

ISSN 0367-6765

Том 87, Номер 7

Июль 2023

ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

# СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ



[www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru)

В журнале "Известия Российской академии наук. Серия физическая" публикуются полнотекстовые статьи, подготовленные по материалам лучших докладов, рекомендованных программными комитетами научных конференций, симпозиумов и совещаний, созываемых Российской академией наук.



# СОДЕРЖАНИЕ

Том 87, номер 7, 2023

## Физика космических лучей

- Изотопы лития и бериллия в эксперименте PAMELA  
*Э. А. Богомолов, Г. И. Васильев, В. Менн и др.* 918
- Орбитальный детектор космических лучей предельно высоких энергий:  
статус и перспективы проекта “КЛПВЭ”  
*А. А. Белов, П. А. Климов, С. А. Шаракин, М. Ю. Зотов от имени коллаборации JEM-EUSO* 923
- Потоки и спектральные индексы редких и обильных ядер космических лучей  
по данным спутникового эксперимента НУКЛОН  
*И. А. Кудряшов, А. Н. Турундаевский, Д. Е. Карманов, И. М. Ковалев, А. А. Курганов,  
А. Д. Панов, Д. М. Подорожный* 927
- Исследование аномальных событий в эксперименте TUC  
*М. В. Лаврова, А. В. Блинов, А. А. Гринюк, Л. Г. Ткачев, А. В. Ткаченко* 931
- Интерпретация потоков ядер и электронов космических лучей в модели  
неклассической диффузии  
*А. А. Лагутин, Н. В. Волков, Р. И. Райкин* 936
- Моделирование ускорения космических лучей в быстрых оптических транзиентах  
*В. И. Романский, А. М. Быков, С. М. Осипов* 943
- Влияние самомодуляции космических лучей на диффузное гамма-излучение Галактики  
*Д. О. Чернышов, А. В. Ивлев, Е. А. Кулик* 947
- Вклад близких источников в наблюдаемый спектр и анизотропию космических лучей  
сверхвысоких энергий  
*В. Н. Зиракашвили, В. С. Птускин, С. И. Роговая* 951
- Основные результаты эксперимента Tunka-Grande  
*Р. Д. Монхоев, И. И. Астапов, П. А. Безъязыков и др.* 954
- Об изучении сигнатуры метрики пространства по корреляциям частиц  
во взаимодействиях адронов  
*Р. А. Мухамедшин* 962
- Энергетический спектр гамма-квантов от крабовидной туманности по данным  
астрофизического комплекса TAIGA  
*Л. Г. Свешникова, П. А. Волчугов, Е. Б. Постников и др.* 966
- Мультикомпонентные исследования широких атмосферных ливней на установках  
экспериментального комплекса НЕВОД  
*М. Б. Амельчаков, А. Г. Богданов, Д. М. Громушкин, А. Н. Дмитриева, Р. П. Кокоулин,  
А. Ю. Коновалова, К. Р. Нугаева, А. А. Петрухин, А. Д. Почестнев, С. С. Хохлов,  
И. А. Шульженко, Е. А. Южакова* 973
- Средние энергии мюонов в наклонных группах по данным эксперимента НЕВОД-ДЕКОР  
*Е. А. Юрина, Н. С. Барбашина, А. Г. Богданов, В. С. Воробьев, В. В. Киндин, Р. П. Кокоулин,  
К. Г. Компаниец, А. Ю. Коновалова, Дж. Маннокки, А. А. Петрухин, Дж. Тринкоро,  
С. С. Хохлов, В. В. Шутенко, И. И. Яшин* 979
- Многочастичные события в космических лучах, регистрируемые дрейфовыми камерами  
*В. С. Воробьев, Е. А. Задеба, Р. В. Николаенко, И. Ю. Трошин* 983

Отслеживание нейтринных оповещений телескопа IceCube глубоководным телескопом Baikal-GVD	
<i>А. В. Аврорин, А. Д. Аврорин, В. М. Айнутдинов и др.</i>	987
Результаты восстановления нейтрино в трековом канале на глубоководном телескопе Baikal-GVD	
<i>А. В. Аврорин, А. Д. Аврорин, В. М. Айнутдинов и др.</i>	991
Баксанский большой нейтринный телескоп: текущий статус	
<i>А. Д. Луканов, Д. М. Воронин, А. Н. Фазлиахметов, Е. П. Веретёнкин, А. М. Гангапшев, В. Н. Гаурин, Т. В. Ибрагимова, В. В. Казалов, В. В. Кузьминов, Б. К. Лубсандоржиев, Ю. М. Малышкин, Д. А. Нанзанов, Г. Я. Новикова, В. Б. Петков, А. Ю. Сидоренков, О. Ю. Смирнов, Н. А. Ушаков, А. А. Шихин, Е. А. Янович</i>	995
Поиски источников солнечных космических лучей в событиях малой мощности	
<i>Г. А. Базилевская, Е. И. Дайбог, Ю. И. Логачев</i>	1002
Протонные возрастания и Форбуш-эффекты с одними и теми же солнечными источниками	
<i>А. В. Белов, Н. С. Шлык, М. А. Абунина, Е. А. Белова, А. А. Абуни, А. Папаиоанноу</i>	1005
Прогноз солнечных вспышечных явлений: солнечные протонные события	
<i>В. Н. Ишков</i>	1010
Предварительные результаты поиска ядер гелия в солнечных энергичных событиях по данным эксперимента PAMELA	
<i>Д. В. Павленко, С. А. Роденко от имени коллаборации PAMELA</i>	1014
Характеристики солнечных протонных событий в периоды инверсии магнитного поля Солнца за последние 6 солнечных циклов	
<i>М. В. Подзолко, В. В. Калегаяев, К. А. Устинов</i>	1018
Солнечные релятивистские электроны и протоны 28 октября 2021 года (GLE 73)	
<i>А. Б. Струминский, И. Ю. Григорьева, Ю. И. Логачев, А. М. Садовский</i>	1023
Мониторинг гелиосферы, магнитосферы и атмосферы по эффектам в космических лучах в августе 2018 года	
<i>И. И. Ковалев, С. В. Олемской, В. Е. Сдобнов, А. Н. Дмитриева, В. В. Шутенко</i>	1028
Зависимость модуляции космических лучей от знака заряда по данным эксперимента PAMELA	
<i>П. Мухин, В. В. Михайлов, А. В. Михайлова от имени коллаборации PAMELA</i>	1032
Эффективность механизмов формирования спорадических форбуш-понижений	
<i>А. С. Петухова, И. С. Петухов, С. И. Петухов</i>	1035
Оценка эффективной энергии нейтронных мониторов на основе 27-дневных вариаций галактических космических лучей	
<i>С. А. Сирук, А. Г. Майоров, Р. Ф. Юлбарисов</i>	1038
Какую долю калия в Земле допускает эксперимент Борексино?	
<i>Л. Б. Безруков, И. С. Карпиков, А. К. Межох, С. В. Силаева, В. В. Синев</i>	1042
Влияние давления и вентиляции в экспериментальном зале на скорость счета фоновых событий детектора LVD	
<i>Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, Н. А. Филимонова, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев от имени коллаборации LVD</i>	1045
Анализ вариаций концентрации продуктов распада радона в приземном слое атмосферы	
<i>А. А. Лагуткина, Д. Д. Джампиев, А. У. Куджаев, Д. А. Кулешов, К. О. Куринов, О. И. Михайлова, Ю. В. Стенькин, О. Б. Щеголев</i>	1048
Параметры магнитосферных токовых систем во время геомагнитных возмущений в мае 1998 г.	
<i>А. А. Луковникова, В. Е. Сдобнов</i>	1052
Исследование электронной кинетики молекулярного азота в средней атмосфере титана во время высыпания космических лучей	
<i>А. С. Кириллов, Р. Вернер, В. Гинева</i>	1056

# Contents

---

---

Vol. 87, No. 7, 2023

---

---

## Physics of Cosmic Rays

Lithium and beryllium isotopes in the PAMELA experiment <i>E. A. Bogomolov, G. I. Vasilyev, W. Menn et al.</i>	918
Orbital detector of ultra-high-energy cosmic rays: status and prospects of the KLYPVE project <i>A. A. Belov, P. A. Klimov, S. A. Sharakin, M. Yu. Zotov on behalf of the JEM-EUSO Collaboration</i>	923
Fluxes and spectral indices of rare and abundant nuclei of cosmic rays according to the data of the NUCLEON satellite experiment <i>I. A. Kudryashov, A. N. Turundaevskiy, D. E. Karmanov, I. M. Kovalev, A. A. Kurganov, A. D. Panov, D. M. Podorozhny</i>	927
Study of anomalous events in the TUS experiment <i>M. V. Lavrova, A. V. Blinov, A. A. Grinyuk, L. G. Tkachev, A. V. Tkachenko</i>	931
Interpretation of fluxes of cosmic rays' nuclei and electrons in the nonclassical diffusion model <i>A. A. Lagutin, N. V. Volkov, R. I. Raikin</i>	936
Particle-in-Cell simulation of cosmic ray acceleration in fast blue optical transients <i>V. I. Romansky, A. M. Bykov, S. M. Osipov</i>	943
Effects of cosmic rays' self-modulation on the galactic diffuse gamma-ray emission <i>D. O. Chernyshov, A. V. Ivlev, E. A. Kulik</i>	947
Input of nearby sources in spectra and anisotropy of ultrahigh energy cosmic rays <i>V. N. Zirakashvili, V. S. Ptuskin, S. I. Rogovaya</i>	951
Main results of the TUNKA-GRANDE experiment <i>R. D. Monkhoev, I. I. Astapov, P. A. Bezyazeev et al.</i>	954
On the study of the space metrics signature from correlations of particles in hadron interactions <i>R. A. Mukhamedshin</i>	962
The energy spectrum of gamma-rays from the Crab Nebula according to the TAIGA astrophysical complex <i>L. G. Sveshnikova, P. A. Volchugov, E. B. Postnikov et al.</i>	966
Multicomponent extensive air showers studies at the installations of the experimental complex NEVOD <i>M. B. Amelchakov, A. G. Bogdanov, D. M. Gromushkin, A. N. Dmitrieva, R. P. Kokoulin, A. Yu. Konovalova, K. R. Nugaeva, A. A. Petrukhin, A. D. Pochestnev, S. S. Khokhlov, I. A. Shulzhenko, E. A. Yuzhakova</i>	973
Average muon energies in inclined bundles according to NEVOD-DECOR data <i>E. A. Yurina, N. S. Barbashina, A. G. Bogdanov, V. S. Vorobev, V. V. Kindin, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets, A. Yu. Konovalova, G. Mannocchi, A. A. Petrukhin, G. Trincherro, S. S. Khokhlov, V. V. Shutenko, I. I. Yashin</i>	979
Multiparticle events in cosmic rays registered by means of drift chambers <i>V. S. Vorobev, E. A. Zadeba, R. V. Nikolaenko, I. Yu. Troshin</i>	983
The deep-water BAIKAL-GVD telescope follow-up analysis of the IceCube neutrino alerts <i>A. V. Avrorin, A. D. Avrorin, V. M. Aynutdinov et al.</i>	987
Results of the track-like neutrino event reconstruction at the BAIKAL-GVD neutrino telescope <i>A. V. Avrorin, A. D. Avrorin, V. M. Aynutdinov et al.</i>	991

Baksan Large Neutrino Telescope: current status <i>A. D. Lukanov, D. M. Voronin, A. N. Fazliakhmetov et al.</i>	995
Search for sources of solar cosmic rays in weak events <i>G. A. Bazilevskaya, E. I. Daibog, Yu. I. Logachev</i>	1002
Solar proton enhancements and Forbush decreases with the same sources <i>A. V. Belov, N. S. Shlyk, M. A. Abunina, E. A. Belova, A. A. Abunin, A. Papaioannou</i>	1005
Solar flare phenomena forecast: solar proton events <i>V. N. Ishkov</i>	1010
Preliminary results of the search for helium nuclei in solar energetic events measured in the PAMELA experiment <i>D. V. Pavlenko, S. A. Rodenko on behalf of the PAMELA Collaboration</i>	1014
Characteristics of solar proton events during the periods of Sun's magnetic field reversal in the last 6 solar cycles <i>M. V. Podzolko, V. V. Kalegaev, K. A. Ustinov</i>	1018
Solar relativistic electrons and protons on October 28, 2021 (GLE73) <i>A. B. Struminsky, I. Yu. Grigorieva, Yu. I. Logachev, A. M. Sadovskii</i>	1023
Monitoring of heliosphere, magnetosphere, and atmosphere via cosmic ray effects in August 2018 <i>I. I. Kovalev, S. V. Olemskoy, V. E. Sdobnov, A. N. Dmitrieva, V. V. Shutenko</i>	1028
Charge-sign dependence of cosmic-ray modulation by the PAMELA experiment <i>P. Mukhin, V. V. Mikhailov, A. V. Mikhailova on behalf of the PAMELA Collaboration</i>	1032
Efficiency of mechanisms for the formation of sporadic Forbush decreases <i>A. S. Petukhova, I. S. Petukhov, S. I. Petukhov</i>	1035
Estimation of the neutron monitors' effective energies based on the 27-day galactic cosmic rays variations <i>S. A. Siruk, A. G. Mayorov, R. F. Yulbarisov</i>	1038
What potassium abundance in the Earth does the Borexino experiment admit? <i>L. B. Bezrukov, I. S. Karpikov, A. K. Mezhokh, S. V. Silaeva, V. V. Sinev</i>	1042
Effect of pressure and ventilation in the experimental hall on the background events count rate of the LVD detector <i>N. Yu. Agafonova, V. V. Ashikhmin, E. A. Dobrynina, R. I. Enikeev, N. A. Filimonova, I. R. Shakiryanova, V. F. Yakushev on behalf of the LVD Collaboration</i>	1045
Analysis of variations in concentration of radon decay products in near surface layer of the atmosphere <i>A. A. Lagutkina, D. D. Dzhabpuev, A. U. Kudzhaev, D. A. Kuleshov, K. O. Kurinov, O. I. Miklailova, Yu. V. Stenkin, O. B. Shchegolev</i>	1048
Magnetospheric current system parameters during the geomagnetic disturbances in May 1998 <i>A. A. Lukovnikova, V. E. Sdobnov</i>	1052
The study of electronic kinetics of molecular nitrogen in the Titan's middle atmosphere during the precipitation of cosmic rays <i>A. S. Kirillov, R. Werner, V. Guineva</i>	1056

