения используемых технологий, обеспечивается в первую очередь возможностью

регистрации бортовым градиентометром (акселерометром) ускорений, обусловленных воздействием предельно разрешаемой гармоники гравитационного поля Земли, и компенсацией воздействия атмосферы на орбитальное движение KA.

Оценим технологические требования, которые вытекают из выбранной орбитальной конфигурации с высотой орбиты КА $h=225~{\rm km}$ и необходимости восстановления гравитационного поля с разрешением $0.3^{\circ} \times 0.3^{\circ}$, соответствующего гармонике ГПЗ степени/порядка n=600. Вклад гармоники степени/порядка n в суммарное гравитационное поле на орбите рассчитывался по разности гравитационных ускорений, содержащих n и n-1 гармоник, т. е.

Таблица 7. Процент глобального покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами КА при угловом разрешении ГПЗ $1.8^{\circ} \times 1.8^{\circ}$ в зависимости от наклонения и высоты. В скобках указано количество дней, за которое достигается максимальное покрытие. Жирным шрифтом выделены конфигурации, которые обеспечивают 100-процентное покрытие на временных интервалах не более 15 дней и совпадают с конфигурациями, выделенными ранее (см. табл. 3 и 5)

Наклонение	Высота, км						
	150	175	200	225	250		
90.3°	100 % (17)	100%(22)	100% (52)	100%(13)	100 % (69)		
90.2°	100 % (17)	100%(23)	100% (80)	100% (13)	100% (66)		
90.1°	100 % (17)	100%(23)	99 % (160)	100 % (13)	100 % (63)		
90°	100 % (17)	100%(26)	93 % (160)	100 % (14)	100 % (60)		
89.9°	100 % (19)	100%(27)	100 % (87)	${f 100\%(13)}$	100% (53)		
89.8°	100 % (20)	100%(27)	100 % (53)	${f 100\%(12)}$	100 % (48)		
89.7°	100 % (20)	100 % (30)	100 % (42)	100 % (12)	100 % (44)		

Таблица 8. Параметры орбитальных конфигураций для сегментов $1.8^{\circ} \times 1.8^{\circ}$

Параметры	Конфигурация 1	Конфигурация 2
Высота орбиты	225 км	225 км
Наклонение орбиты	89.8° 89.9°	
Временной интервал покрытия 100%	12 сут	13 сут
Количество оборотов на интервале измерений	193.4	209.5
Количество измерений	518400	561600
Количество измерений на сегмент		
минимальное	13 (в 1989 сегм.)	13 (в 436 сегм.)
максимальное	55 (в 1 сегм.)	56 (в 1 сегм.)
среднее	26 (в 4137 сегм.)	28 (в 2578 сегм.)

 $\Delta g_n = g_n - g_{n-1}$. Оценка величины вклада гармоник различных степеней/порядков была проведена для различных высот орбит КА в узловых точках над поверхностью Земли, разнесенных на 5° по долготе и широте.

На рис. 6 представлены величины абсолютных ускорений, обусловленных гармониками ГПЗ на различных высотах над поверхностью Земли и усредненных по всем рассчитанным узловым точкам. Как следует из рис. 6, на высоте 225 км (высота орбиты KA миссии GOCE) для измерения 300-й гармоники требуется чувствительность прибора в среднем не хуже $10^{-10}~{\rm M/c^2}$ (что согласуется с реальны-

ми данными), а для измерения 600-й гармоники — не хуже 10^{-15} – 10^{-14} м/с².

Для орбиты с высотой 225 км и степеней гармоник 300 и 600 рассчитаны гистограммы распределения величины ускорения над различными областями поверхности Земли (рис. 7a). Значения гравитационных ускорений, создаваемых 300-й гармоникой, варьируются в диапазоне 10^{-11} – $5 \cdot 10^{-10}$ м/с² (рис. 7a), что соответствует современному технологическому уровню бортовых акселерометров, прошедших летную квалификацию в реальных космических миссиях. Акселерометры SUPERSTAR французской фирмы ONERA, которые входили в

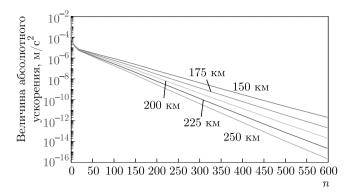


Рис. **6**. Величины абсолютных ускорений, создаваемых гармониками ГПЗ на различных высотах над поверхностью Земли (указаны около прямых)

состав измерительной гравитационной аппаратуры миссии GOCE, обладали чувствительностью примерно $2\cdot 10^{-12}$ м/с² [11,19]. Аналогичной аппаратурой оснащены два спутника-близнеца космической миссии Grace Follow On, успешно работающей в настоящее время на орбите [12]. В рамках подготовки космического гравитационно-волнового проекта TianQin в Китае был испытан бортовой акселерометр, чувствительность которого на орбите достигла уровня $5\cdot 10^{-11}$ м/с² [20].

Значения гравитационных ускорений, создаваемых 600-й гармоникой на высоте h=225 км, варьируются в диапазоне 10^{-15} – 10^{-14} м/c² (рис. 76), что задает высокие требования к чувствительности измерительной аппаратуры будущих космических гравиметрических миссий. Отметим, что акселерометры аналогичной чувствительности должны входить в состав измерительной аппаратуры будущих гравитационно-волновых миссий LISA [21] и TianQin [22]. Орбитальный эксперимент LISA Pathfinder, осуществленный в 2016 г., продемонстрировал выдающийся результат: была достигнута чувствительность к измерению спектральной плотности остаточных ускорений пробных масс на уровне $10^{-16} \text{ м} \cdot \text{c}^{-2} \cdot \Gamma \text{п}^{-1/2}$ на частоте 0.1 м Γ п [23]. Однако при этом следует заметить, что эксперимент LISA Pathfinder проводился в достаточно «чистых» гравитационных условиях в точке Лагранжа L1 системы Солнце-Земля, в то время как на орбите Земли такой чистоты достичь достаточно сложно из-за наличия большого количества возмущающих факторов, в том числе негравитационной природы.

Необходимо также отметить, что на предложенных в данной работе орбитах, в отличие от терминаторной солнечно-синхронной, на KA будут иметь место скачкообразные воздействия негравитационного

характера в виде солнечного излучения, поскольку КА будет периодически входить и выходить из тени Земли. Как показывают расчеты, за один оборот КА вокруг Земли будут два таких воздействия с максимальной по амплитуде величиной $2 \cdot 10^{-8} \text{ м/c}^2$. Таким образом, помимо высокой чувствительности используемая система компенсации негравитационных ускорений должна обладать достаточно широким динамическим диапазоном не хуже 10^{-8} м/ c^2 , что должно выполняться автоматически, поскольку эта же система должна компенсировать воздействие атмосферы, которое, как минимум, на два порядка больше. Отсюда следует, что факт периодического вхождения КА в тень Земли при должной работе системы компенсации негравитационных ускорений не повлияет на результаты измерений параметров ГПЗ.

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку настоящее исследование базируется на результатах проекта GOCE и имеет своей целью улучшить в перспективе модель ГПЗ, построенную по результатам миссии GOCE, путем оптимизации орбитальных параметров КА, целесообразно сравнить полученные результаты с орбитальной конфигурацией миссии GOCE.

Дополнительно к проведенным вычислениям были выполнены расчеты орбиты КА GOCE с параметрами $h=224~{\rm km}$ и $i=96.7^{\circ}.$

Гистограмма распределения измерений на рис. 8 наглядно демонстрирует не покрытые измерениями области вблизи полюсов. Максимальный глобальный процент покрытия для данной конфигурации, соответствующий примерно $93\,\%$, достигается за 111 дней при пространственном разрешении $0.64^\circ \times 0.64^\circ$ и при дальнейшем увеличении времени наблюдения сохраняет это значение. Параметры конфигурации GOCE представлены в табл. 9.