---

# **Физика космических лучей**

Редактор тематического выпуска  
доктор физ.-мат наук **А. Д. Панов**

УДК 524.1

## ИЗОТОПЫ ЛИТИЯ И БЕРИЛЛИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ РАМЕЛА

© 2023 г. Э. А. Богомолов<sup>1, \*</sup>, Г. И. Васильев<sup>1</sup>, В. Менн<sup>2</sup>, О. Адриани<sup>3, 4</sup>, Г. А. Базилевская<sup>5</sup>, Дж. Барбарино<sup>6, 7</sup>, Р. Белотти<sup>8, 9</sup>, М. Боецио<sup>11</sup>, В. Бонвичини<sup>11</sup>, М. Бонджи<sup>3, 4</sup>, С. Боттаи<sup>4</sup>, А. Бруно<sup>8, 9</sup>, А. Вакки<sup>11, 12</sup>, Е. Ваннуччини<sup>4</sup>, С. А. Воронов<sup>10</sup>, А. М. Гальпер<sup>10</sup>, К. Де Сантис<sup>13, 14</sup>, В. Ди Феличе<sup>13, 15</sup>, Дж. Зампа<sup>11</sup>, Н. Зампа<sup>11</sup>, М. Казолино<sup>13</sup>, Д. Кампана<sup>7</sup>, П. Карлсон<sup>16</sup>, Г. Каstellини<sup>17</sup>, Ф. Кафанья<sup>9</sup>, А. А. Квашнин<sup>5</sup>, А. Н. Квашнин<sup>5</sup>, С. А. Колдобский<sup>10</sup>, И. А. Лагойда<sup>10</sup>, А. А. Леонов<sup>10</sup>, А. Г. Майоров<sup>10</sup>, В. В. Малахов<sup>10</sup>, М. Мартуччи<sup>14, 18</sup>, Л. Марчелли<sup>14</sup>, М. Мерге<sup>13, 14</sup>, В. В. Михайлов<sup>10</sup>, Е. Моккьютти<sup>11</sup>, А. Монако<sup>8, 9</sup>, Н. Мори<sup>4</sup>, Р. Мунины<sup>11, 19</sup>, Дж. Остериа<sup>7</sup>, Б. Панико<sup>7</sup>, П. Папини<sup>4</sup>, П. Пикоцца<sup>13, 14</sup>, М. Риччи<sup>18</sup>, С. Риччиарини<sup>4</sup>, М. Симон<sup>2</sup>, Р. Спарволи<sup>13, 14</sup>, П. Спиллантини<sup>3, 4</sup>, Ю. И. Стожков<sup>5</sup>, Ю. Т. Юркин<sup>10</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук”, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Университет Зиген, Зиген, Германия

<sup>3</sup>Университет Флоренции, факультет физики, Флоренция, Италия

<sup>4</sup>Национальный институт ядерной физики, Филиал во Флоренции, Флоренция, Италия

<sup>5</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>6</sup>Неаполитанский университет имени Фридриха II, факультет физики, Неаполь, Италия

<sup>7</sup>Национальный институт ядерной физики, Филиал в Неаполе, Неаполь Италия

<sup>8</sup>Университет Бари, факультет физики, Бари, Италия

<sup>9</sup>Национальный институт ядерной физики, Филиал в Бари, Бари, Италия

<sup>10</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ””, Москва, Россия

<sup>11</sup>Национальный институт ядерной физики, Филиал в Триесте, Триест, Италия

<sup>12</sup>Университет Удине, факультет математики и информатики, Триест, Италия

<sup>13</sup>Национальный институт ядерной физики, Филиал в Риме “Tor Vergata”, Рим, Италия

<sup>14</sup>Университет Рима “Tor Vergata”, факультет физики, Рим, Италия

<sup>15</sup>Итальянское космическое агентство, Центр научной информации, Рим, Италия

<sup>16</sup>Королевский технологический институт, факультет физики

и Центр физики космических частиц имени Оскара Кляйна, Стокгольм, Швеция

<sup>17</sup>Институт прикладной физики “Nello Carrara”, Флоренция, Италия

<sup>18</sup>Национальная лаборатория INFN в Фраскати, Рим, Италия; Фраскати, Италия

<sup>19</sup>Университет Триеста, Триест, Италия

\*E-mail: Edward.Bogomolov@gmail.com

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Выполнен анализ изотопного состава ядер Li и Be в диапазоне жесткостей 1–5 ГВ (энергии ядер 0.1–1.5 ГэВ/нуклон) с использованием полетных данных эксперимента РАМЕЛА 2006–2014 гг. о жесткости регистрируемых ядер и их скорости (времяпролетный анализ и ионизационные потери в многослойном калориметре прибора). Новые результаты эксперимента РАМЕЛА расширяют энергетический диапазон предшествующих измерений, согласуются с существующими немногочисленными результатами и указывают на коррелированные отклонения соотношений изотопов ядер Li и Be от данных GALPROP для ГКЛ, которые можно интерпретировать как свидетельство наблюдения вклада нескольких близких локальных источников на фоне галактических космических лучей. Результаты дополнительного анализа прецизионных данных спектрометра AMS-02 по спектрам позитронов, антипротонов, вторичных ядер Li, Be и В указывают на коррелированные подъемы интенсивности при жесткостях ~50–1000 ГВ, которые можно также связать с локальными источниками. Вклад локальных источников на фоне галактических космических лучей оценен на уровне десятков процентов при жесткостях 1–5 ГВ и на уровне единиц процентов при жесткостях 50–1000 ГВ.

DOI: 10.31857/S0367676523701594, EDN: ONCAHM

## ВВЕДЕНИЕ

В космическом эксперименте PAMELA впервые обнаружены [1] источники позитронов с энергией свыше нескольких десятков ГэВ, вероятно связанные с генерацией пар  $e^+$ ,  $e^-$  вблизи пульсаров в остатках близких (~сотни парсек) сверхновых (SNR) [2]. Потоки этих позитронов на порядки выше фона от галактических космических лучей (ГКЛ). Подобные объекты могут быть также источниками ядер и их поиск возможен, в частности, путем анализа отклонений изотопного состава ядер от ожидаемого в ГКЛ из-за различия условий распространения ядер. Скорее всего, потоки ядер, наблюдаемые в ГКЛ, являются смесью ГКЛ и КЛ от локальных источников (ЛИ), которые могут возникать за счет ядерных взаимодействий ГКЛ с веществом SNR [3], либо генерироваться там за счет энергетики пульсаров. Предварительный изотопный анализ ядер Li и Be в гауссовом приближении был проведен нами в 2018 г. [4]. В условиях собранной в эксперименте PAMELA статистики ядер Li и Be использование стандартных методов анализа изотопов показало ограниченность их применения [5]. В настоящем описываемом анализе использованы новые, нестандартные подходы, разработанные в ФТИ РАН.

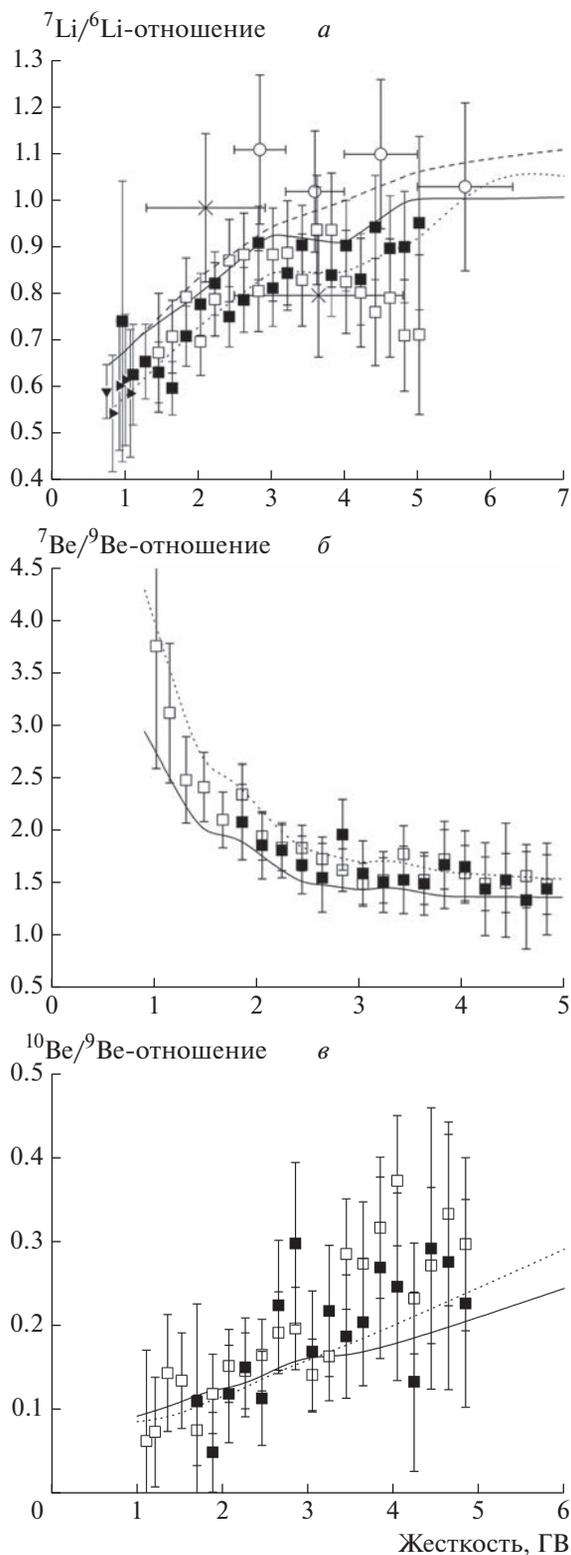
## МЕТОД АНАЛИЗА

Для изотопного анализа отбираются события, прошедшие без ядерных взаимодействий через времяпролетную систему (TOF) и больше 5 слоев вольфрама в калориметре спектрометра PAMELA. Анализ изотопов проводился параллельно одновременно в университете г. Зиген (Германия) с использованием стандартных современных математических методов и в ФТИ с использованием собственного подхода [4]. В условиях хорошей статистики при анализе изотопов ядер H и He результаты были в прекрасном согласии. При анализе изотопов ядер Li и Be в условиях ограниченной статистики обнаружилась ограниченность стандартного подхода [5]. Наряду с отличием экспериментальных распределений от гауссовых, GEANT4 моделирование давало завышенный эффект от рассеяний ядер. Расчетное положение пиков изотопов и FWHM в распределениях по массе и потерях энергии в калориметре согласуется с полетными данными. Для разрешения проблемы в области перекрытия спектров изотопов в ФТИ были впервые использованы распределения, полученные из полетных данных. При селекции изотопов ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  отдельно использовались правые и левые ветви суммарного распределения  ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li}$ . При селекции ядер  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^9\text{Be}$  аналогично использовались распределения  ${}^6\text{Li} + {}^7\text{Li}$

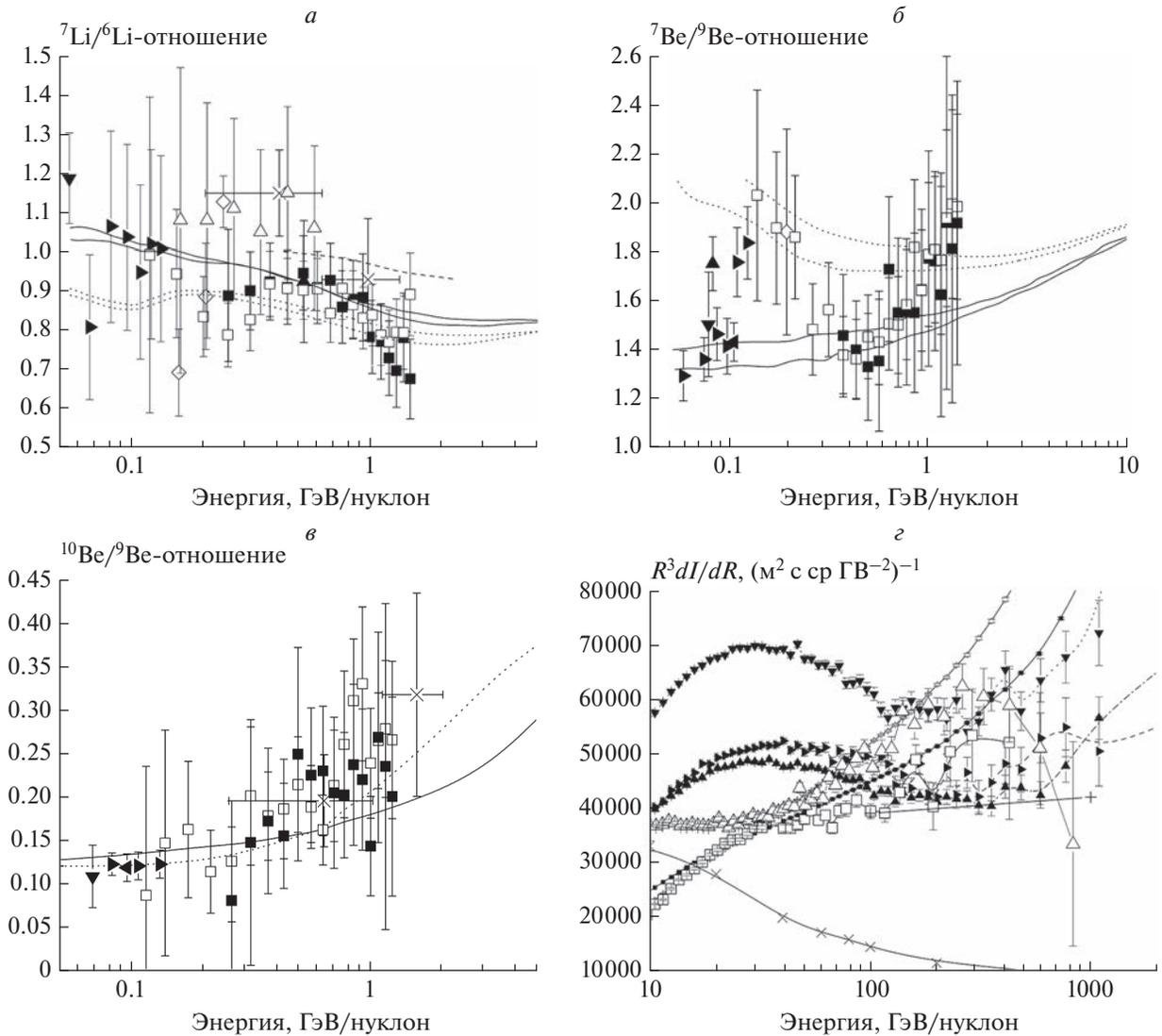
и  ${}^{10}\text{B} + {}^{11}\text{B}$ , при этом результаты анализа менялись мало. В настоящей работе использован этот подход и полученные результаты вероятно наиболее реалистичны. Такой подход проверен до поиска ядер  ${}^{14}\text{C}$  и дал разумные результаты [6].