Как было отмечено в разд. 2, неполное покрытие измерениями поверхности Земли приводит к тому, что восстановление гравитационного поля по проведенным измерениям является некорректной задачей, поэтому для ее решения вводятся по определенному правилу псевдонаблюдения. Однако данный факт вносит систематическую ошибку, что сказывается на точности определения коэффициентов высоких порядков. Таким образом, 100-процентное покрытие измерениями поверхности Земли является принципиальным условием для адекватного восста-

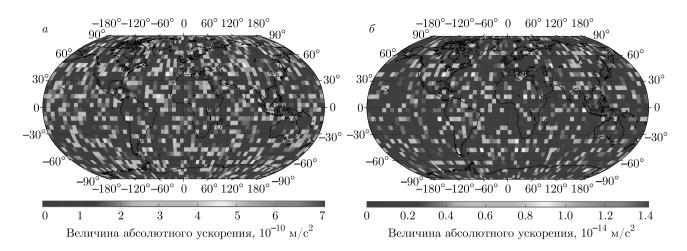


Рис. 7. (В цвете онлайн) Пространственное распределение величины ускорения, создаваемого гармоникой ГПЗ степени $n=300~(a),\,600~(\emph{o})$ на высоте $225~{\rm km}$

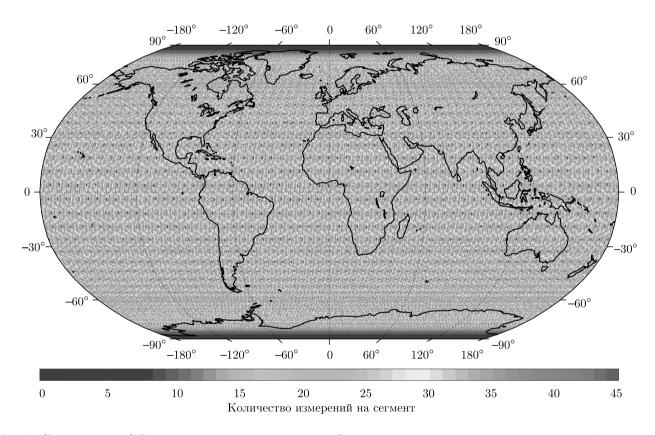


Рис. 8. (В цвете онлайн) Гистограмма покрытия поверхности Земли измерениями спутником с параметрами h=224 км, $i=96.7^{\circ}$ в сегментах $0.64^{\circ}\times0.64^{\circ}$ на временном интервале 111 сут. Величина глобального покрытия $93.1\,\%$

новления ГПЗ во всем объеме разрешаемых гармонических коэффициентов.

В табл. 10 приведены результаты выполненного анализа — рассчитанные значения параметров орбит и статистика по глобальному покрытию поверхности Земли измерениями для разных простран-

ственных и временных разрешений для наиболее оптимальных конфигураций в сравнении с миссией GOCE (нижняя строка таблицы).

Проведенные исследования показали, что существуют конфигурации сверхнизких орбит для градиентометрических миссий типа GOCE с парамет-

Параметры	Конфигурация GOCE		
Высота орбиты	224 км		
Наклонение орбиты	96.7°		
Временной интервал покрытия 100%	111 сут		
Количество оборотов на интервале измерений	1789.8		
Количество измерений	4795200		
Количество измерений на сегмент			
минимальное	0 (в 11520 сегм.)		
максимальное	97 (в 4 сегм.)		
среднее	29 (в 5333 сегм.)		

Таблица 9. Параметры конфигурации GOCE в сегментах $0.64^{\circ} \times 0.64^{\circ}$

Таблица 10. Сводная таблица результатов моделирования

Высота	Наклонение	Период	Угловое	Покрытие,
орбиты, км	орбиты	измерений, сут	разрешение	%
225	89.8°	160	$0.3^{\circ} \times 0.3^{\circ}$	100
225	89.8°	28	$0.9^{\circ} \times 0.9^{\circ}$	100
225	89.8°	12	$1.8^{\circ} \times 1.8^{\circ}$	100
225	89.9°	147	$0.3^{\circ} \times 0.3^{\circ}$	100
225	89.9°	27	$0.9^{\circ} \times 0.9^{\circ}$	100
225	89.9°	13	$1.8^{\circ} \times 1.8^{\circ}$	100
224	96.7°	111	$0.64^{\circ} \times 0.64^{\circ}$	93.1

рами h=225 км, $i=89.8^\circ$ и h=225 км, $i=89.9^\circ$, которые обеспечивают 100-процентную заполняемость поверхности Земли измерениями на всех рассмотренных временных интервалах и пространственных (угловых) разрешениях. Это позволяет улучшить имеющиеся на текущий момент модели ГПЗ и получить следующие модели:

- 1) с угловым разрешением $0.3^{\circ} \times 0.3^{\circ}$ (пространственное разрешение 33 км) на интервале 160 дней и более;
- 2) с угловым разрешением $0.9^{\circ} \times 0.9^{\circ}$ (пространственное разрешение 100 км) на интервале 28 дней;
- 3) с угловым разрешением $1.8^{\circ} \times 1.8^{\circ}$ (пространственное разрешение 200 км) на интервале 14 дней.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Важным фактором, который необходимо учитывать при планировании будущих гравиметрических миссий, является плотность покрытия измерениями поверхности Земли. Неполное покрытие приводит к тому, что построение модели ГПЗ по полученным данным становится некорректной задачей. В рамках настоящей работы выполнено исследование орбитальных и инструментальных параметров перспективной градиентометрической миссии и получены орбитальные параметры КА, которые позволят существенно улучшить пространственное разрешение статической модели ГПЗ, имеющейся в настоящее время по результатам измерений проекта GOCE, за счет глобального покрытия поверхности Земли измерениями.

Использование орбит с найденными параметрами в перспективных градиентометрических миссиях позволит более чем в 2 раза повысить степень сферических гармоник статической модели $\Gamma\Pi 3$ (n=600 против n=280 для модели EGM_TIM_RL05 , построенной по данным GOCE). Оптимизация орбитальных параметров позволит впервые по данным градиентометрической миссии строить ежемесячные модели $\Gamma\Pi 3$, пространственное разрешение которых в 4 раза превосходят существующие ежемесячные модели, построенные по данным миссии GRACE (100 км против 400 км).

В рамках настоящего исследования также показано, что требование высокого разрешения моделей ГПЗ задает высокие требования к чувствительности измерительной аппаратуры будущих космических гравиметрических миссий. Так, построение модели ГПЗ в разложении до гармоник 600-го порядка требует измерение гравитационных ускорений с точностью до 10^{-15} – 10^{-14} м/с², акселерометрическая аппаратура такого уровня точности уже разрабатывается в ряде мировых научных центров.

Полученные в рамках настоящего исследования результаты могут быть применены при разработке концепции перспективного градиентометрического проекта на низкой околоземной орбите.

Финансирование. Работа выполнена в рамках научно-образовательной школы МГУ «Фундаментальные и прикладные исследования космоса» и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-29-11008).

ЛИТЕРАТУРА

- R. Pail, S. Bruinsma, F. Migliaccio et al., J. Geod. 85, 819 (2011).
- J. Schall, A. Eicker, and J. Kusche, J. Geod. 88, 403 (2014).
- 3. W. Yi, Space Res. 50, 371 (2012).
- W. Yi, R. Rummel, and T. Gruber, Stud. Geophys. Geod. 57, 174 (2013).
- 5. R. Pail and G. Plank, J. Geod. 76, 462 (2002).
- R. Pail, B. Metzler, B. Lackner et al., in *Proceedings of the 3rd International GOCE User Workshop*, Frascati, ESRIN, Italy (2006), p. 249.