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В результате анализа полетных данных эксперимента PAMELA в диапазоне жесткостей  $\sim 1\text{--}5$  ГВ с шагом по жесткости 0.2 ГВ получены отношения  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}/{}^9\text{Be}$  и  ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$ , представленные на рис. 1а–1в. Данные позволяют получить спектры изотопов Li и Be в зависимости от жесткости, преобразовать их в энергетические спектры и получить отношения  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}/{}^9\text{Be}$  и  ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$  в зависимости от энергии, представленные на рис. 2а–2в. Результаты анализа полетных данных эксперимента PAMELA 2006–2014 гг. для изотопов Li и Be в Космических Лучах (КЛ) дают отклонение от предсказаний для соотношений этих изотопов в ГКЛ и могут указывать на присутствие дополнительного низкоэнергетического компонента предположительно из Локальных источников, таких как близкие SNR. Отклонения от предсказаний GALPROP для ГКЛ наблюдаются для отношений  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}/{}^9\text{Be}$  в областях  $\sim 0.1\text{--}0.4$  и  $0.7\text{--}1.4$  ГэВ/нуклон или  $\sim 1\text{--}2$  и  $\sim 3.5\text{--}5$  ГВ. Отклонения могут достигать  $\sim 30\text{--}40\%$  и вряд ли связаны со статистическими флуктуациями. Отклонения отношения  ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$  от предсказаний наблюдаются в областях  $\sim 0.5\text{--}0.7$  и  $\sim 0.8\text{--}1.3$  ГэВ/нуклон или 2.4–3 и  $\sim 3.2\text{--}5$  ГВ. Данные экспериментов PAMELA и AMS-02 для изотопов H, He и, возможно, антипротонов также могут указывать на подобные “волны” отклонений при жесткостях до 5 ГВ. В области высоких жесткостей свыше  $\sim 50$  ГВ, согласно нашему анализу прецизионных данных AMS-02 [7], при жесткостях порядка 60, 100, 160 и 300 ГВ также наблюдается корреляция возрастных (“волн”) потоков позитронов, антипротонов, вторичных ядер Li, Be и B, которая представлена на рис. 2г. Коррелированное положение небольших подъемов интенсивностей указывает на единую природу их происхождения, а их положение возможно связано с возрастом SNR. Можно попробовать оценить масштаб вклада локальных источников в ГКЛ при жесткостях  $\sim 0.1\text{--}1$  ТВ. Для антипротонов с жесткостями выше 100 ГВ эффект оценивается на уровне  $\sim 6\%$  над фоном от ГКЛ, и связан, вероятно, с вторичной природой их генерации, причем генерация антипротонов в SNR составляет только  $\sim 2\%$  от генерации позитронов.



**Рис. 1.**  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ -отношения в зависимости от жесткости ядер (а):  $\square$  – PAMELA, TOF,  $\blacksquare$  – PAMELA, калориметр,  $\blacktriangleright$  – CRIS (ACE),  $\blacktriangledown$  – VOYAGER,  $\circ$  – AMS-01, 1998, 600 МВ [8],  $\times$  – ISOMAX98, 1998, баллон [9]; расчеты, солнечный минимум (500 МВ): линия – Moskalenko I.V. et al. (2003) ГКЛ [3], пунктир – Moskalenko I.V. et al. (2003) локальные источники [3], штрих-пунктир – AMS-01 [8].  ${}^7\text{Be}/{}^9\text{Be}$ -отношения в зависимости от жесткости ядер (б):  $\square$  – PAMELA, TOF,  $\blacksquare$  – PAMELA, калориметр; расчеты, солнечный минимум (500 МВ): линия – Moskalenko I.V. et al. (2003) ГКЛ [3], пунктир – Moskalenko I.V. et al. (2003) локальные источники [3].  ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$ -отношения в зависимости от жесткости ядер (в):  $\square$  – PAMELA, TOF,  $\blacksquare$  – PAMELA, калориметр; расчеты, солнечный минимум (500 МВ): линия – Moskalenko I.V. et al. (2003) ГКЛ [3], пунктир – Moskalenko I.V. et al. (2003) локальные источники [3].



**Рис. 2.**  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ -отношения в зависимости от энергии ядер (а):  $\square$  – PAMELA, TOF,  $\blacksquare$  – PAMELA, калориметр,  $\blacktriangleright$  – CRIS (ACE),  $\blacktriangledown$  – VOYAGER,  $\diamond$  – NH, баллон,  $\blacktriangle$  – UC, Berkley,  $\times$  – ISOMAX98, 1998, баллон [9],  $\Delta$  – PAMELA [5]; расчеты, солнечный минимум (500 MB): линия – Moskalenko I.V. et al. (2003) ГКЛ [3], пунктир – Moskalenko I.V. et al. (2003) локальные источники [3], штрих-пунктир – AMS-01 [8].  ${}^7\text{Be}/{}^9\text{Be}$ -отношения в зависимости от энергии ядер (б):  $\square$  – PAMELA, TOF,  $\blacksquare$  – PAMELA, калориметр,  $\blacktriangleright$  – CRIS (ACE),  $\blacktriangle$  – IMP-7,8,  $\blacktriangledown$  – VOYAGER,  $\blacktriangleleft$  – ULYSSES,  $\diamond$  – NH, баллон; расчеты, солнечный минимум (500 MB): линия – Moskalenko I.V. et al. (2003) ГКЛ [3], пунктир – Moskalenko I.V. et al. (2003) локальные источники [3].  ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$ -отношения в зависимости от энергии ядер (в):  $\square$  – PAMELA, TOF,  $\blacksquare$  – PAMELA, калориметр,  $\blacktriangleright$  – CRIS (ACE),  $\blacktriangledown$  – VOYAGER,  $\blacktriangleleft$  – ULYSSES,  $\times$  – ISOMAX98, 1998, баллон [9]; расчеты, солнечный минимум (500 MB): линия – Moskalenko I.V. et al. (2003) ГКЛ [3], пунктир – Moskalenko I.V. et al. (2003) локальные источники [3]. Спектры ядер AMS-02 [7] (г):  $\blacksquare$  – протоны,  $\diamond$  – He ( $\times 5$ ),  $\square$  – антипротоны ( $\times 5000$ ),  $\Delta$  – позитроны ( $\times 3000$ ),  $\blacktriangledown$  – Li ( $\times 2000$ ),  $\blacktriangleright$  – Be ( $\times 3000$ ),  $\blacktriangle$  – B ( $\times 1000$ ); расчеты:  $\times$  – позитроны ГКЛ ( $\times 3000$ ),  $+$  – антипротоны ГКЛ ( $\times 5000$ ) [7].

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Обнаруженные при анализе данных эксперимента PAMELA для изотопов Li и Be при жесткостях  $\sim 1\text{--}5$  ГВ отклонения изотопного состава от ожидаемого для ГКЛ являются вероятным указанием на вклад локальных источников с эффектом на уровне десятков процентов. Анализ данных

AMS-02 при жесткостях  $\sim 50\text{--}1000$  ГВ для позитронов, антипротонов и вторичных ядер Li, Be и B указывает на коррелированные подъемы интенсивности с эффектом на уровне единиц процентов от ГКЛ, которые могут быть связаны с процессами в близких SNR обычной вторичной природы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // Nature. 2009. V. 458. No. 7238. P. 607.
2. *Petrov A.E., Bykov A.M., Osipov S.M.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1697. Art. No. 012002.
3. *Moskalenko I.V., Strong A.W., Mashnik S.G. et al.* // arXiv: astro-ph/0306349. 2003.
4. *Богомолов Э.А., Васильев Г.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1066; *Bogomolov E.A., Vasilyev G.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 967.
5. *Menn W., Bogomolov E.A., Simon M. et al.* // Astrophys. J. 2018. V. 862. No. 2. P. 141.
6. *Богомолов Э.А., Васильев Г.И., Менн В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 466; *Bogomolov E.A., Vasilyev G.I., Menn W.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 341.
7. *Aguilar M., Ali Cavasonza L., Ambrosi G. et al.* // Phys. Reports. 2021. V. 894. P. 1.
8. *Aguilar M., Alcaraz J., Allaby J. et al.* // Astrophys. J. 2010. V. 724. P. 329.
9. *Hams T., Barbier L.M., Bremerich M. et al.* // Astrophys. J. 2004. V. 611. P. 892.

## Lithium and beryllium isotopes in the PAMELA experiment

**E. A. Bogomolov<sup>a,\*</sup>, G. I. Vasilyev<sup>a</sup>, W. Menn<sup>b</sup>, O. Adriani<sup>c,d</sup>, G. A. Bazilevskaya<sup>e</sup>, G. C. Barbarino<sup>f,g</sup>, R. Bellotti<sup>h,i</sup>, M. Boezio<sup>k</sup>, V. Bonvicini<sup>k</sup>, M. Bongio<sup>c,d</sup>, S. Bottai<sup>d</sup>, A. Bruno<sup>h,i</sup>, A. Vacchi<sup>k,l</sup>, E. Vannuccini<sup>d</sup>, S. A. Voronov<sup>j</sup>, A. M. Galper<sup>i</sup>, C. De Santis<sup>m,n</sup>, V. Di Felice<sup>n,o</sup>, G. Zampa<sup>k</sup>, N. Zampa<sup>k</sup>, M. Casolino<sup>m</sup>, D. Campana<sup>g</sup>, P. Carlson<sup>p</sup>, G. Castellini<sup>q</sup>, F. Cafagna<sup>i</sup>, A. A. Kvashnin<sup>e</sup>, A. N. Kvashnin<sup>e</sup>, S. A. Koldobskiy<sup>j</sup>, I. A. Lagoida<sup>j</sup>, A. A. Leonov<sup>j</sup>, A. G. Mayorov<sup>j</sup>, V. V. Malakhov<sup>j</sup>, M. Martucci<sup>n,r</sup>, L. Marcelli<sup>n</sup>, M. Merge<sup>m,n</sup>, V. V. Mikhailov<sup>j</sup>, E. Mocchiutti<sup>k</sup>, A. Monaco<sup>h,i</sup>, N. Mori<sup>d</sup>, R. Munini<sup>k,s</sup>, G. Osteria<sup>g</sup>, B. Panico<sup>g</sup>, P. Papini<sup>d</sup>, P. Picozza<sup>m,n</sup>, M. Ricci<sup>r</sup>, S. B. Ricciarini<sup>d</sup>, M. Simon<sup>b</sup>, R. Sparvoli<sup>m,n</sup>, P. Spillantini<sup>c,d</sup>, Y. I. Stozhkov<sup>e</sup>, Y. T. Yurkin<sup>i</sup>**

<sup>a</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg, 194021 Russia*

<sup>b</sup>*University Siegen, Siegen, 57068 Germany*

<sup>c</sup>*University of Florence, Department of Physics, Florence, 50019 Italy*

<sup>d</sup>*INFN, Sezione di Florence, Florence, 50019 Italy*

<sup>e</sup>*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

<sup>f</sup>*University of Naples "Federico II", Department of Physics, Naples, 80126 Italy*

<sup>g</sup>*INFN, Sezione di Naples, Naples, 80126 Italy*

<sup>h</sup>*University of Bari, Department of Physics, Bari, 70126 Italy*

<sup>i</sup>*INFN, Sezione di Bari, Bari, 70126 Italy*

<sup>j</sup>*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

<sup>k</sup>*INFN, Sezione di Trieste, Trieste, 34149 Italy*

<sup>l</sup>*University of Udine, Department of Mathematics and Informatics, Udine, 33100 Italy*

<sup>m</sup>*INFN, Sezione di Rome "Tor Vergata", Rome, 00133 Italy*

<sup>n</sup>*University of Rome "Tor Vergata", Department of Physics, Rome, 00133 Italy*

<sup>o</sup>*Agenzia Spaziale Italiana, Science Data Center, Rome, 00133 Italy*

<sup>p</sup>*KTH Royal Institute of Technology, Department of Physics and the Oskar Klein Centre for Cosmoparticle Physics, AlbaNova University Centre, Stockholm, 10691 Sweden*

<sup>q</sup>*IFAC, Florence, 50019 Italy*

<sup>r</sup>*INFN, Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati, 00044 Italy*

<sup>s</sup>*University of Trieste, Department of Physics, Trieste, 34147 Italy*

\*e-mail: Edward.Bogomolov@gmail.com

Using PAMELA flight data for 2006–2014 on the rigidity of detected nuclei and their velocity (time-of-flight analysis and ionization losses in the multilayer calorimeter of the device), a new analysis of the isotopic composition of Li and Be nuclei in the rigidity range 1–5 GV (nuclear energies 0.1–1.5 GeV/nucleon) was carried out. The new PAMELA data expand the energy range of previous measurements, are consistent with the few existing measurements, and indicate correlated deviations of Li and Be isotope ratios from the GALPROP data for GCRs, which can be interpreted as evidence of the observation of contributions from several nearby local sources against the GCR background. The analysis of precision AMS-02 data on the spectra of positrons, antiprotons, secondary nuclei Li, Be, and B, also carried out in this work, indicates correlated increases in intensity at rigidities of ~50–1000 GV, which could be associated with local sources as well. We estimate the contribution of local sources against the GCR background at the level of tens of percent for rigidities of 1–5 GV and at the level of a few percent for rigidities of 50–1000 GV.

УДК 524.1

## ОРБИТАЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ: СТАТУС И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРОЕКТА “КЛПВЭ”

© 2023 г. А. А. Белов<sup>1, 2</sup>, П. А. Климов<sup>1, \*</sup>, С. А. Шаракин<sup>1</sup>,  
М. Ю. Зотов<sup>1</sup> от имени коллаборации JEM-EUSO

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Физический факультет, Москва, Россия

\*E-mail: pavel.klimov@gmail.com

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

“КЛПВЭ” (K-EUSO) – планируемый космический эксперимент, направленный на исследование космических лучей предельно высоких энергий путем регистрации с околоземной орбиты флуоресцентного и черенковского излучений широких атмосферных ливней в ночной атмосфере Земли. Обсерватория разрабатывается в рамках коллаборации JEM-EUSO. Порог регистрации составит около 50 ЭэВ, а годовая статистика событий – более 50. Миссия “КЛПВЭ” может существенно дополнить данные наземных экспериментов.