- J. M. Brockmann, N. Zehentner, E. Höck et al., Geophys. Res. Lett. 41, 8089 (2014).
- 8. B. Hofmann-Wellenhor and H. Moritz, *Physical Geodesy*, Springer, Newfoundland (2005).
- M. van Gelderen and R. Koop, J. Geod. 71, 337 (1997).
- W. M. Kaula, Theory of Satellite Geodesy: Applications of Satellites to Geodesy, Dover Publ., Michigan (2000), p. 160.
- B. D. Tapley, S. Bettadpur, M. M. Watkins et al., Geophys. Res. Lett. 31(9), 4 (2004).
- K. Abich, A. Abramovici, B. Amparan et al., Phys. Rev. Lett. 123, 031101 (2019).
- **13**. В. К. Милюков, А. И. Филеткин, А. С. Жамков, Астрон. ж. **98**, 342 (2021).
- J. M. Picone, A. E. Hedin, D. P. Drob et al.,
 J. Geophys. Res.: Space Phys. 107, A12 (2002).
- **15**. G. Petit and B. Luzum, in *IERS Technical Note No. 36*, Frankfurt am Main, Verlag des Bundesamts fur Kartographie und Geodasie (2010), p. 179.
- М. В. Беликов, К. А. Тайбаторов, Кинематика и физика небесных тел 6, 24 (1990).
- O. Montenbruck and E. Gill, Satellite Orbits. Models, Methods and Applications, Springer-Verlag, New York (2000).
- V. K. Milyukov and Hsien-Chi Yeh, Astron. Rep. 62, 1003 (2018).
- P. Touboul, E. Willemenot, B. Foulon et al., Boll. Geof. Teor. Appl. 40, 321 (1999).
- **20**. Jun Luo, Yan-Zheng Bai, Lin Cai et al., Class. Quantum Grav. **37**, 185013 (2020).
- 21. P. Bender, A. Brillet, I. Ciufolini et al., LISA (Laser Interferometer Space Antenna): an International Project in the Field of Fundamental Physics, Space Pre-Phase A Report, Max-Planck-Institut fur Quantenoptic, Garching, Germany (1998).
- J. Luo, L.-Sh. Chen, H.-Z. Duan et al., Class. Quantum Grav. 33, 035010 (2016).
- **23**. M. Armano, H. Audley, G. Auger et al., Phys. Rev. Lett. **116**, 231101 (2016).

ОЦЕНКА ЭФФЕКТА ФРАГМЕНТАЦИИ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ПАЛЛАСИТАХ

 Π . А. Бабаев a , А. В. Багуля a , А. Е. Волков a,b,c , С. А. Горбунов a , Γ . В. Калинина a , Н. С. Коновалова a,d , Н. М. Окатьева $^{a,d^{*}}$,

H. $\Gamma.$ Полухина $^{a,d,e},$ $\mathcal{K}.$ T. Садыков $^{a,d},$ H. $\mathcal{U}.$ Старков $^{a,d},$ E. H. Старкова $^{a},$

Тан Найнг Со a , М. М. Чернявский a , Т. В. Щедрина a,d

 a Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук 119991, Москва, Россия

^b Лаборатория ядерных реакций им. Г. Н. Флёрова Объединенного института ядерных исследований 141980, Дубна, Московская обл., Россия

 $^{\rm c}$ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» $123182,\ Mocква,\ Poccus$

 d Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» $119049,\ Mocква,\ Poccuя$

 e Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» $115409,\ Mocква,\ Poccus$

Поступила в редакцию 24 ноября 2021 г., после переработки 2 декабря 2021 г. Принята к публикации 3 декабря 2021 г.

Представлены результаты модельных расчетов для оценки эффекта фрагментации при регистрации тяжелых и сверхтяжелых ядер галактических космических лучей в кристаллах оливина из палласитов Марьялахти и Игл Стейшн. Измерение потоков и спектров тяжелых и сверхтяжелых ядер в космических лучах является чувствительным способом изучения состава и возможных источников космических лучей, процессов, происходящих как в самих источниках, так и в межзвездной среде, а также основой для построения моделей удержания космических лучей в Галактике. Полученная в эксперименте ОЛИМПИЯ база данных, включающая характеристики 21743 треков, на сегодняшний день является крупнейшей в пределах диапазона зарядов Z>55. Сделанные на основе модельных расчетов оценки фрагментации ядер в палласитах показывают, что влияние этого процесса на полученный зарядовый спектр не существенно.

Статья для специального выпуска $X \ni T \Phi$, посвященного 100-летию A.~E.~ Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040150 **EDN:** DRJNJD

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение зарядового спектра галактических космических лучей (ГКЛ) в области тяжелых и сверхтяжелых ядер представляет большой интерес

и астрофизики. А. Е. Чудаков как председатель Научного совета РАН по космическим лучам (1980–2000 гг.) всегда активно поддерживал работы по поиску и идентификации природных сверхтяжелых элементов (входящих в состав гипотетического острова стабильности сверхтяжелых элементов [1]). Эту проблему В. Л. Гинзбург, Нобелевский лауреат,

для ядерной физики, физики элементарных частиц

 $^{^*}$ E-mail: okatevanm@lebedev.ru

включил в свой знаменитый список первостепенных задач современной физики [2].

Целью эксперимента ОЛИМПИЯ (ОЛИвины из Метеоритов — Поиск тяжелых и сверхтяжелых Ядер) [3], который реализуют авторы статьи, является поиск и идентификация тяжелых и сверхтяжелых ядер ГКЛ в кристаллах оливинов из железо-каменных метеоритов (палласитов), используемых как трековые детекторы. В ходе проекта ОЛИМПИЯ осуществляется набор данных о составе тяжелой компоненты космического излучения (ядер с Z > 55), оценка величин их потоков и построение статистически обеспеченного зарядового спектра в этой области зарядов [4]. Кристаллы оливина $(Mg_{0.8}Fe_{0.2})_2SiO_4$, входящие в состав метеоритов типа палласитов, за время облучения в космическом пространстве накапливают следы ядер ГКЛ тяжелее железа. Уникальность этих природных детекторов заключается в длительном времени их экспозиции: потоки сверхтяжелых ядер в составе космических лучей необычайно малы, и для того, чтобы получить статистически значимый результат, необходимо либо располагать в космосе установкой гигантской площади, либо обеспечить очень продолжительное время экспозиции. Возраст используемых в настоящей работе палласитов (Marjalahti и Eagle Station) составляет, по различным оценкам, от 30 до 175 млн лет [5].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Налетающая заряженная частица, обладающая зарядом Z>26 и энергией ~ 0.5 –500 MэВ/нуклон, в оливине стимулирует изменения его физико-химических свойств в нано- и микроразмерной окрестности своей траектории. Разлет быстрых электронов, генерируемых в результате взаимодействия налетающей частицы с электронной подсистемой материала, и последующие структурно-фазовые изменения приводят к возникновению долгоживущей области повышенной химической активности на расстояниях до 1–5 мкм от траектории тяжелого ядра (см., например, [6]). Эти изменения сохраняются в кристаллах оливина в течение сотен миллионов лет.

Лабораторное химическое травление кристаллов оливина позволяет получить видимые под микроскопом треки ядер и проводить прецизионные измерения параметров этих треков. Коллективом авторов разработана оригинальная методика поиска треков тяжелых частиц ГКЛ и определения их геометрических и динамических параметров при послой-

ном травлении и последующей сошлифовке тонких слоев кристаллов метеоритного оливина [7]. При формировании экспериментальной базы данных фиксируются обнаруженные под микроскопом видимые участки треков ядер с Z > 40 (ядра с зарядами 26 < Z < 40 также оставляют следы в оливинах, но их длины слишком малы для измерений с требуемой точностью, и они используются исключительно для определения глубины залегания кристаллов по отношению к доатмосферной поверхности метеороида по величине их плотности). После измерения параметров обнаруженных участков треков часть кристалла толщиной 50–100 мкм (с точностью до нескольких мкм) удаляется, и процесс обработки поверхности с последующими измерениями повторяется. При обработке кристалла на каждой новой стадии осуществляется поиск как новых треков, так и продолжений участков треков, уже найденных на предыдущем этапе. В последнем случае проводится координатная «сшивка» трека, в результате чего восстанавливается его полная длина L до точки остановки в детекторе. Также измеряется скорость V травления оливина вдоль траектории налетающего ядра. Для определения зарядов ядер по измеренным характеристикам треков в рамках проекта разработано специальное программное обеспечение, основанное на калибровочной зависимости заряда частицы Z(L,V). Калибровка метода была осуществлена в серии облучений оливинов космического и земного происхождения на ускорителях тяжелых ионов [7].