DOI: 10.31857/S0367676523701600, EDN: ONCCMD

### ВВЕДЕНИЕ

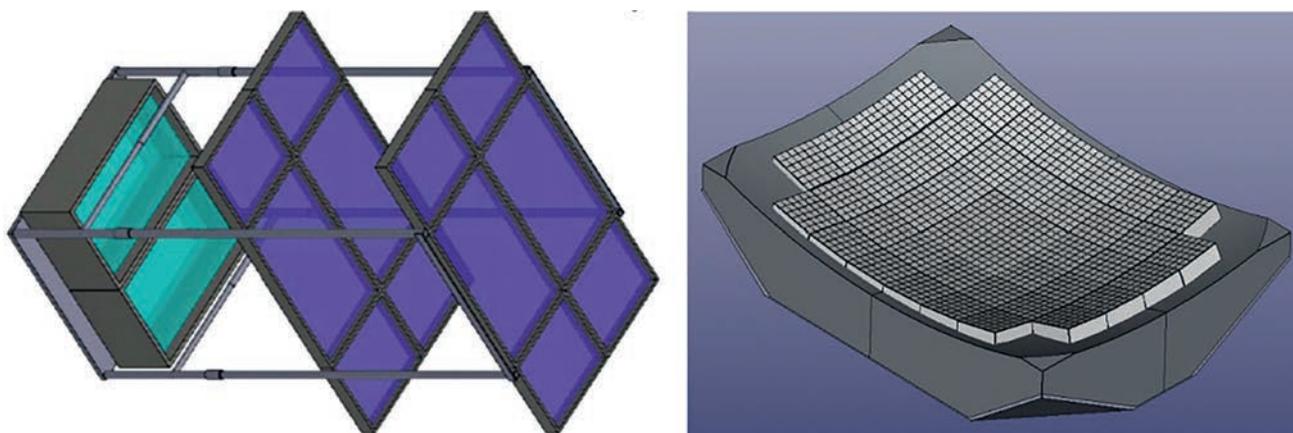
Несмотря на огромные усилия, предпринимаемые международным научным сообществом, уже почти 60 лет не удается решить одну из фундаментальных проблем современной астрофизики – загадку о природе и происхождении космических лучей предельно высоких энергий (КЛ ПВЭ). В этой области накоплен большой объем знаний, но, с одной стороны, результатов двух основных наземных экспериментов: Обсерватории Пьера Оже (РАО) [1], Telescope Array (ТА) [2] и их предшественников до сих пор недостаточно для решения указанной задачи, с другой – между ними имеются серьезные разногласия. Эти разногласия связаны как с характеристиками самого объекта исследования, в первую очередь, с крайне низким потоком КЛ ПВЭ, так и с ограничениями, обусловленными наземными исследованиями, а именно, тем, что наблюдениям с любой из существующих установок доступна лишь часть небесной сферы, и наибольшая экспозиция набирается в непересекающихся областях, так что проверка полученных в них результатов силами другого наземного эксперимента невозможна. Например, результаты РАО и ТА, относящиеся к энергетическому спектру космических лучей при самых высоких энергиях, показывают различия, которые

можно частично объяснить систематическими неопределенностями между двумя обсерваториями, но которые также могут иметь различный характер происхождения, например, статистические флуктуации или даже воздействие мощного источника в северном полушарии [3–7].

Орбитальный детектор с соответствующими техническими параметрами может совершить прорыв в данной области знаний за счет равномерной экспозиции всей небесной сферы и большой статистики регистрируемых событий.

### ОПИСАНИЕ АППАРАТУРЫ “КЛПВЭ”

Концепция эксперимента основана на детекторе зеркального типа, предложенном в НИИЯФ МГУ им. Скобельцына еще в 2001 г. [8]. С тех пор она прошла несколько этапов совершенствования, чтобы соответствовать как современным и меняющимся научным требованиям, так и технической реализуемости. В 2010 году проект был включен в долгосрочную программу научно-прикладных исследований на борту российского сегмента МКС. В 2012 г. был разработан большой зеркальный телескоп площадью 10 м<sup>2</sup> с фокусным расстоянием 3 м и полем зрения около 7.5° [9, 10]. Однако на этапе предварительного проектирова-



**Рис. 1.** Схема детектора “КЛПВЭ” с сегментированной преломляющей оптикой и прямоугольной апертурой (слева). 3D-модель фокальной поверхности, построенная из 44 фотодетекторных модулей (справа). Фотоприемник размещен в двух зеленых блоках, показанных на левой панели.

ния стало ясно, что параметры прибора (площадь обзора и качество изображения) не позволяют решить актуальные проблемы в области КЛ ПВЭ из-за слишком малой экспозиции данного варианта. Эти соображения инициировали разработку новой оптической системы с целью увеличения поля зрения, улучшения пространственного и углового разрешения и эффективности прибора. Для устранения внеосевой аберрации перед фотоприемником была введена дополнительная корректирующая линза Френеля. Были разработаны две версии детектора: Baseline и Multi-Eye Telescope System (METS) [11, 12]. Позднее эти конфигурации были преобразованы в конструкцию с еще более высокими характеристиками с оптической системой типа Шмидта [13].

Дальнейшие технико-экономические проработки показали трудности с доставкой и установкой прибора за пределами МКС в таком варианте. Было принято решение вернуться к варианту чисто линзовой оптики на основе наработок проекта JEM-EUSO [14], так как это позволяло обеспечить оптимальные массогабаритные характеристики оборудования.

В последней рассматриваемой конфигурации детектор состоит из преломляющей оптической системы с прямоугольной апертурой  $1400 \times 2400$  мм<sup>2</sup> (см. рис. 1). Такой размер обусловлен тем, что каждая отдельная рама в сложном состоянии должна иметь размеры менее  $1200 \times 700 \times 350$  мм и свободно проходить через грузовой люк ТКК “Прогресс”. Оптика состоит из двух оптических элементов (линз), фокусирующих свет на фокальную поверхность размером  $1300 \times 1000$  мм. Структура фокальной поверхности состоит из 44 фотоприемных модулей, аналогичных другим проектам JEM-EUSO, с общим числом каналов около  $10^5$ .

Оба оптических элемента телескопа выполнены в виде сферических линз Френеля, изготовленных из специального материала полиметилметакрилата (ПММА), прозрачного в ближнем УФ-диапазоне. Значительная оптическая сила таких линз создается специальными кольцевыми зонами поверхности Френеля, при этом даже при больших габаритах толщина линз оказывается небольшой, а масса всей системы умеренной. Материал ПММА-000 (продукт Mitsubishi Chemical Corporation) был выбран по нескольким причинам. Наряду с низкой плотностью (около  $1.2$  г/см<sup>3</sup>), обеспечивающей малый вес линзы, этот материал обладает рядом важных оптических свойств, в том числе слабой температурной зависимостью показателя преломления. Прозрачность ПММА-000 практически не изменяется при длительном воздействии атомарного кислорода (основного элемента остаточной атмосферы на высоте МКС) и протонов с энергией около 70 МэВ. На сегодняшний день несколько таких линз были изготовлены для проектов JEM-EUSO: баллонных экспериментов EUSO-Balloon [15] и EUSO-SPB1 [16] и космического эксперимента “УФ атмосфера” (Mini-EUSO) [17].

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ТЕЛЕСКОПА

Для последней конфигурации аппаратуры в программном пакете ESAF [18] было проведено моделирование для определения экспозиции, частоты и качества регистрации событий, а также исследования особенностей реконструкции. Расчет экспозиции производился методом Монте-Карло моделирования ШАЛ с разной энергией и направлениями прихода. Был смоделирован отклик детектора, находящегося на средней высоте

орбиты МКС, на несколько тысяч протонных ШАЛ с энергией первичной частицы в диапазоне от 10 до 300 ЭэВ для зенитных углов от 30° до 75°, попадающих равномерно в различные части поля зрения. При этом учитывались циклы дня и ночи, фаз луны, а также наличие в поле зрения облаков и искусственных источников света, аналогично методике [19].

Расчеты показали, что годовая экспозиция зависит от пороговой энергии регистрации и для “КЛПВЭ” выходит на плато в районе ~18000 км<sup>2</sup> · ср в год, что достигается при энергиях выше 100 ЭэВ (для сравнения с 5000–7000 км<sup>2</sup> · ср в год коллаборации Auger и TA × 4). Эффективность 50% достигается около 40 ЭэВ. Предполагаемая спектр Auger [20], ожидаемая частота событий КЛ ПВЭ оценивается примерно в 65 событий в год выше 50 ЭэВ, включая 4 события с энергиями выше 100 ЭэВ. Для сравнения коллаборация Pierre Auger Observatory регистрирует в среднем ~19 событий в год выше 50 ЭэВ. Угловое разрешение прибора детектора лежит в области 3°–7° при малых зенитных углах и улучшается до 1°–2° для квази-горизонтальных событий. С увеличением первичной энергии точность реконструкции возрастает. Разрешение по энергии варьируется от 20 до 35% при малых зенитных углах и повышается до 5–15% для квази-горизонтальных событий. Точность определения энергии также растет при увеличении энергии ШАЛ. Примерно 80% событий с энергиями 10<sup>20</sup> эВ и выше может быть реконструировано в автоматическом режиме.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках совместной работы с коллаборацией JEM-EUSO проведена оптимизация параметров научной аппаратуры проекта “КЛПВЭ”, разработана двухлинзовая оптическая система и проведено исследование работы орбитального телескопа. Показано, что возможна регистрация более 65 событий КЛ ПВЭ в год с энергией выше 50 ЭэВ при равномерной экспозиции по всему небу. Маловероятно, что проект будет реализован на борту МКС, как предполагалось ранее. Поэтому на данном этапе рассматривается возможный перенос аппаратуры на будущую Российскую орбитальную служебную станцию (РОСС) или реализация на автоматических космических аппаратах в стереорежиме, аналогично проекту РОЕММА [21]. Эта работа находится на самой начальной стадии и должны быть проведены дополнительные исследования, в частности учтены особенности орбит и других условий наблюдения в полярной области и в стереорежиме. Первая задача может быть решена с помощью данных, полученных в

проекте “ТУС”, орбита аппарата была полярной (как предполагается для РОСС) и были измерены фоновые условия в высоких широтах [22].

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pierre Auger Collaboration // NIM A. 2015. V. 798. P. 172.
2. Abbasi R., Abu-Zayyad T., Allen M. et al. // Proc. ICRC2021. V. 395. (Berlin, 2021). Art. No. 203.
3. Deligny O. // arXiv: 2001.08811. 2020.
4. Tsunesada Y., Abreu P., Aglietta M. et al. // Proc. ICRC2021. V. 395. (Berlin, 2021). Art. No. 337.
5. Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al. // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. No. 6. Art. No. 062005.
6. Hanlon W. // arXiv: 1908.01356. 2019.
7. di Matteo A., Anchordoqui L., Bister T. et al. // arXiv: 2111.12366. 2021.
8. Khrenov B.A., Panasyuk M.I., Alexandrov V.V. et al. // Proc. AIP Conf. 2001. V. 566. No. 1. P. 57.
9. Khrenov B.A., Alexandrov V.V., Bugrov D.I. et al. // Phys. Atom. Nuclei. 2004. V. 67. No. 11. P. 2058.
10. Garipov G.K. Alexandrov V.V., Bugrov D.I. // Proc. AIP Conf. 2001. V. 566. No. 1. P. 76.
11. Panasyuk M., Klimov P., Khrenov B. // Proc. ICRC2015. V. 236. (Hague, 2015). Art. No. 669.
12. Гарипов Г.К., Зотов М.Ю., Климов П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 358; Garipov G.K., Zotov M.Y., Klimov P.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 326.
13. Klimov P., Casolino M. et al. // Proc. ICRC2017. V. 301. (Busan, 2017). Art. No. 412.
14. Adams J.H., Ahmad S., Albert J.N. et al. // Exp. Astronomy. 2015. V. 40. No. 1. P. 19.
15. Adams J.H., Ahmad S., Albert J.N. et al. // Exp. Astronomy. 2015. V. 40. No. 1. P. 281.
16. Wiencke L., Olinto A. // Proc. ICRC2017. V. 301. (Busan, 2017). Art. No. 1097.
17. Capel F., Belov A., Casolino M., Klimov P. // Adv. Space Res. 2018. V. 62. No. 10. P. 2954.
18. Fenu F., Shinozaki K., Miyamoto H. et al. // arXiv: 1909.12012. 2019.
19. Adams J., Ahmad S., Albert J.-N. et al. // Astropart. Phys. 2013. V. 44. P. 76.
20. Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al. // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. No. 6. Art. No. 062005.
21. Olinto A.V., Krizmanic J., Adams J.H. et al. // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2021. V. 2021. No. 06. Art. No. 007.
22. Barghini D., Bertaina M., Cellino A. et al. // Adv. Space Res. 2022. V. 70. No. 9. P. 2734.

**Orbital detector of ultra-high-energy cosmic rays:  
status and prospects of the KLYPVE project**

**A. A. Belov<sup>a, b</sup>, P. A. Klimov<sup>a, \*</sup>, S. A. Sharakin<sup>a</sup>,  
M. Yu. Zotov<sup>a</sup> on behalf of the JEM-EUSO collaboration**

<sup>a</sup>*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia*

<sup>b</sup>*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia*

*\*e-mail: pavel.klimov@gmail.com*

KLYPVE (K-EUSO) is a planned space experiment aimed at studying ultra-high-energy cosmic rays by detecting fluorescent and Cherenkov radiation from extensive air showers in the Earth's night atmosphere from near-Earth orbit. The observatory is being developed as a part of the JEM-EUSO program. The registration threshold will be about 50 EeV, and the annual statistics of events will be more than 50. The KLYPVE mission can significantly supplement the data of ground-based experiments.