Измерения проводятся на разработанном в ФИАН современном высокотехнологичном измерительном комплексе ПАВИКОМ [8, 9], который обеспечивает высокую точность обработки материала и надежность полученных данных. За время осуществления проекта в общей сложности обнаружено и идентифицировано 28272 треков ядер ГКЛ, из которых 21743 включены в итоговое зарядовое распределение, представленное на рис. 1 в сравнении с результатами ряда крупных экспериментов (HEAO-3 [10–12], ARIEL-6 [13] и UHCRE [14]), проведенных на искусственных спутниках Земли. Как видно на рис. 1, полученный в эксперименте ОЛИМПИЯ зарядовый спектр повторяет основные особенности спектров из этих экспериментов, например, третий пик r-процессов ($76 \leqslant Z \leqslant 78$). Дополнительный анализ полученных данных показал, что зарядовый спектр, построенный для 6529 (из 28272) ядер, имеет аномальный характер [15], связанный с тем, что они были зарегистрированы в кристаллах, взятых из крупной ячейки

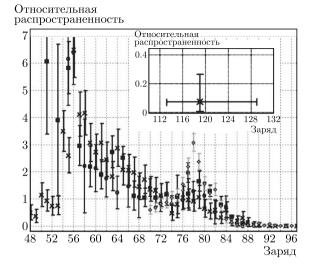


Рис. 1. Зарядовый спектр 21743 ядер галактических космических лучей по результатам различных экспериментов: ОЛИМПИЯ (кресты), HEAO-3 (квадраты), ARIEL-6 (ромбы) и UHCRE (круги). Распространенность железа принята равной 10^6

диаметром 5 мм, расположенной близко к поверхности метеорита, и поэтому в данные на рис. 1 не включен. Более близкое расположение кристаллов к поверхности метеорита могло привести к отжигу треков за счет нагревания метеорита при его прохождении через атмосферу во время падения на Землю (см. [16]). При отжиге треков происходит их укорачивание, причем в разной степени, в зависимости от заряда ядра. Этот эффект мог привести к искажениям при определении заряда частиц и, следовательно, к изменению полученного зарядового распределения [17].

3. МОДЕЛЬ ФРАГМЕНТАЦИИ

Кристаллы оливина, используемые в эксперименте ОЛИМПИЯ, располагаются на глубине нескольких сантиметров от доатмосферной поверхности метеороида. Следовательно, существует вероятность того, что при прохождении слоя метеоритного вещества от этой поверхности до уровня наблюдения ядра космического излучения испытывали неупругие взаимодействия, в результате которых они распадались и образовывали фрагменты с другим зарядом и массой. Такие события могли привести к искажениям полученных данных относительно первичного зарядового спектра ГКЛ.

Чтобы оценить этот эффект и его возможное влияние на полученные результаты, с помощью про-

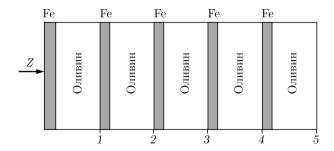


Рис. 2. Схема железо-оливиновой сборки, имитирующей структуру палласита

Таблица

Глубина (номер на рис. 2)	1	2	3	4	5
Энергия налетающего ядра, ГэВ/нуклон	0.8	1.1	1.4	1.7	2
Доля неупругих ядерных событий, %	5	11	20	32	48

граммного пакета GEANT4 [18] было проведено моделирование прохождения тяжелых ядер через железо-оливиновую сборку, имитирующую структуру палласита. Сборка включает чередующиеся слои железа толщиной 1 мм и оливина толщиной 1 см (рис. 2). Такая конфигурация соответствует соотношению объемов железной матрицы и кристаллов оливина в исследуемых фрагментах метеоритов. При моделировании учитывались взаимодействия налетающих ядер с электронными оболочками атомов, а также упругие и неупругие ядерные взаимодействия с ядрами атомов метеорита. Последние могут изменить массу и заряд налетающего ядра или привести к его распаду на осколки.

Моделирование было проведено для ядер урана. Трек, видимый после травления в оптический микроскоп, создают ядра урана с кинетической энергией, меньшей 500 МэВ/нуклон. Для разных глубин этой энергии соответствуют разные величины энергии ядра, входящего в метеорит. Целью моделирования было оценить, какая доля ядер была потеряна за счет фрагментации до входа в слой оливина, находящегося на определенной глубине. Концы рассмотренных слоев на рис. 2 отмечены цифрами 1, 2, 3, 4 и 5. Отметим, что основная часть обработанных кристаллов располагалась на глубине 2–3 см. Каждый сеанс моделирования включал несколько тысяч событий. Результаты моделирования показаны в таблице.

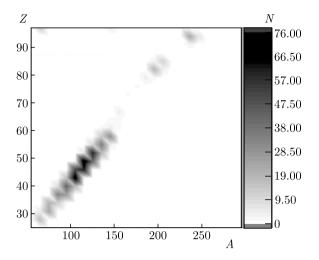


Рис. 3. Распределение по заряду и массе фрагментов, образовавшихся при взаимодействиях ядер урана, полученное при расчетах для глубины 3 на рис. 2

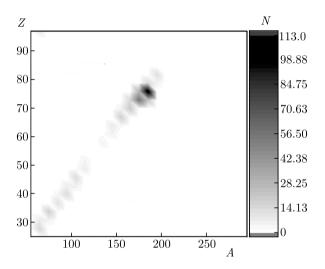


Рис. 4. Распределение по заряду и массе фрагментов, образовавшихся при взаимодействиях ядер вольфрама, полученное при расчетах для глубины 3 на рис. 2

Следует отметить, что, согласно результатам моделирования, неупругие взаимодействия ядер урана при рассмотренной энергии приводят в основном к фрагментации на два тяжелых осколка с зарядами в диапазоне 30 < Z < 60, в сопровождении легких фрагментов (нуклонов, дейтронов, альфа-частиц). На рис. 3 показано распределение числа фрагментов N по заряду и массе на глубине 3 рис. 2.

Для понимания зависимости полученных результатов от заряда падающих на метеорит ядер было проведено аналогичное моделирование для ядер вольфрама и свинца. При такой же величине пер-

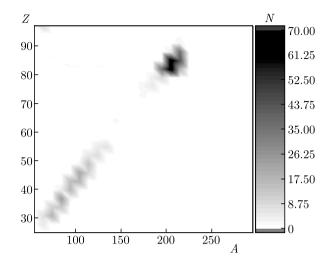


Рис. 5. Распределение по заряду и массе фрагментов, образовавшихся в результате взаимодействий ядер свинца, полученное при расчетах для глубины 3 на рис. 2

вичной энергии на нуклон доли неупругих взаимодействий у этих ядер близки к значениям, приведенным в таблице, однако характер распределения конечных продуктов совершенно иной. На рис. 4 приведено распределение по заряду и массе фрагментов, образовавшихся при взаимодействиях ядер вольфрама. Видно, что большинство фрагментов составляют ядра, близкие по своим параметрам к исходному ядру, т. е. неупругий процесс идет по каналам перезарядки и подхвата.

Для ядер свинца имеет место промежуточная ситуация (рис. 5).

Следует отметить, что большая часть тяжелых фрагментов урана и свинца имеют заряд меньше Z=53. Это означает, что они выходят за пределы эффективной регистрации ядер рассматриваемой методикой (Z>55), т. е. возникающие неупругие ядерные каналы в этом случае приводят к потере регистрируемых ядер. С другой стороны, часть фрагментов вольфрама и свинца, испытывающих перезарядку или подхват, включаются в общее распределение зарядов и слегка «размывают» его.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Энергетические спектры F(T) галактических космических лучей от протонов до ядер никеля подобны: они имеют максимум в области энергий $T\approx 0.5~\Gamma$ эВ/нуклон и убывают по степенному закону как $F\sim T^{-2.7}$ при $T>1~\Gamma$ эВ/нуклон [19].

Поскольку проникающая способность частиц растет с увеличением энергии, это означает, что количество космических ядер в метеорите будет убывать с ростом глубины. Расчет показывает, что если принять, что и сверхтяжелые ядра имеют ту же зависимость, то на глубине с номером 2 на рис. 2 поток будет в 4–5 раз больше, чем на глубине 5. Кроме того, на глубине 2 доля фрагментированных ядер в четыре раза меньше. Кристаллы метеоритного оливина, использованные в данной работе, располагались на относительно небольшой глубине (менее 5–6 см) от доатмосферной поверхности метеороида, причем основная часть обработанных кристаллов располагалась на глубине 2–3 см.

Для наглядности можно провести мысленный эксперимент. Пусть наша сборка облучается ядрами урана с энергией, приведенной в таблице для уровней 2, 3, 4 и 5, при этом каждый раз ядро будет подходить к соответствующему слою оливина с энергией около 500 МэВ/нуклон, позволяющей создавать в нем видимый трек. Если через уровень 2 пройдет 100 ядер, только 89 из них будут зарегистрированы, а 11 фрагментируют. При том же исходном количестве ядер, падающих на сборку, через уровень 3 пройдет порядка 50 ядер, из которых 10 фрагментируют, а 40 будет зарегистрировано. Через четвертый слой оливина пройдет уже около 40 ядер, 12 фрагментируют и, наконец, через пятый слой пройдет 20 ядер, 10 из них фрагментируют. Таким образом, из 210 падающих на сборку ядер, которые могли бы создать в оливине видимый трек, фрагментирует всего 43 ядра, а остальные 167 будут зарегистрированы. При таких условиях потери составляют всего около 20%, что, по нашему мнению, не может оказать существенного влияния на конечный результат.