УДК 524.1-352

## ПОТОКИ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИНДЕКСЫ РЕДКИХ И ОБИЛЬНЫХ ЯДЕР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОГО ЭКСПЕРИМЕНТА НУКЛОН

© 2023 г. И. А. Кудряшов<sup>1</sup> \*, А. Н. Турундаевский<sup>1</sup>, Д. Е. Карманов<sup>1</sup>, И. М. Ковалев<sup>1</sup>,  
А. А. Курганов<sup>1</sup>, А. Д. Панов<sup>1</sup>, Д. М. Подорожный<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

\*E-mail: [ilya.kudryashov.85@gmail.com](mailto:ilya.kudryashov.85@gmail.com)

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

В ходе обработки данных, полученных в космическом эксперименте НУКЛОН, получены результаты, имеющие важное астрофизическое значение. С помощью пакета GALPROP решена обратная задача распространения КЛ от источника (близкой сверхновой) до наблюдателя, построен покомпонентный спектр в источнике, показано, что в источнике наблюдается систематическое изменение степенного индекса (наклона спектра), что может быть интерпретировано как неполная ионизация космических лучей в момент ускорения на фронте ударной волны сверхновой. При анализе спектров по магнитной жесткости изучены потоки ядер азота и суммарный спектр редких ядер с нечетными зарядами от 9 до 19 (F, Na, Al, P, Cl, K). Построены отношения потоков нечетных и четных ядер. Обнаружено, что спектр редких нечетных ядер более жесткий, чем спектр обильных четных ядер ( $Z = 10-20$ ) в области магнитных жесткостей 300–10 000 ГВ.

DOI: 10.31857/S0367676523701612, EDN: ONDZKB

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование химического состава и энергетического спектра галактических КЛ дает важную информацию о физике галактических источников космических лучей-сверхновых звезд. Наблюдаемые у земли спектры ГКЛ существенно отличаются от спектров в источниках, так как транспорт галактических космических лучей с жесткостью меньше 100 ТВ имеет диффузионный характер, с коэффициентом диффузии, зависящим от жесткости. При этом отдельным важным вопросам являются возможные отличия спектров обильных и редких ядер. Для изучения спектров источников необходимо решить обратную задачу распространения КЛ через галактическую межзвездную среду.

### РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Для решения обратной задачи распространения были использованы результаты моделирования широко известного пакета GALPROP, в котором задача решается в прямом приближении [1]. При этом был использован набор параметров

диффузионной модели распространения, полученный коллективом коллаборации HELMOD на основе Монте-Карло моделирования [2].

Пакет GALPROP рассчитывает транспорт частиц в приближении изотропной диффузии, где диффузионный коэффициент  $D$  зависит от магнитной жесткости следующим образом

$$D = D_0(R/R_0)^d. \quad (1)$$

Из-за того, что характеристической величиной для механизмов распространения КЛ является магнитная жесткость, а в космических экспериментах измеряется энергия на частицу, энергетический диапазон измерений одного эксперимента недостаточен для построения модели. Поэтому для расширения диапазона экспериментальных данных в анализ включены два эксперимента – НУКЛОН [3–5] (два метода измерений – кинематический и классический калориметр) и АТИК [6]. Совместный анализ данных различных экспериментов ранее применялся в [7].

Для решения задачи перехода от наблюдаемому в локальном окружении спектра к спектру в источнике использовалась следующая методика:



**Рис. 1.** Зависимость показателя спектра в источнике от наблюдаемого показателя спектра для фиксированных значений  $D_0$  и  $\delta$ .

— для каждого  $D_0$  и  $\delta$  из уравнения 1 в диапазоне трех стандартных отклонений от полученной методом Монте-Карло величины строилось семейство наблюдаемых спектров с различным показателем наклона спектра в источнике ( $\gamma_{star}$ );

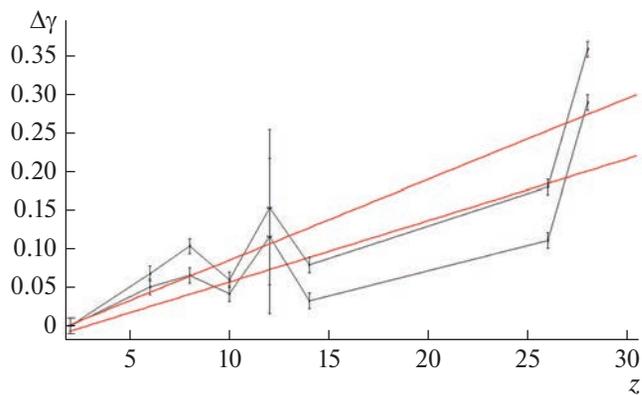
— область, соответствующая диапазону экспериментальных данных, аппроксимировалась степенной зависимостью, где показатель наклона — свободный параметр;

— для каждого такого семейства получалась зависимость наклона спектра в источнике от наклона наблюдаемого спектра, полученная зависимость аппроксимировалась прямой, и зная наблюдаемый наклон спектра из уравнения прямой можно получить спектр в источнике.

Зависимость показателя спектра в источнике от наблюдаемого показателя представлена на рис. 1 для фиксированных параметров модели. Подобное моделирование было проведено для всех обильных ядер и получены наклоны спектров КЛ в источнике. Полученные значения очень чувствительны к параметрам модели распространения КЛ — прежде всего  $D_0$  и  $\delta$ .

Зависимость от параметра  $\delta$  ожидаема и предсказывается упрощенной моделью распространения Leaky box [8], зависимость же от  $D_0$  можно наблюдать только в диффузионной модели распространения, Leaky box же к ней не чувствителен. Для уменьшения систематической неопределенности построена разность показателей наклона спектров гелия и остальных обильных элементов в измеряемом диапазоне  $D_0$  и  $\delta$ .

На рис. 2 показана разница между показателем наклона спектра гелия и остальных обильных первичных ядер, включая никель. Статистические ошибки пересчитаны из ошибок измеренного наклона спектров, верхняя и нижняя кривая



**Рис. 2.** Зависимость  $\Delta\gamma$  от заряда ядра.

соответствуют соотношению  $D_0$  и  $\delta$ , при которых вычисляемая разница минимальна и максимальна соответственно. Им соответствуют две линейные аппроксимации, более пологая имеет наклон  $6.9 \cdot 10^{-3} \pm 5 \cdot 10^{-5}$  ( $\Delta\gamma/Z$ ). Таким образом прямая зависимость показателя наклона спектра в источнике от заряда ядра космических лучей в диапазоне от 25 до 1500 ГВ статистически обеспечена как минимум на уровне 9 стандартных отклонений.

Этот результат подтверждает ранее полученное наблюдение коллаборации АТИС [6]. Также указание на этот эффект получено по данным AMS-02 и HEAO-3-C2 [9] после учета солнечной модуляции в пакете HelMod.

Полученный результат можно интерпретировать несколькими способами:

— как особенность среды вокруг сверхновой, в которой происходит ускорение. Такая среда может быть обогащена тяжелыми элементами от звездного ветра перед взрывом сверхновой. Эффект тогда обусловлен радиальным наслоением различных элементов [10, 11];

— как неполную ионизацию тяжелых ядер космических лучей при ускорении на ударных волнах при взрывах сверхновых звезд;

— как зависимость эффективности инжекции в процессе ускорения от соотношения  $A/Z$  [12].

Полученный с высокой статистической достоверностью для всех ядер классического нуклеосинтеза, результат позволит существенно уточнить механизмы взрыва сверхновых звезд и последующего ускорения КЛ на ударных волнах, проецируемых этими взрывами.

## СПЕКТРЫ РЕДКИХ ЯДЕР

При анализе информации, полученной в эксперименте НУКЛОН, возникает вопрос, отличаются ли спектры редких и обильных ядер. Как

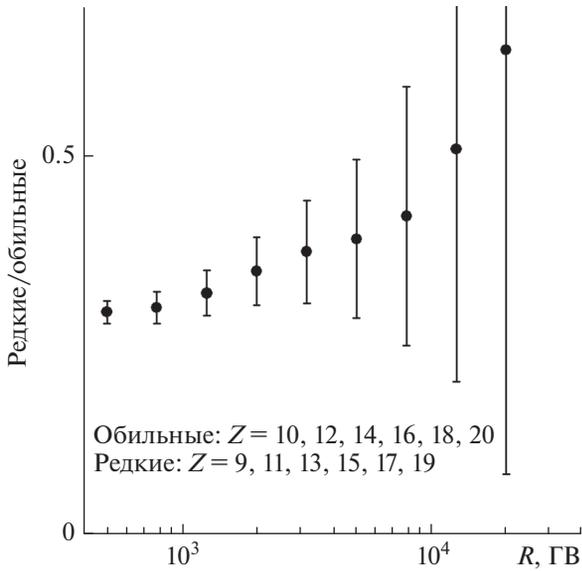


Рис. 3. Отношение спектров редких и обильных ядер.

правило, обильными являются ядра с четным зарядом, начиная с углерода, редкими – нечетные ядра (азот, фтор и т.д.). Естественно, искать возможные различия спектров в шкале по магнитной жесткости. Сложность работы со спектрами редких ядер заключается в том, что из-за конечного зарядового разрешения возможна перекачка из соседних обильных ядер. Поэтому пришлось использовать более жесткие критерии для идентификации ядер: отбирались только ядра с  $Z = Z_0 \pm 0.4$ .

Для увеличения статистики сравнивались суммарные потоки редких ядер с зарядами 9, 11, 13, 15, 17, 19 и обильных ядер с зарядами 10, 12, 14, 16, 18, 20. Полученное отношение спектров представлено на рис. 3. Это отношение растет с ростом магнитной жесткости, что говорит о более жестком спектре редких ядер. Однако статистические ошибки велики и требуется более детальный анализ для определения статистической обеспеченности. При различных порогах по магнитной жесткости методом максимального правдоподобия определялся показатель спектра как для редких, так и для обильных ядер. На рис. 4 представлены распределения по абсолютной величине показателя интегрального спектра для порогов 400 и 4000 ГВ. Оказалось, что показатели спектра обильных и редких ядер при пороге по магнитной жесткости 400 ГВ равны  $2.34 \pm 0.015$  и  $2.24 \pm 0.025$  соответственно. Таким образом, разница показателей на уровне 3.4 $\sigma$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный анализ экспериментальных данных показал наличие неизвестных ранее эффектов в спектрах космических лучей. Обнаружена прямая зависимость показателя наклона спектра в источнике от заряда ядра космических лучей в диапазоне от 25 до 1500 ГВ, с использованием пакета GALPROP сделаны оценки спектров в источниках. Показано отличие спектров редких и обильных ядер, спектр редких нечетных ядер более жесткий.

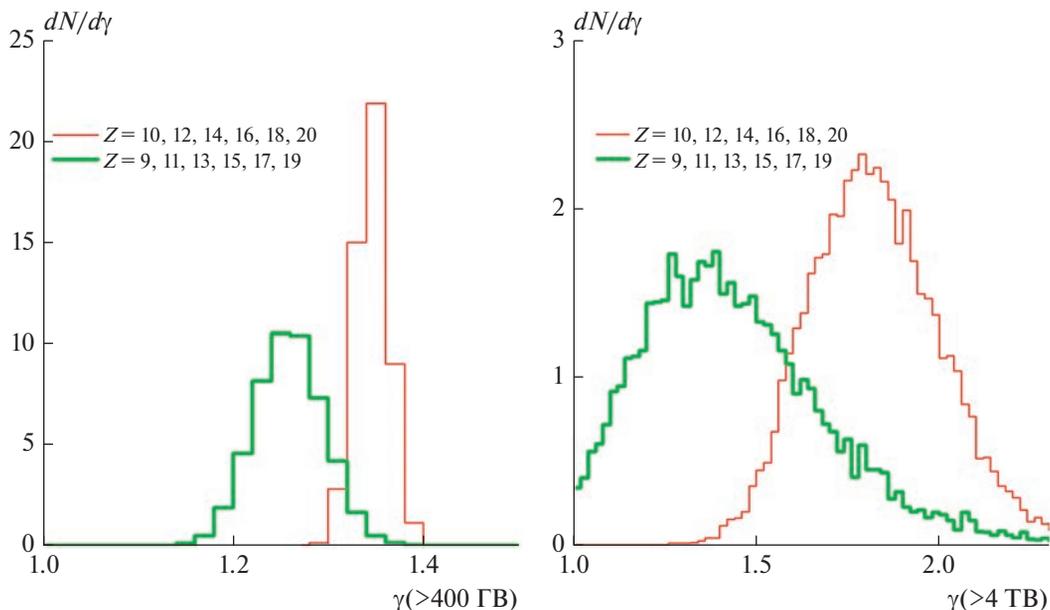


Рис. 4. Распределения восстановленных показателей интегрального спектра для порогов 400 и 4000 ГВ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://galprop.stanford.edu>.
2. <https://www.helmod.org/index.php>.
3. Турундаевский А.Н., Васильев О.А., Карманов Д.Е. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 478; *Turundaevskiy A.N., Vasiliev O.A., Karmanov D.E. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 353.
4. Аткин Э.В., Булатов В.Л., Васильев О.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1077; *Atkin E.V., Bulatov V.L., Vasiliev O.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 977.
5. Панов А.Д., Аткин Э.В., Булатов В.Л. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1080; *Panov A.D., Atkin E.V., Bulatov V.L. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 980.
6. Панов А.Д., Зацепин В.И., Сокольская Н.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 318; *Panov A.D., Zatsepin V.I., Sokolskaya N.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 285.
7. Кудряшов И.А., Ковалев И.М., Курганов А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 508; *Kudryashov I.A., Kovalev I.M., Kurganov A.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 379.
8. Ptuskin V, Strelnikova O., Sveshnikova L. // Proc. 31st ICRC (Łodz, 2009). P. 593.
9. Boschini M.J., Della Torre S., Gervasi M. et al. // *Astrophys. J.* 2018. V. 858. P. 61.
10. Ohira Y., Ioka K. // *Astrophys. J. Lett.* 2011. V. 729. P. L13.
11. Ohira Y., Kawanaka N., Ioka K. // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93. Art. No. 083001.
12. Malkov M.A. // *Phys. Rev. E.* 1998. V. 58. P. 4911.

### Fluxes and spectral indices of rare and abundant nuclei of cosmic rays according to the data of the NUCLEON satellite experiment

I. A. Kudryashov<sup>a, \*</sup>, A. N. Turundaevskiy<sup>a</sup>, D. E. Karmanov<sup>a</sup>, I. M. Kovalev<sup>a</sup>,  
A. A. Kurganov<sup>a</sup>, A. D. Panov<sup>a</sup>, D. M. Podorozhny<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia*

*\*e-mail: ilya.kudryashov.85@gmail.com*

During the processing of the data obtained in the space experiment NUCLEON, results were obtained that were of significant astrophysical importance. Using the GALPROP package, the inverse problem of the propagation of cosmic rays from the source (close Supernovae) to the observer was solved, a component spectrum was calculated at the source. It was shown that a systematic change in the power index (slope of the spectrum) was observed at the source, which can be interpreted as incomplete ionization of cosmic rays now of acceleration at the front of the supernova shock wave. Magnetic rigidity spectra analysis was applied for nitrogen nuclei fluxes and the total spectrum of rare nuclei with odd charges from 9 to 19 (F, Na, Al, P, Cl, K). Ratios of odd and even nuclei fluxes are calculated. It turned out that the spectrum of rare, odd nuclei is more rigid than the spectrum of abundant even nuclei ( $Z = 10-20$ ) at the magnetic rigidity area 300–10000 GV.