Дополнительным аргументом в пользу этого вывода является демонстрация поправок на фрагментацию, сделанных для спутниковых экспериментов, изучавших зарядовые спектры ядер ГКЛ (на примере эксперимента UCHRE [20]). Эксперименты на спутниках имели ту же нижнюю границу по энергии, что и наш эксперимент (~ 1 ГэВ/нуклон), а это подразумевает аналогичные условия фрагментации и, следовательно, аналогичный масштаб поправок, по крайней мере, по порядку величины. Изза схожих условий фрагментации можно предположить, что соответствующая поправка в эксперименте ОЛИМПИЯ того же порядка и не повлияет на сравнение со спутниковыми данными. На рис. 6а дано сравнение относительных выходов зарегистрированных ядер в эксперименте UHCRE до и после

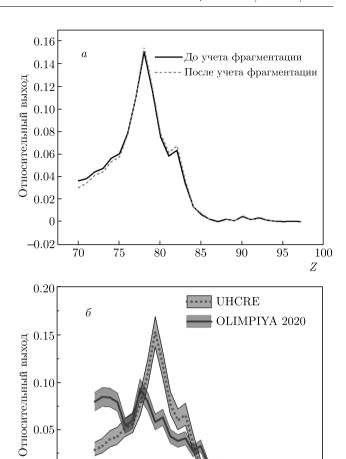


Рис. 6. a) Сравнение результатов спутникового эксперимента UCHRE с учетом фрагментации и без него. b0) Сравнение результатов экспериментов UCHRE и ОЛИМПИЯ с диапазонами поправок на фрагментацию

80

90

 $\frac{100}{100}$

0

70

учета фрагментации, показывающее малое влияние указанных поправок на конечный результат. Рисунок 6δ , на котором дано сравнение результатов экспериментов UCHRE и ОЛИМПИЯ с диапазонами поправок на фрагментацию, подтверждает, что учет этих поправок не влияет на результат сравнения.

Сделанные расчеты позволяют также объяснить наличие в наших данных ядер с зарядами $84\leqslant Z\leqslant \leqslant 89$. Ядра с зарядами в этом диапазоне не могут содержаться в первичных космических лучах в силу их очень малого времени жизни. Мы полагаем, что регистрация их в нашем эксперименте является результатом фрагментации более тяжелых ядер в доатмосферном слое метеороида [21, 22].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, авторами разработана и успешно используется оригинальная, не имеющая аналогов методика поиска и идентификации тяжелых и сверхтяжелых ядер в оливинах из метеоритов, основанная на автоматизированных измерениях параметров их треков. На сегодняшний день в результате реализации эксперимента ОЛИМПИЯ получено зарядовое распределение тяжелой компоненты ГКЛ для 21743 ядер с зарядами Z > 55. Выполненные модельные расчеты процессов фрагментации ядер в веществе метеорита показали, что влияние этого эффекта не изменит принципиальным образом результирующий зарядовый спектр. Можно утверждать, что изучение сверхтяжелых ядер в оливинах из метеоритов-палласитов на основе трековой методики дает возможность получать уникальные и достоверные результаты, открывая новые возможности в исследовании потоков и спектров космических лучей в области тяжелых и сверхтяжелых ядер. Полученные результаты, чрезвычайно важные для понимания физической картины мира, представляют большой интерес для ядерной физики, физики элементарных частиц и астрофизики.

ЛИТЕРАТУРА

- S. G. Nilsson, S. G. Thompson, and C. F. Tsang, Phys. Lett. B 28, 458 (1969).
- 2. В. Л. Гинзбург, УФН 169, 419 (1999).
- **3**. В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Н. Г. Полухина и др., Докл. РАН **402**, 472 (2005).
- V. Alexeev, A. Bagulya, M. Chernyavsky et al., Astrophys. J. 829, 120 (2016).
- **5**. А. В. Багуля, М. С. Владимиров, А. Е. Волков и др., Кратк. сообщ. по физике **42**, 49 (2015).
- **6**. А. М. Митерев, УФН **172**, 1131 (2002).

- **7**. А. Б. Александров, А. В. Багуля, М. С. Владимиров и др., ПТЭ № 2, 38 (2009).
- 8. A. Aleksandrov, I. Apacheva, E. Feinberg et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 535, 542 (2004).
- 9. A. Alexandrov, N. Konovalova, N. Okateva et al., Measurement 187, 110244 (2022).
- M. H. Israel, 17th Int. Cosmic Ray Conf., Conf. Papers 12, 53 (1981).
- W. Binns, M. Israel, N. Brewster et al., Astrophys. J. 297, 111 (1985).
- W. Binns, T. Garrard, P. Gibner et al., Astrophys. J. 346, 997 (1989).
- P. Fowler, R. Walker, M. Masheder et al., Astrophys. J. 314, 739 (1987).
- J. Donnelly, A. Thompson, D. O'Sullivan et al., Astrophys. J. 747, 40 (2012).
- A. B. Alexandrov, A. V. Bagulya, A. E. Volkov et al., Bull. Lebedev Phys. Inst. 47(12), 381 (2020).
- **16**. В. П. Перелыгин, Л. Л. Кашкарова, Метеоритика **38**, 55 (1979).
- Than Naing Soe, N. G. Polukhina, and N. I. Starkov, Phys. Atom. Nucl. 84, 643 (2021).
- J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 835, 186 (2016).
- J. S. George, K. A. Lave, M. E. Wiedenbeck, W. R. Binns et al., Astrophys. J. 698, 1666 (2009).
- **20**. J. Donnelly, A. Thompson, D. O'Sullivan et al., Astrophys. J. **747**, 40 (2012).
- **21**. А. Б. Александров, А. В. Багуля, М. С. Владимиров и др., УФН **180**, 839 (2010).
- **22**. А. В. Багуля, Л. Л. Кашкаров, Н. С. Коновалова и др., Письма в ЖЭТФ **97**, 811 (2013).

ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ УСКОРЕННЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЕТЕКТОРАМИ ИЗ ФОСФАТНОГО СТЕКЛА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

H. Буртебаев a,b, K. Аргынова a,c, M. M. Чернявский d, A. A. Гиппиус d,

 $H. \ C. \ Коновалова^d, \ T. \ H. \ Квочкина^a, \ M. \ Насурлла^{a,b}, \ H. \ M. \ Окатьева^{a,d},$

 $A.\ H.\ \Pi$ ан $^a,\ H.\ \Gamma.\ \Pi$ олухина $^{a,d},\ Ж.\ T.\ Садыков <math>^{a,c,e^*},\ T.\ B.\ Щедрина \ ^d,$

 $H.~\it{ И.}~\it{ Старков}^{~d},~\it{ E.}~\it{ H.}~\it{ Старкова}^{~a,d},~\it{ И.}~\it{ И.}~\it{ Засавицкий}^{~d}$

^а Институт ядерной физики 050032, Алматы, Казахстан

^b Казахский национальный университет им. Аль-Фараби 050040, Алматы, Казахстан

 c TOO Физико-технический институт, университет им. К. И. Сатбаева 050032, Алматы, Казахстан

 d Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук 119991, Москва, Россия

 e Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» 119049, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 ноября 2021 г., после переработки 20 ноября 2021 г. Принята к публикации 25 ноября 2021 г.

Представлены результаты исследования характеристик треков тяжелых ионов в фосфатных стеклах при облучении в разных температурных режимах. Проведены калибровочные эксперименты для получения зависимости параметров протравленных треков от температуры и продолжительности нагрева образца, а также от момента его нагревания по отношению к облучению и травлению. Чтобы эффективно идентифицировать заряды ионов, при обработке облученных стекол строго соблюдалась стабильность воспроизведения оптимальных условий химического травления (состав травящего химического раствора, концентрация, время травления). Результаты проведенного исследования позволяют сделать заключение о возможности эффективного использования фосфатных стекол для регистрации и идентификации сверхтяжелых ядер, синтезированных на Фабрике сверхтяжелых элементов Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ).