УДК 520.8

## ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ТУС

© 2023 г. М. В. Лаврова<sup>1</sup> \*, А. В. Блинов<sup>1</sup>, А. А. Гринюк<sup>1</sup>, Л. Г. Ткачев<sup>1</sup>, А. В. Ткаченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980 Россия

\*E-mail: lavrova@jinr.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

В рамках эксперимента ТУС выполнены поиск и исследование космических лучей предельно высоких энергий с энергией  $E > 70$  ЭВ. Детектор ТУС зарегистрировал также несколько десятков необычных событий, происхождение которых неясно. Выполнен анализ уникальных и не похожих на широкие атмосферные ливни аномальных событий.

DOI: 10.31857/S0367676523701624, EDN: ONERWX

### ВВЕДЕНИЕ

Измерение спектра, массового состава и анизотропии космических лучей предельно высоких энергий (КЛПВЭ) в области  $E \sim 10^{20}$  эВ и поиск источников КЛПВЭ являются одной из важнейших задач современной астрофизики высоких энергий. Из-за недостаточности существующей статистики особый интерес представляют проекты исследований КЛПВЭ с помощью детекторов на орбите спутника Земли. Детектор ТУС на борту спутника “Ломоносов” был выведен на солнечно-синхронную орбиту высотой около 500 км 28 апреля 2016 года и был первым экспериментом для измерения флуоресцентного и черенковского излучения широких атмосферных ливней (ШАЛ) с космической орбиты. Главной целью эксперимента ТУС был поиск и исследование космических лучей предельно высоких энергий с энергией  $E > 70$  ЭВ. Вместе с тем детектор ТУС зарегистрировал несколько десятков необычных событий, происхождение которых неясно. Уникальные и не похожие на ШАЛ аномальные события и являются предметом исследования, представленного в данной работе. В качестве их возможных источников рассматриваются события типа космологических гамма-всплесков (GRB), а также внеапертурные вспышки молний.

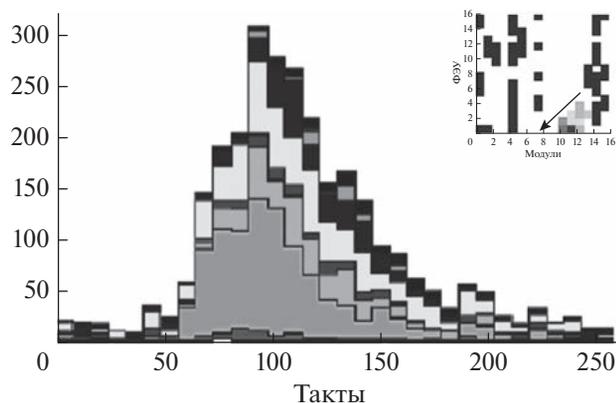
### ДЕТЕКТОР ТУС

Детектор ТУС [1] состоит из двух основных частей: фокусирующего зеркала-концентратора френелевского типа площадью  $\sim 2$  м<sup>2</sup> и фотоприемника, расположенного в фокальной плоскости на расстоянии 150 см от зеркала и представляю-

щего собой матрицу  $16 \times 16$  фотоумножителей (ФЭУ), которой соответствует площадь  $80 \times 80$  км<sup>2</sup> на поверхности Земли. Детектор ТУС может работать в одном из четырех режимов, различающихся временным разрешением — длительностью  $dt$  одного такта измерения. Для регистрации событий в режиме ШАЛ используется временное разрешение  $dt = 0.8$  мкс. Выборка событий реализуется двухуровневым триггером, который позволяет отбирать события как по амплитуде сигнала, так и по определенной пространственно-временной топологии сработавших пикселей. За полтора года работы детектора ТУС был получен большой набор разнообразных данных, доказана практическая возможность исследования КЛПВЭ с орбиты спутника Земли, в том числе измерено несколько КЛПВЭ событий. Существенную долю событий в режиме ШАЛ составляют вспышки грозовой природы. Другим примером является регистрация события типа “эльв” (от английского “ELVE”). Большую группу событий ( $\sim 12\%$ ) представляют интенсивные вспышки, развивающиеся в течение одного такта (т.е. не более, чем за 0.8 мкс) в группе смежных пикселей, упорядоченных в структуру, напоминающую трек. Моделирование показало, что источниками таких событий могут быть протоны с энергиями в диапазоне примерно от 100–200 МэВ до 10 ГэВ. На рис. 1 приведен пример наблюдения ШАЛ-кандидата с энергий  $\sim 100$  ЭВ.

### АНОМАЛЬНЫЕ СОБЫТИЯ

Детектором ТУС измерено необычное событие 170818\_101809-072 с триггером в режиме ШАЛ в южной части Тихого океана восточнее



**Рис. 1.** Временная зависимость для 10 активных пикселей (стековая гистограмма) в интервале 0–256 тактов. Врезка – изображение события на матрице фотодетектора с активными пикселями и неработающими (черными) пикселями. Стрелка указывает направление движения сигнала ШАЛ.

Новой Зеландии (широта —  $40.18^\circ$ , долгота —  $176.02^\circ$ ). Событие зарегистрировано в безоблачных условиях с расстоянием до ближайшей грозовой активности около 900 км. В отличие от стандартных событий в детекторе ТУС, в наблюдаемом событии одинаковые сигналы возникли во всех пикселях фотодетектора, что и является критерием их аномальности. Источником фотонов должна быть либо вся площадь  $80 \times 80 \text{ км}^2$ , видимая фотодетектором с орбиты, либо источник света находился на борту спутника и осветил всю матрицу фотодетектора. Интегральный сигнал от наблюдаемого аномального события примерно в 300 раз больше по сравнению с интегральным сигналом от ШАЛ, образованного протоном с энергией 100 ЭэВ, представленного на рис. 1. Можно оценить, что число фотоэлектронов в событии 170818\_101809-072 соответствуют  $10^{20} \cdot 300/10^{12} = 3 \cdot 10^{10}$  фотонов с энергией 1 ТэВ, т.е. плотности  $3 \cdot 10^{10}/64 \cdot 10^8 = 4.7 \text{ ТэВ}$  фотонов или  $\sim 10^{12}$  УФ-фотонов на  $\text{м}^2$ .

Такого типа событие могло быть инициировано засветкой всей наблюдаемой детектором ТУС площади световой волной, порожденной короткой ( $\sim 200 \text{ мкс}$ ) гамма-вспышкой (GRB) космологического происхождения.

Детектор FERMI-GBM [3] имеет временное разрешение 2.6 мкс, широкую угловую апертуру, однако регистрирует фотоны начиная с кэВ-ного диапазона, поэтому он не должен был видеть и не видел подобных событий. Их не наблюдение в течение многолетнего времени работы других гамма-детекторов означает, по-видимому, что таких коротких “гамма-всплесков” не существует.

На рис. 2 представлены примеры временной зависимости суммарных по всем пикселям амплитуд для аномальных событий. Всего найдено более 40 аномальных событий, имеющих как правило резкий передний фронт и отличающиеся большим разнообразием по формам и амплитудам.

Для события 170818\_101809-072 (рис. 2 вверху и слева) есть корреляция направления движения сигнала по матрице фотодетектора с направлением на ближайшую грозовую активность на удалении 900 км. Для большинства аномальных событий грозовая активность в пределах 1000 км и движение сигнала по матрице фотодетектора отсутствуют. Возможной причиной аномальных событий являются световые вспышки от внеапертурных разрядов молний, диффузно отраженных солнечными панелями спутника на матрицу фотодетектора. Найдено несколько комбинированных событий от разряда молнии на площади в апертуре детектора, в которых присутствуют как нормальный сигнал, сфокусированный зеркалом на небольшую локально связанную часть пикселей, так и аномальный сигнал, диффузно отраженный на все пиксели фотодетектора. На рис. 3 в качестве примера представлена временная зависимость амплитуд сигнала в комбинированном событии 170426\_181903-393, имеющая два пика: широкий пик в области 150 такта от сигналов в модулях 2–5 и узкий пик в области 80 такта в модулях 6–16. На левой гистограмме рис. 3 приведена интегральная временная зависимость этого события в модулях 2–5 и есть слева небольшое плечо на фоне сфокусированного света от разряда молнии, коррелирующее с пиком на правом рис. 3. На правой гистограмме приведена интегральная временная зависимость этого события в модулях 6–16. Из-за диффузно отраженного света, справа от пика уровень фонового сигнала увеличился в два раза и есть небольшой горб, коррелирующий с пиком на рис. 3 слева. Из сравнения сигналов следует, что светосила “оптики” диффузного отражения в 20–30 раз меньше по отношению к светосиле фокусирующего зеркала. На рис. 3 в центре представлена временная зависимость интегральных амплитуд в первых 9 пикселях 1 модуля, где нет никаких сфокусированных зеркалом сигналов и виден возросший фон после 70 такта от диффузионных сигналов-отблесков как широкого пика в модулях 2–5, так и узкого пика в модулях 6–16.

## ГИБРИДНЫЕ СОБЫТИЯ

В данных детектора ТУС имеется также несколько еще более необычных событий. Сигнал регистрируется во всех пикселях, но временные

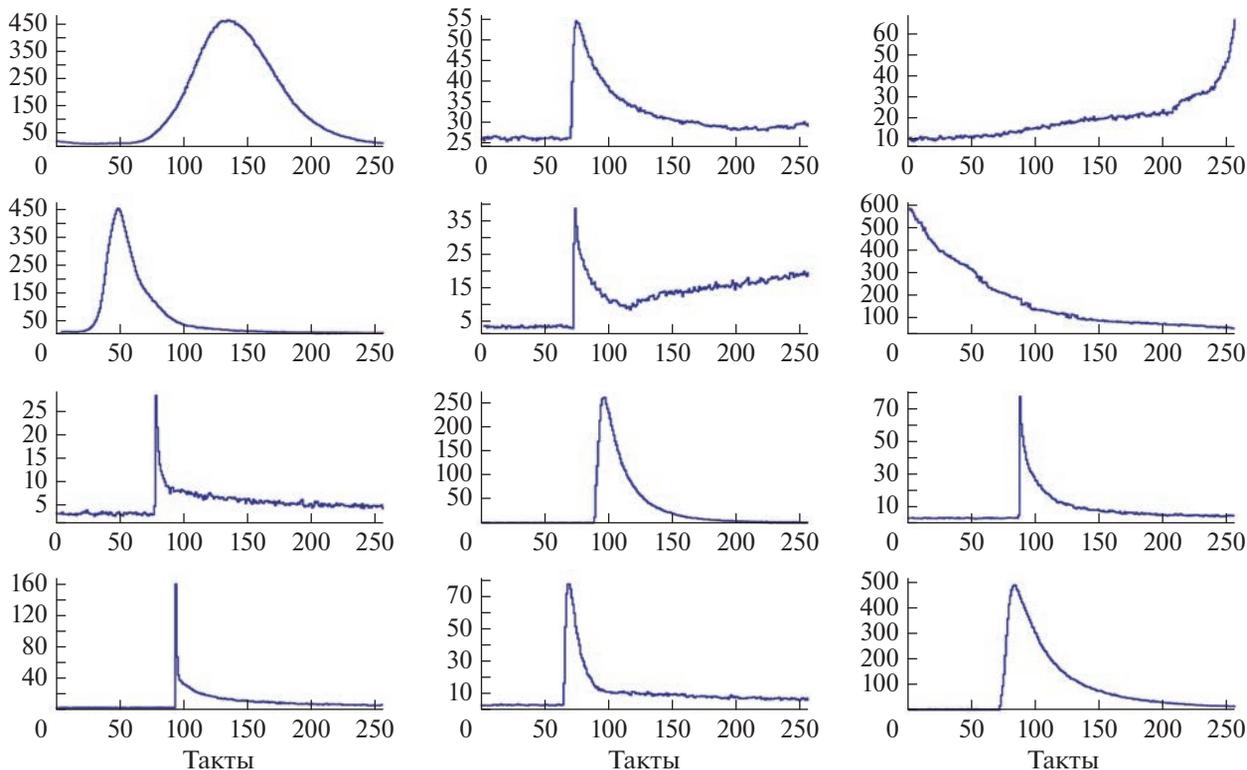


Рис. 2. Примеры временных зависимостей интегральной амплитуды аномальных событий с шагом 0.8 мкс.

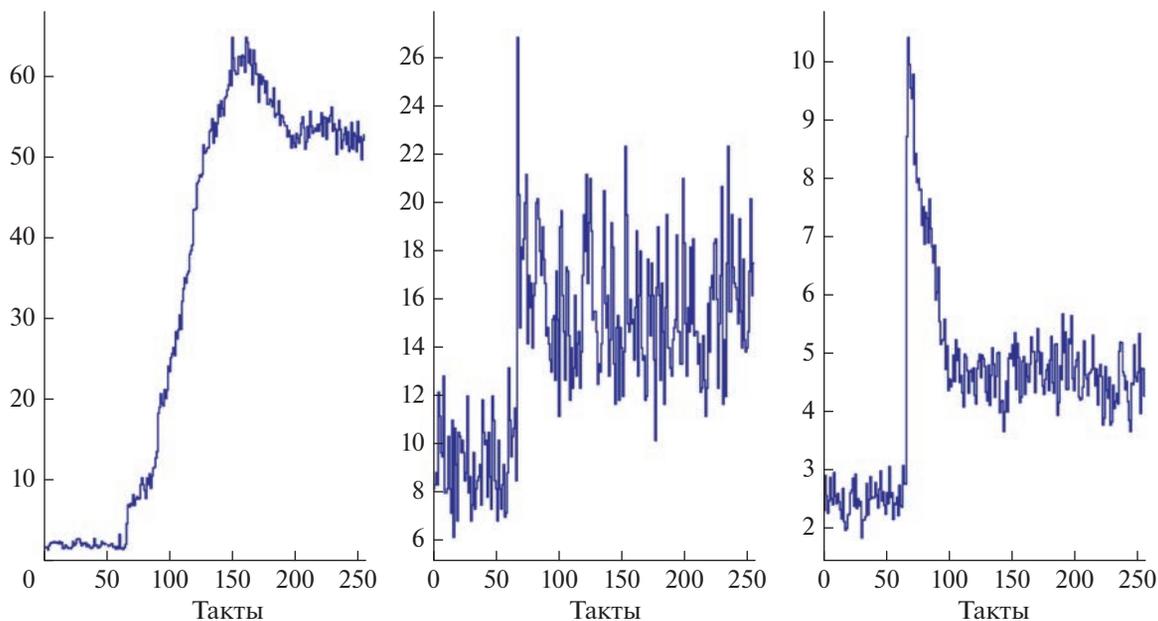


Рис. 3. Временная зависимость интегральных амплитуд сигнала в событии 170426\_181903-393. Слева модули 2–5, в центре модуль 1 пиксели 1–9 и справа модули 6–16.