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова

 $\mathbf{DOI:}\ 10.31857/S0044451022040162$

EDN: DRLIOK

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о существовании сверхтяжелых ядер имеет важнейшее значение для понимания свойств ядерной материи. На протяжении последних деся-

тилетий крупнейшими исследователями в области физики тяжелых ионов (Г. Т. Сиборг, Г. Н. Флеров, Ю. Ц. Оганесян и др.) были получены уникальные экспериментальные результаты, позволившие проникнуть в область трансурановых и трансфермиевых элементов. А. Е. Чудаков как председатель Комиссии по космическим лучам Международного союза по теоретической и прикладной физике активно поддерживал исследования, связанные с поиском

^{*} E-mail: zhakansadykov@gmail.com

сверхтяжелых элементов в природе и их синтезом в лабораторных условиях.

В 1869 г. Д. И. Менделеев сформировал Периодическую систему, систематизировавшую типы атомов и включавшую 63 известных к тому времени химических элемента, где периодичность изменения химических свойств отражала периодичность заполнения электронных оболочек атома. Систематизация элементов позволила Менделееву предсказать существование таких элементов, как галлий, скандий и германий, которые впоследствии были обнаружены в составе природных минералов. Принятая в настоящее время расширенная периодическая таблина элементов включает как предсказанные, так и новые искусственно синтезированные элементы, вплоть до последнего подтвержденного элемента 118 [1]. В этой связи особый интерес представляет проверка предсказания значительного увеличения стабильности ядер вблизи магических чисел Z = 114 и N = 184 (где Z — число протонов, N — число нейтронов) [2], которая могла бы приводить к существованию в этой области «островов стабильности» сверхтяжелых ядер с относительно высоким, по сравнению с соседними элементами, временем жизни. Теория предсказывает, что элемент с зарядом 110 и атомной массой 294 может жить до распада порядка ста миллионов (а может, и миллиард) лет. Однако если число нейтронов или протонов будет отличаться на 2-3 единицы, т.е. всего на 1%, то время жизни изотопа уменьшится до 10^7 раз. Этот эффект наблюдается, например, у дважды магического ядра свинца, состоящего из 82 протонов и 126 нейтронов. Свинец-208 настолько стабилен, что его распад до настоящего времени не зафиксирован, а изотоп свинца со 127 нейтронами распадается в течение 3.3 ч.

В настоящее время применение синтетических химических элементов огромно. Их производство выросло с миллиардных долей грамма до многих килограммов и даже тонн в год. Самым «работящим» из всех синтезированных элементов оказался плутоний-239. В реакторах на быстрых нейтронах после сгорания 1 кг урана-238 получается 1.6 кг плутония-239, который является ядерным горючим, по своему качеству превышающим уран-235.

Одним из мировых лидеров по синтезу новых элементов в земных условиях является Лаборатория ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (ЛЯР ОИЯИ), где удалось получить 12 из 18 искусственно синтезированных трансфермиевых элементов (102, 103, 104, 105, 106 под руководством Г. Н. Флерова и 112, 113, 114, 115,

116, 117, 118 под руководством Ю. Ц. Оганесяна). Ключевым технологическим требованием в этих исследованиях является возможность регистрации и идентификации синтезированных сверхтяжелых ядер.

На рубеже 1950-х и 1960-х гг. были опубликованы первые работы, посвященные возможности применения твердотельных трековых детекторов для регистрации тяжелых ионов [3–5], в том числе на основе стекла [6]. В это же время начались эксперименты по синтезу многозарядных ионов на ускорителях [7,8], потребовавшие новых методов регистрации и идентификации тяжелых ядер и прежде всего определения их заряда. Неудивительно поэтому, что диэлектрические детекторы впервые нашли свое применение именно при изучении спонтанного деления ядер [9]. С тех пор были разработаны новые виды диэлектрических детекторов с заданными свойствами, адаптированными для условий ускорительного эксперимента, которые обладают высокой эффективностью регистрации и чувствительностью к ядрам определенного типа, низким содержанием примесей, термической стабильностью и т. д. С этой точки зрения, одним из самых привлекательных материалов можно назвать фосфатное стекло, которое использовалось, в частности, при регистрации элемента 105 таблицы Менделеева, синтезированного в ЛЯР ОИЯИ [10].

В настоящее время при изучении синтезированных на ускорителях новых трансурановых элементов используются разнообразные типы детекторов, в том числе твердотельных, выбор которых зависит от условий образования и регистрации этих элементов. Поскольку в регистрирующей системе могут существовать различные температурные режимы, отработка методики регистрации сверхтяжелых ядер требует изучения возможного влияния высоких температур на материал детекторов и их регистрирующие свойства и, следовательно, проведения калибровочных исследований.

В Лаборатории элементарных частиц (ЛЭЧ) ФИАН совместно с Национальным исследовательским технологическим университетом МИСиС и Институтом ядерной физики республики Казахстан проводятся испытания фосфатного стекла с целью исследования его применимости в качестве материала детекторов регистрации сверхтяжелых ядер. В частности, проводятся калибровочные эксперименты для получения зависимости параметров протравленных треков от температуры и продолжительности нагрева образца, а также от момента его нагревания по отношению к облучению и травлению.

Нагревание фосфатного стекла до высоких температур может приводить к термическому отжигу треков вплоть до их полного исчезновения. При нагревании в стекле могут происходить термоокислительные процессы, изменяющие его свойства. Однако, согласно классическим исследованиям [11], фосфатное стекло даже после плавления (и остывания) не меняет своих регистрационных свойств вплоть до температур порядка $500\,^{\circ}\mathrm{C}$ [12].

Авторами настоящей работы проведена серия экспериментов по изучению влияния нагревания на характеристики треков при облучении образцов фосфатного стекла ядрами ксенона с энергией 167 МэВ. Целью работы был анализ изменения характеристик треков тяжелых ядер в результате нагревания в различных режимах фосфатных стекол и определение возможности использования их для работы на Фабрике сверхтяжелых элементов ОИЯИ.

2. МЕТОДИКА ТРАВЛЕНИЯ И КАЛИБРОВОЧНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Фосфатные стекла облучались на резонансном циклическом ускорителе ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ [13]. Целью исследований было получение зависимости геометрических размеров протравленных треков и их количества (эффективность регистрации) от температуры предварительного нагрева образца, изменявшейся при облучении в диапазоне от 100 до 500 °С. Изучалась возможность определения заряда ускоренных ядер по параметрам их треков в фосфатных стеклах, подвергнутых облучению в нагретом состоянии с последующим остыванием в двух режимах: охлаждение непосредственно после облучения и охлаждение после 10 ч выдержки при заданной температуре. В экспериментах со стеклами измеряются такие геометрические параметры протравленных треков, как глубина и размеры осей лунок, появляющихся в виде эллипсов на поверхности детектора (что является следствием аморфной структуры материала). В данном эксперименте, поскольку пучок ионов был направлен перпендикулярно поверхности стекла, лунки имели форму круга, и в качестве параметра исследования брался диаметр этого круга.

Строгое отслеживание тщательно выверенной авторами методики позволило проводить сравнение измеренных характеристик треков при разных температурных условиях [13]. Для травления использовалась плавиковая кислота с концентрацией

20%, обеспечивающая травление облученных образцов стекол за относительно небольшое время. Практика обработки показала, что травление с большей концентрацией (40%) приводит к слишком быстрому вытравливанию каналов вплоть до конца трека. Наоборот, использование кислоты с меньшей концентрацией (10–15%) удлиняет процесс обработки, не приводя к увеличению точности. Сканирование облученных и протравленных фосфатных стекол, по результатам которого проводился анализ полученных данных, осуществлялось на автоматизированном оптическом микроскопе ПАВИКОМ в ЛЭЧ ФИАН [14].

Были проведены две серии калибровочных экспериментов. В первой серии образцы фосфатного стекла (далее обозначенные как образцы типа V), предварительно нагревавшиеся от 200 до $500\,^{\circ}\mathrm{C}$ с шагом $100\,^{\circ}\mathrm{C}$, облучались пучком ионов $^{132}\mathrm{Xe}^{26+}$ с энергией 167 МэВ и сразу после облучения остывали естественным путем до комнатной температуры. При нагревании время выхода на требуемую температуру составляло меньше 1 ч, а время остывания образца — от 30 мин для температуры $200\,^{\circ}\mathrm{C}$ до нескольких часов для $500\,^{\circ}\mathrm{C}$. Плотность облучения составляла 10^6 треков на см 2 .