зависимости амплитуд имеют существенно другой вид. Примеры таких “гибридных” событий приведены на рис. 4: узкий, шириной в несколько

временных тактов, пик в начале события, сопровождаемый широким распределением, выходящим за пределы временного окна события.

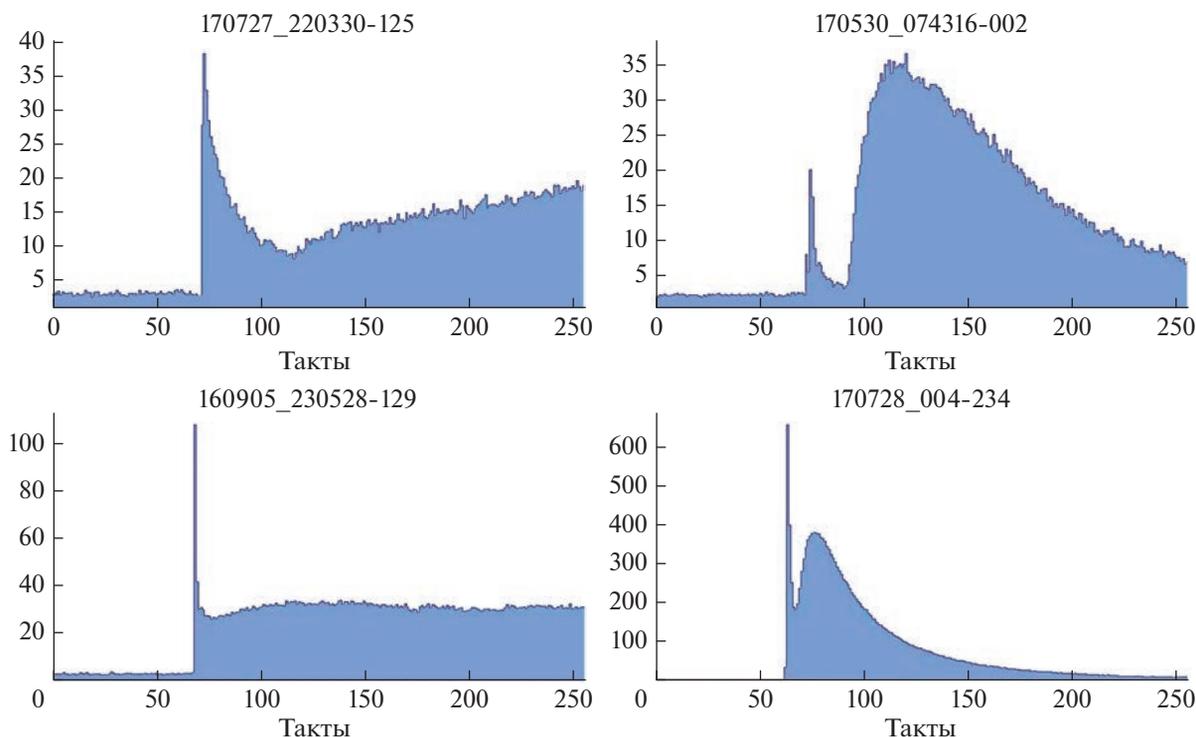


Рис. 4. Временная зависимость суммарной амплитуды сигналов гибридных аномальных событий.

Можно предположить, что узкий пик является сигналом черенковского и флуоресцентного излучения от восходящего ШАЛ, возникшего за пределами поля зрения оптики детектора, который затем инициировал разряд грозовой молнии, вызвавший срабатывание триггера, и отблеск которого виден как широкое последующее распределение. Подавляющая часть аномальных событий имеет очень резкий передний фронт, что может быть обусловлено наложением черенковского пика от ШАЛ с последующим сигналом от разряда молнии. Заметим, что корреляция ШАЛ с молниевыми разрядами давно изучается, однако до сих пор отсутствуют четкие указания на ее существование [4]. Восходящие ШАЛ могут быть инициированы в результате процесса называемого *scrambling*, когда  $\tau$ -нейтрино большой энергии входит касательно под зенитным углом  $\theta > 90^\circ$  в Землю, взаимодействует с ядрами атомов грунта, образуя  $\tau$ -мезон, который выходит в атмосферу и распадается по адронной моде, образуя восходящий ШАЛ. Интерес к восходящим ШАЛ возник в связи данными эксперимента ANITA [5] наблюдения нескольких событий-кандидатов в восходящие ШАЛ.

Диффузную засветку фотодетектора солнечными панелями от внеапертурных вспышек молний можно использовать для относительной калибровки фотодетектора. Предварительные результаты полученной таким образом калибровки качествен-

но совпадают с проведенной ранее калибровкой с помощью анализа флуктуаций фона [6].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детектор ТУС в режиме ШАЛ зарегистрировал более 40 событий с аномально большим числом активных пикселей. Вероятной природой таких атмосферных событий являются внеапертурные грозвые разряды, диффузное отражение света которых от солнечных панелей спутника попадает на матрицу фотодетектора. Это подтверждается наблюдением комбинированных событий от разряда молнии на площади в апертуре детектора, в которых присутствуют одновременно аномальный диффузно отраженный сигнал на все пиксели фотодетектора, а также сфокусированный зеркалом сигнал от молнии на небольшую локально связанную часть пикселей. Таким образом, показано, что в сигнале каждого пикселя всегда присутствует дополнительный фон, обусловленный диффузным отражением света от источника в атмосфере в солнечных панелях.

Зарегистрировано также несколько “гибридных” событий: узкие шириной в несколько временных тактов пики в начале события, сопровождаемые широкими распределениями, выходящими за пределы временного окна. Возможно, что узкий пик обусловлен черенковским и флуоресцентным излучением от восходящего ШАЛ, воз-

никшим за пределами поля зрения оптики детектора, который затем инициировал разряд грозовой молнии, отблеск которого также виден как широкое последующее распределение.

Авторы благодарят П.А. Климова за указание на события ТУС непонятной природы и информацию из организации Vaisala о грозовой активности в местах наблюдения аномальных событий. Работа выполнена на УНУ “Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ” и поддержана Минобрнауки России (соглашение 13.УНУ.21.0007, темы государственного задания FZZE-2020-0024, FZZE-2022-0001).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Klimov P.A., Panasyuk M.I., Khrenov B.A. et al. // Space Sci. Rev. 2017. V. 212. No. 3-4. P. 1687.
2. Grinyuk A., Lavrova M., Tkachenko A., Tkachev L. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 82. P. 754.
3. Meegan Ch. Lichti G., Bhat P.N. et al. // Astrophys. J. 2009. V. 702. P. 791.
4. Chilingarian A., Hovsepyan G. // New Astron. 2022. V. 97. Art. No. 101871.
5. Prechelt R., Wissel S., Romero-Wolf A. et al. // Proc. 37th ICRC (Berlin, 2021). P. 1110.
6. Климов П.А., Сигаева К.Ф., Шаракин С.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 8. С. 1165; Klimov P.A., Sigaeva K.F., Sharakin S.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 8. P. 898.

## Study of anomalous events in the TUS experiment

**M. V. Lavrova<sup>a</sup>, \*, A. V. Blinov<sup>a</sup>, A. A. Grinyuk<sup>a</sup>, L. G. Tkachev<sup>a</sup>, A. V. Tkachenko<sup>a</sup>**

<sup>a</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

\*e-mail: lavrova@jinr.ru

The results of the TUS experiment on search and study extremely high-energy cosmic rays with energies  $E > 70$  EeV are analyzed. The TUS detector registered several unusual events of the unclear origin. The analysis of not like EAS and these unique anomalous events is presented.

УДК 524.1/504.32

## ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПОТОКОВ ЯДЕР И ЭЛЕКТРОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МОДЕЛИ НЕКЛАССИЧЕСКОЙ ДИФФУЗИИ

© 2023 г. А. А. Лагутин<sup>1</sup>, \*, Н. В. Волков<sup>1</sup>, Р. И. Райкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Алтайский государственный университет”, Барнаул, Россия

\*E-mail: lagutin@theory.asu.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Обсуждается сценарий формирования наблюдаемых спектров электронов/позитронов и ядер космических лучей сверхвысоких энергий в рамках неклассической (супердиффузионной) модели пространства частиц в резко-неоднородной межзвездной и межгалактической средах. Показано, что предложенный сценарий обеспечивает согласованное описание экспериментальных данных прецизионных спутниковых измерений, наземных гибридных установок ШАЛ и черенковских телескопов по спектрам лептонов и ядер, а также массовому составу космических лучей в диапазоне сверхвысоких и ультравысоких энергий.

DOI: 10.31857/S0367676523701636, EDN: ONMXES

### ВВЕДЕНИЕ

Результаты наземных и спутниковых экспериментов по регистрации лептонной и ядерной компонент космических лучей (КЛ), полученные в последнее десятилетие, позволили выявить ряд особенностей в наблюдаемых спектрах этих частиц. Данные коллаборации AMS-02 [1] подтвердили установленный ранее в экспериментах PAMELA [2] и Fermi-LAT [3] рост доли позитронов в общем потоке электронов и позитронов в диапазоне энергий 10–250 ГэВ. Установлено, что эта доля достигает максимума ~16% при  $E \sim 275$  ГэВ. Результаты прямых измерений космических обсерваторий DAMPE [4] и CALET [5] впервые подтвердили наличие излома в суммарном спектре электронов и позитронов при энергии  $E \sim 0.9$  ТэВ, установленного ранее наземными черенковскими детекторами коллаборации H.E.S.S. [6]. Одним из важных результатов астрофизики высоких энергий является обнаруженное в эксперименте PАО (Pierre Auger Observatory) [7] облегчение массового состава первичного космического излучения (ПКИ) в области  $E \geq 10^{18}$  эВ.

Вместе с тем, отсутствие астрофизической интерпретации наблюдаемых в современных экспериментах особенностей представляет сегодня главное препятствие для надежного физического понимания структуры энергетических спектров лептонов в области ТэВ-ных энергий и ядер КЛ в области сверхвысоких ( $E > 10^{15}$  эВ) и ультравысо-

ких ( $E > 10^{18}$  эВ) энергий, дискриминации моделей ускорения и распространения КЛ, выявления переходной области энергии, разделяющей КЛ галактического и внегалактического происхождения.

Целью работы является обсуждение сценария формирования наблюдаемых спектров электронов/позитронов и ядер космических лучей сверхвысоких энергий в рамках неклассической (супердиффузионной) модели распространения частиц в резко-неоднородной межзвездной и межгалактической средах.

### СЦЕНАРИЙ ФОРМИРОВАНИЯ НАБЛЮДАЕМЫХ СПЕКТРОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Основные базовые принципы и ключевые положения развиваемого сценария формирования наблюдаемых спектров электронов/позитронов и ядер космических лучей сверхвысоких энергий в рамках супердиффузионной модели заключаются в следующем:

1. Электроны и позитроны КЛ, наблюдаемые в Солнечной системе, ускоряются в Галактике в одних и тех же источниках со степенным спектром инъекции  $J \propto E^{-\gamma}$ . Все ядра с жесткостями  $30 \leq R \leq 5 \cdot 10^9$  ГВ также ускорены в основном галактическими источниками, спектр их генерации  $J \propto R^{-\gamma} \exp(-R/R^*)$ .

2. Резко-неоднородный характер распределения вещества и магнитного поля в межзвездной и межгалактической средах приводит к неклассическому характеру диффузии КЛ (см., например, наши работы [8, 9] и результаты недавнего исследования [10]). Такой характер движения проявляется в наличии аномально больших свободных пробегов  $r$  частиц в межзвездной среде (“полеты Леви”) со степенным распределением  $p(r, E) \propto r^{-\alpha-1}$ ,  $r \rightarrow \infty$ ,  $0 < \alpha < 2$ .

3. Галактические источники КЛ делятся на две группы. Первая группа включает многочисленые старые ( $t \geq 10^6$  лет) удаленные ( $r \geq 1$  кпк) источники. Эта система стационарных источников, определяющая поведение наблюдаемого спектра первичных и вторичных частиц в области  $\leq 10^2$  ГВ, формирует глобальную компоненту  $J_G$  КЛ. Во вторую группу входят близкие ( $r < 1$  кпк) молодые ( $t < 10^6$  лет) источники, которые определяют поведение спектра в области высоких энергий. В работе считается, что в случае ядер эта локальная компонента включает не только потоки частиц, достигающие Солнечную систему в результате диффузионного распространения ( $J_L$ ), но и частицы, приходящие из области ускорения без рассеяния (в силу наличия “полетов Леви”). Нерассеянная компонента  $J_{NS}$  определяет поведение спектров ядер в области  $R \sim 10^7 - 5 \cdot 10^9$  ГВ.

4. Спектр частиц, ускоренных внегалактическими источниками КЛ, имеет степенной вид  $J \propto R^{-\gamma}$ . Вклад этих источников  $J_{EGCR}$  определяет поведение наблюдаемого спектра в области  $E \geq 10^{18}$  эВ.

5. В предлагаемом сценарии считается, что спектр ядерной компоненты, формируемый всеми источниками, имеет вид

$$J = J_G(\vec{r}, R) + J_L(\vec{r}, t, R) + J_{NS}(\vec{r}, R) + J_{EGCR}(\vec{r}, t, R). \quad (1)$$

Спектр электронов и позитронов определяется первыми двумя слагаемыми уравнения (1):

$$J_e = J_G(\vec{r}, R) + J_L(\vec{r}, t, R).$$

6. Уравнение неклассической диффузии для концентрации частиц с жесткостью  $R$ , создаваемой в резко-неоднородной среде распределением источников с плотностью  $S(\vec{r}, t, R)$ , с учетом энергетических потерь имеет вид [11]

$$\frac{\partial N(\vec{r}, t, R)}{\partial t} = -D(R, \alpha)(-\Delta)^{\alpha/2} N(\vec{r}, t, R) + \frac{\partial B(R) N(\vec{r}, t, R)}{\partial R} + S(\vec{r}, t, R). \quad (2)$$

Здесь  $N(\vec{r}, t, R)$  – концентрация частиц в точке  $\vec{r}$  среды в момент времени  $t$  в единичном интервале жесткостей около  $R$ ;  $(-\Delta)^{\alpha/2}$  – дробный лапласиан (“оператор Рисса”) [12];  $D(R, \alpha) = D_0(\alpha)(R/1 \text{ ГВ})^\delta$  – коэффициент аномальной диффузии;  $B(R)$  – средняя скорость потерь энергии частицей;  $S(\vec{r}, t, R)$  – плотность источников.