Во второй серии экспериментов было облучено 10 образцов фосфатного стекла, по два для каждой температуры от 100 до 500°C с шагом 100°C. Образцы (обозначенные как образцы типа W) нагревались до требуемой температуры не более чем за 60 мин, затем облучались пучком ионов $^{132}\mathrm{Xe}^{26+}$ с энергией 167 МэВ и выдерживались при температуре нагревания в течение еще 10 ч. Время последующего остывания образцов составляло от 30 мин для 100 °C до нескольких часов для 500 °C. Плотность облучения этих образцов, нагретых до температуры $300\,^{\circ}$ С, составляла 10^{6} треков на см², а для остальных, облученных при температурах 100, 200, 400 и $500\,^{\circ}\text{C}, (5-8)\cdot 10^{5}\ \text{cm}^{-2}$ (согласно авторским расчетным оценкам, оптимальной является плотность облучения в диапазоне 10^5-10^6 см⁻²) [13].

Во всех экспериментах облучение проводилось при нормальном падении пучка ионов на плоскость детектора. Травление образцов осуществлялось с интервалом 5 или 10 мин до достижения общего времени травления 90 мин. На рис. 1 и 2 представлены фотографии одного поля зрения протравленных поверхностей образцов V и W размером 75×45 мкм при увеличении 40^{\times} (цифра в обозначении образца соответствует температуре травления). На рис. 1 показаны результаты, полученные при температурах 200 и $300\,^{\circ}$ С, а на рис. 2 — при температурах 400 и

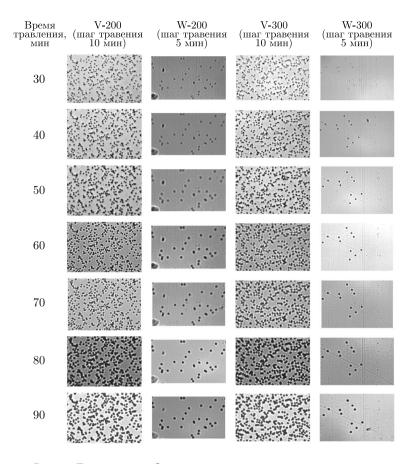


Рис. 1. Поверхности образцов при разных временах травления

 $500\,^{\circ}\mathrm{C}$. Видно, что плотность протравленных треков в образцах V и W различна, что может свидетельствовать о зависимости количества протравленных треков от времени нахождения образца в нагретом состоянии.

После обработки изображений были получены графики зависимости диаметров лунок от времени травления с шагом 5 мин. Сводный график для детекторов W, которые выдерживались 10 ч при высокой температуре после облучения, представлен на рис. 3a, а для образцов V, которые остывали сразу после облучения, результаты показаны на рис. 3a.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты калибровочных экспериментов по облучению нагретых образцов с их последующим остыванием показывают, что нагрев детекторов не оказывает заметного влияния на размеры протравленных входных каналов (лунок), см. рис. 16. В то же время выдерживание образцов после облучения при высокой температуре в течение 10 ч по-разному влияет на диаметры входных каналов треков. Так, нагрев до 100 и 200 °C не оказывает заметного вли-

яния на диаметры лунок, которые появляются уже при небольшом времени травления. Однако уже при нагреве до $300\,^{\circ}\mathrm{C}$ каналы появляются только после 20 мин травления. На этой стадии травления треки представляют собой очень мелкие углубления диаметром около 1.5 мкм и глубиной менее 2 мкм и выглядят под микроскопом как небольшие светло-серые пятна. При увеличении времени травления их диаметры увеличиваются и после 70-80 мин травления достигают размеров, полученных в эксперименте без выдерживания 10 ч при высокой температуре.

При нагреве до 400 и 500 °C первые заметные треки появляются только после 40 мин травления и под микроскопом также выглядят как светло-серые пятна очень небольших размеров. Затем они медленно увеличиваются, но не до такой степени, как при нагреве до температур не более 300 °C.

В качестве интерпретации полученных результатов можно предположить, что длительная выдержка облученных образцов при температуре 300°С и выше приводит к восстановлению дефектов атомов и нарушенных межатомных связей, возникших при прохождении иона через стекло. При этом «залечи-

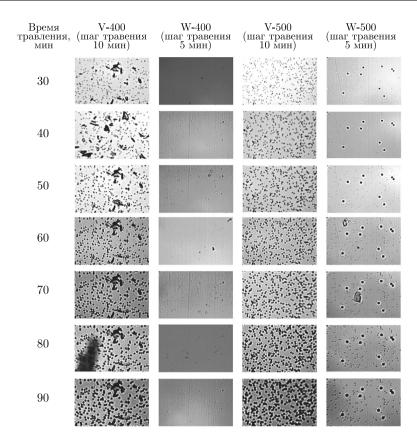


Рис. 2. Поверхности образцов при разных временах травления

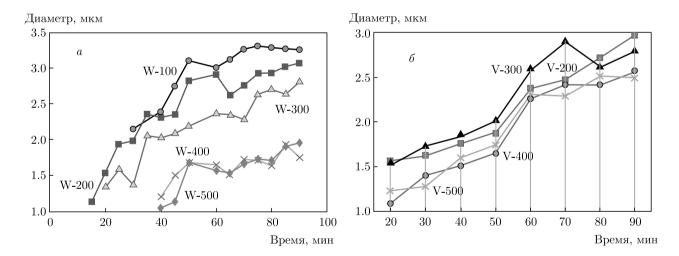


Рис. 3. Зависимости диаметров лунок от времени травления при различных температурах: a — в образцах W, сохранявшихся после облучения при высоких температурах в течение 10 ч; δ — в образцах V, остывавших сразу после облучения

вание» треков, по-видимому, начинается с поверхности, и чем выше температура образца и продолжительнее время выдержки после облучения, тем глубже проникает этот процесс. Тем не менее даже при температуре 500 °С и времени выдержки 10 ч в глубине образца латентные треки сохраняются.

Процесс восстановления происходит не сразу, а протекает с конечной скоростью. Когда процесс травления образцов, выдержанных при температуре 300 °C и выше, достигает области, где сохранился остаток латентного трека, формируется след относительно маленького радиуса, а его светло-серый цвет под

микроскопом означает небольшую глубину протравленного на данном этапе канала. При 300 °C, по мере дальнейшего травления, размер пятен увеличивается, а цвет темнеет, т.е. глубина канала растет. При температурах 400 и 500 °C пятна остаются светло-серыми и едва различимыми даже после полуторачасового травления.

Возможной причиной изменения характеристик треков при облучении нагретых образцов фосфатного стекла может быть снижение его вязкости или большая подвижность атомов при высокой температуре, приводящая к заполнению вакансий, возникших в результате прохождении иона.

Следует отметить, что при обработке образцов W-500 обнаружились два набора пятен, один из которых, с размером пятен около 2.5 мкм, появился на 20-й минуте травления. При дальнейшем травлении размер пятен увеличился до 3.5 мкм. Плотность таких пятен составила величину порядка 10^5 см⁻². Другой набор пятен стал виден только на 45-й минуте травления. Пятна этого набора имели размер 1.5-2 мкм и мало изменялись в процессе последующего травления. Их плотность составляла величину порядка 10^6 см $^{-2}$. Для анализа и обсуждения был выбран второй набор, в большей степени соответствующий установленным закономерностям изменения характеристик треков с температурой. Появление двух групп пятен, возможно, связано с разными условиями облучения.

Полученные результаты авторы сравнили с теми, которые были получены ранее в эксперименте по отжигу треков при медленном нагреве образцов после облучения и последующем естественном остывании. Отжиг в этих условиях привел к исчезновению треков уже при температуре выше 200 °C, в то время как при нагревании стекла в процессе облучения до гораздо более высоких температур треки ионов сохраняются, хотя и меняют свои характеристики.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных калибровочных экспериментов показывают, что облучение нагретых фосфатных стекол, а также их последующая выдержка при температурах 100 и 200 °С незначительно влияют на характеристики протравленных в них треков ускоренных тяжелых ионов. При этом облучение нагретых образцов и длительное выдерживание их при высокой температуре приводят к сохранению треков даже при температуре 500 °С. Однако характеристики треков при такой процедуре сильно меняются, что требует дополнительного изучения влияния

температурных режимов на зоны травимых дефектов для идентификации ионов при этих условиях.

В целом выполненное исследование характеристик треков тяжелых ионов на основе калибровочных облучений нагретых в различных режимах фосфатных стекол свидетельствует о возможности их использования для регистрации и идентификации сверхтяжелых ядер, синтезированных на Фабрике сверхтяжелых элементов ОИЯИ.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке программы BR10965191 (Комплексные исследования в области ядерной и радиационной физики, физики высоких энергий и космологии для разработки конкурентоспособных технологий) Министерства образования и науки Республики Казахстан.

ЛИТЕРАТУРА

- Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov et al., Phys. Rev. C 74, 044602 (2006).
- 2. V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A 95, 420 (1967).
- 3. D. A. Young, Nature 182, 375 (1958).
- E. C. H. Silk and R. S. Barnes, Phil. Mag. 4, 970 (1959).
- R. L. Fleischer, P. B. Price, and R. M. Walker, J. Appl. Phys. 36, 3645 (1965).
- В. П. Перелыгин, С. П. Третьякова, И. Звара, ПТЭ № 4, 78 (1964).
- A. Ghiorso, R. A. James, L. O. Marian, and G. T. Seaborg, Phys. Rev. 78, 472 (1950).
- **8**. Г. Н. Флёров, Атомная энергия **28**, 302 (1970).
- G. N. Flerov, S. M. Polikanov, V. L. Micheev et al., in Reactions Between Complex Nuclei, ed. by A. Ghiorso, V. C. Press, Berkeley (1963), p. 219.
- **10**. Г. Н. Флеров, Ю. Ц. Оганесян, Ю. В. Лобанов и др., Атомная энергия **29**, 243 (1970).
- **11**. С. П. Третьякова, Сообщения ОИЯИ № Р7-88-711 (1988).
- **12**. В. А. Николаев, В. П. Перелыгин, ПТЭ № 2, 7 (1976).
- L. A. Goncharova, N. S. Konovalova, N. M. Okateva et al., Phys. Atom. Nuclei 83, 1304 (2020).
- A. Alexandrov, N. Konovalova, N. Okateva et al., Measurement 187, 110244 (2022).

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

Редакция ЖЭТФ просит авторов при направлении статей в печать руководствоваться приведенными ниже правилами.

- 1. В ЖЭТФ публикуются статьи, содержащие изложение оригинальных научных результатов, не опубликованных и не предназначенных к публикации в другом месте. В отдельных случаях по заказу редколлегии публикуются актуальные статьи обзорного характера.
- 2. Статьи должны быть изложены с предельной краткостью, совместимой с ясностью изложения, и окончательно обработаны. Следует избегать повторения данных таблиц или графиков в тексте статьи, а также представления численных результатов в виде таблиц и графиков одновременно. Не следует злоупотреблять введением новых аббревиатур в дополнение к общепринятым, таким как ЯМР, УФ и т. д.
- 3. К статье необходимо прилагать короткую аннотацию, в которой должны быть четко сформулированы цель и результаты работ (аннотация и раздел «Выводы» не должны дублировать друг друга).
 - 4. Редакция принимает статьи:
- a) по электронной почте по адресу JETP@kapitza.ras.ru;
- б) в «on-line» режиме на веб-странице журнала (www.jetp.ac.ru);
- в) по почте или непосредственно в редакции (статья должна быть представлена в двух экземплярах, электронный вариант также необходим).
- В электронном варианте текст должен быть представлен в формате IATEX или Word, рисунки в формате PostScript (*.ps) или EncapsulatedPostScript (*.eps), каждый рисунок отдельным файлом (желательно также представить рисунки в том формате, в котором они готовились). В том случае, если статья посылается по электронной почте, текст должен быть представлен дополнительно в формате рѕ или pdf.
- 5. Статьи должны быть напечатаны шрифтом 12 пунктов в одну колонку через полтора интервала, на одной стороне листа, с полями с левой стороны

листа не у́же 4 см; рукописные вставки не допускаются. В обозначениях и индексах (в тексте и на рисунках) не должно быть русских букв. Например, следует писать $P_{\rm opt}$, а не $P_{\rm ont}$. Все сколько-нибудь громоздкие формулы должны выноситься на отдельные строки. Векторные величины должны быть выделены прямым полужирным шрифтом.

Все страницы рукописи должны быть пронумерованы. Таблицы, аннотация, литература, подписи к рисункам должны быть напечатаны на отдельных страницах.

- 6. Подстрочные примечания должны иметь сплошную нумерацию по всей статье. Цитируемая литература должна даваться не в виде подстрочных примечаний, а общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой в прямых скобках (например, [1]). Литература дается в порядке упоминания в статье. Указываются инициалы и фамилии авторов (всех авторов, если число авторов меньше четырех, и троих и др., если число авторов больше четырех). Порядок оформления литературы виден из следующих примеров:
 - 1. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, Москва (1984), с. 1.
 - 2. А. М. Сергеев, Р. И. Чернова, А. Я. Сергиенко, ФТТ **30**, 835 (1988).
 - R. Brewer, J. M. Faber, C. N. Malleson et al., Phys. Rev. A 18, 1632 (1978).
 - 4. A. N. Stirling and D. Watson, in *Progress in Low Temperature Physics*, ed. by D. F. Brewer, North Holland, Amsterdam (1986), Vol. 10, p. 683.
 - К. Д. Громов, М. Э. Ландсберг, в сб. Тез. докл. *X Всесоюзн. конф. по физике низких темпе- ратур* (Ташкент, 1986), Наука, Москва (1987), с. 434.
 - 6. M. P. Elliot, V. Rumford, and A. A. Smith, Preprint TH 4302-CERN (1988).

- 7. Л. Н. Шалимова, А. С. Крюков, Препринт ОИЯИ № P-16-22 (1987).
- 8. Н. В. Васильев, Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, МГУ, Москва (1985).
- A. Fang and C. Howald, E-print archives, cond-mat/0404452.
- 7. Все рисунки и чертежи должны быть выполнены четко, в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей; это особенно относится к фотокопиям. Надписи на рисунках следует по возможности заменять цифрами и буквенными обозначениями, разъясняемыми в подписи к рисунку или в тек-

- сте. В рукописи рисунки должны быть представлены на отдельных страницах в конце статьи.
- 8. Редакция посылает автору одну корректуру по электронной почте в виде *.ps-файла. Постраничный список исправлений должен быть отправлен автором на электронный адрес журнала в течение недели.
- 9. К рукописи необходимо приложить электронный адрес (e-mail), почтовый адрес места работы с индексом, фамилию, полное имя и отчество автора, с которым предпочтительно вести переписку, а также номер телефона, служебного или домашнего.

Главный редактор А. И. СМИРНОВ

Редколлегия:

д-р физ.-мат. наук И. Г. ЗУБАРЕВ,

д-р физ.-мат. наук Е. И. КАЦ (зам. гл. редактора, представительство ЖЭТФ во Франции), д-р физ.-мат. наук В. П. КРАЙНОВ, акад. М. В. САДОВСКИЙ, канд. физ.-мат. наук С. С. СОСИН, канд. физ.-мат. наук Ю. С. БАРАШ, член-корр. РАН С. В. ТРОИЦКИЙ (зам. гл. редактора), член-корр. РАН И. А. ФОМИН (зам. гл. редактора), д-р физ.-мат. наук А. В. ФИЛИППОВ, д-р физ.-мат. наук Д. Е. ХМЕЛЬНИЦКИЙ

(зам. гл. редактора, представительство ЖЭТ Φ в Великобритании), д-р физ.-мат. наук А. А. ЦЕЙТЛИН, акад. А. М. ЧЕРЕПАЩУК

Редакционный совет:

акад. А. Ф. АНДРЕЕВ (председатель), член-корр. РАН В. В. ЛЕБЕДЕВ, д-р физ.-мат. наук В. С. ПОПОВ

Зав. редакцией Н. Г. Церевитинова Редакторы: Л. Б. Кульчицкая, Т. Г. Орехова, Т. Н. Смирнова