В случае ядер от галактических источников в уравнении (2) можно пренебречь слагаемым, описывающим потери энергии. Отметим, что при  $\alpha = 2$  из (2) мы получаем уравнение нормальной диффузии Гинзбурга–Сыроватского.

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ В МОДЕЛИ НЕКЛАССИЧЕСКОЙ ДИФФУЗИИ

Решение уравнения супердиффузии для электронов и позитронов в случае точечного стационарного источника, моделирующего вклад от многочисленных старых ( $t \geq 10^6$  лет) удаленных ( $r \geq 1$  кпк) источников, показано в [13]. В случае ядер в [14] установлено, что в стационарном случае спектр не имеет излома, показатель спектра равен спектральному индексу наблюдаемых частиц выше колена ( $R > R_k$ ):  $J_G \sim R^{-\gamma-\delta}$ . Развиваемый в данной работе сценарий также предполагает ускорение вторичных частиц в галактических источниках. Возможные механизмы ускорения вторичных ядер обсуждаются в работах [15–19]. Спектр наблюдаемых вторичных частиц от стационарного источника описывается выражением  $J_s \sim R^{-\gamma-2\delta}$ .

Локальная галактическая и внегалактическая компоненты спектра получены для точечного импульсного источника:

$$S(\vec{r}, t, R) = S_u R^{-\gamma} \delta(\vec{r}) H(t) H(T-t) \exp(-R/R^*).$$

Здесь  $H(t)$  – ступенчатая функция, а  $T$  – длительность генерации частиц в источнике.

Выражение для спектра частиц для режима супердиффузии с учетом потерь энергии имеет вид

$$J(\vec{r}, t, R) = \frac{c S_u}{4\pi B(R)} \times \int_{\eta(t-T, R)}^{\eta(t, R)} dR_0 R_0^{-\gamma} \lambda(t, R_0)^{-3/\alpha} g_3^{(\alpha)}(r \lambda^{-1/\alpha}) \exp(-R_0/R^*). \quad (3)$$

Здесь  $g_3^{(\alpha)}(r)$  – плотность вероятности трехмерного сферически-симметричного устойчивого распределения [20],

$$\lambda(R, R_s) = \int_R^{R_s} \frac{D(R')}{B(R')} dR', \quad (4a)$$

Таблица 1. Параметры модели

Параметр	Галактическая компонента	Внегалактическая компонента
$\gamma$	2.85	2.4
$D_0$ , пк <sup>1.7</sup> /год	$1 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
$R^*$ , ГВ	$5.5 \cdot 10^8$	$2.0 \cdot 10^{10}$
$\delta$	0.27	
$r$ , Мпк	[11]	10
$T$ , лет	$10^4$	$10^6$

$$t = \int_R^{R_s} \frac{dR'}{B(R')} \quad (46)$$

В выражениях (4а) и (4б)  $R_s = \eta(t, R)R$  есть энергия, которая была у частицы в источнике в момент включения источника, если в момент времени  $t$  ее энергия  $R$ ,  $\eta(t, R)$  – корень уравнения (4б).

Расчеты с использованием выражения (4) требуют задания функции потерь энергии  $B(R)$ . В случае электронов и позитронов учитываются потери на ионизацию атомов среды, тормозное и синхротронное излучение, а также обратные комптоновские потери (см., например, [13]). Отметим, что в релятивистском случае (режим Клейна–Нишины) пороговая энергия обратного комптоновского рассеяния достигается даже при взаимодействии электронов с фотонами видимого излучения. Сечения взаимодействия электронов с фоновыми фотонами становятся существенно меньше по сравнению с поперечным сечением Томсона, традиционно используемым в расчетах. В результате скорость потерь энергии электрона при взаимодействии с фоновым электромагнитным излучением Галактики уменьшается (эффект Клейна–Нишины). В работе в расчетах спектров электронов и позитронов с энергиями  $E > 100$  ГэВ для учета эффекта Клейна–Нишины использовались аппроксимационные формулы, предложенные в [21]. В данной работе не учитываются потери энергии ядер при их распространении в межзвездной галактической среде.

Потери энергии ядрами КЛ в межгалактической среде при их взаимодействии с реликтовым излучением (фотоионные реакции, образование электронно-позитронных пар, фотоядерное расщепление) описывались в соответствии с аппроксимациями, используемыми в пакете CRProa v 3.2 [22].

## ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

Значения параметров модели неклассической диффузии, а также технология их самосогласованного определения на основании имеющихся экспериментальных данных для галактических КЛ обсуждаются в [13, 23].

Первая наша оценка параметра  $\alpha$ , характеризующего фрактальность среды, в проблеме диффузии частиц в Галактике, была получена в [8]:  $\alpha = 5/3$ . Анализ экспериментальных данных, выполненный, например, в работах [24–30] подтвердил эту оценку. Было установлено, что диффузия электронов и ионов в космической плазме носит супердиффузионный характер. Установлено, что зависимость среднеквадратичного смещения электронов от времени имеет вид  $\langle \Delta x \rangle^2 \sim t^{1.02} - t^{1.38}$ , а ионов –  $\langle \Delta x \rangle^2 \sim t^{1.08} - t^{1.33}$ . Поскольку в режиме супердиффузии зависимость изменения ширины диффузионного пакета  $\Delta x^2$  от времени имеет вид  $\Delta x^2 \sim t^{2/\alpha}$ , то параметр  $\alpha$ , определяемый в этих экспериментах, равен 1.45–1.85.

Следует также отметить, что интерпретация результатов коллаборации HAWC для гало пульсара Geminga [31] приводит к выводу о том, что супердиффузионная модель может объяснить морфологическую структуру гало этого пульсара при  $\alpha \sim 1.6 - 1.8$ .

Важным результатом сегодня является и недавняя работа [10]. Авторами показано, что блуждание силовых линий магнитного поля приводит к супердиффузионному режиму переноса частиц с показателем  $\alpha < 2$ .

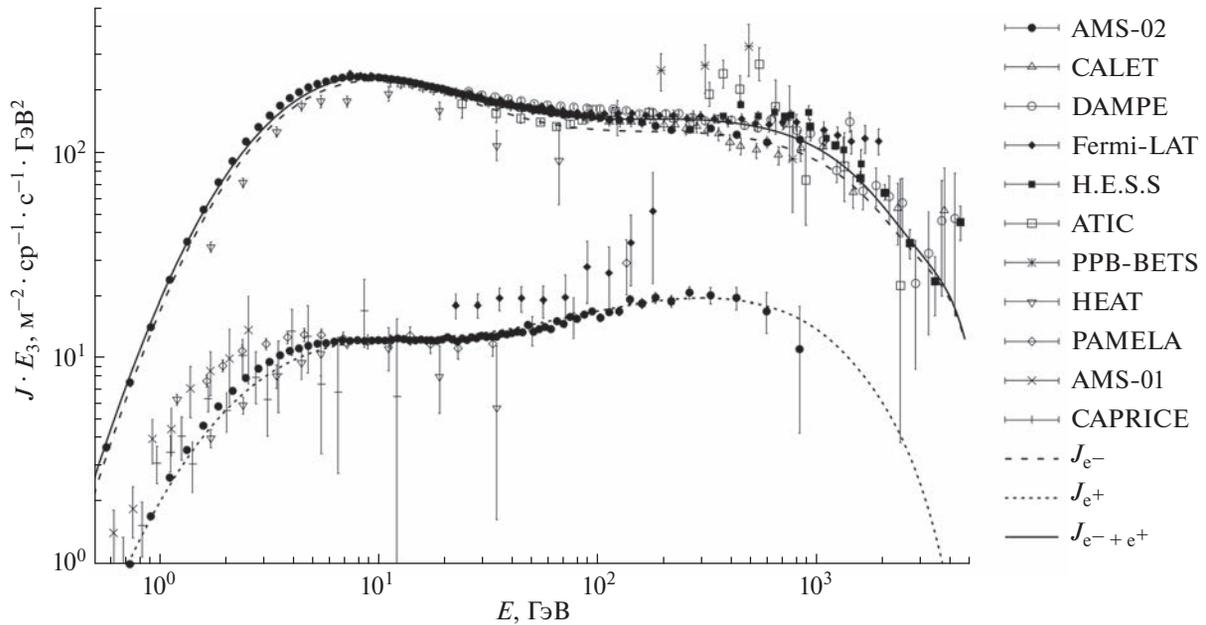
Методика определения значения коэффициента диффузии  $D_0$  для межзвездной и межгалактических сред основана на связи между наблюдаемыми изломами в спектре КЛ при энергиях  $3 \cdot 10^{15}$  и  $1.3 \cdot 10^{19}$  эВ с изломом в устойчивом распределении  $g_3^{(1.7)}(r)$  [32].

Методика определения одного из ключевых параметров модели – показателя спектра генерации частиц в источниках  $\gamma$  – основана на сопоставлении наблюдаемых спектров КЛ до и после излома с асимптотическим поведением расчетных спектров и детально обсуждается в [13].

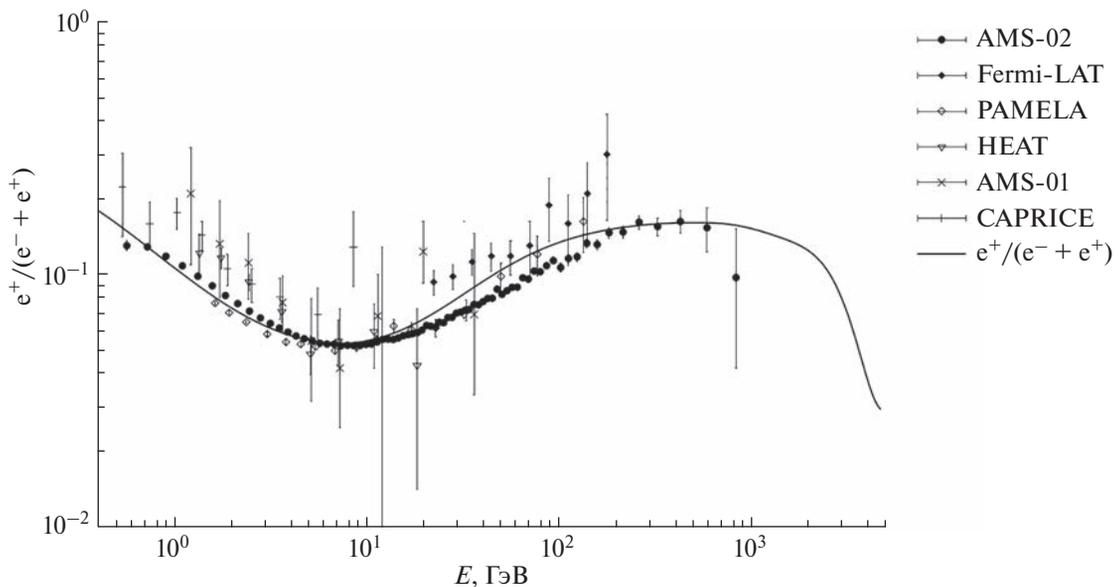
Пространственно-временные характеристики ближайших источников КЛ показаны в [11]. Значения основных параметров модели приведены в табл. 1.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Результаты расчетов спектров электронов и позитронов, а также доли позитронов, полученные в рамках предлагаемого в работе сценария, показаны на рис. 1 и 2. Установлено, что самосо-



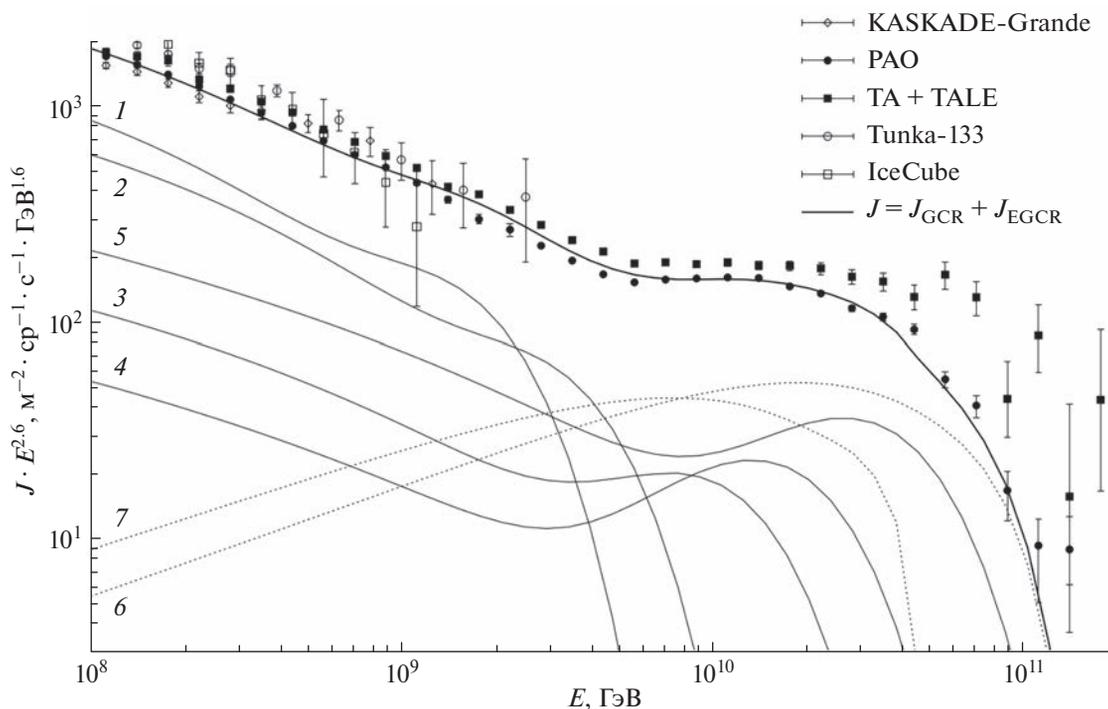
**Рис. 1.** Сопоставление суммарного спектра электронов и позитронов (сплошная линия), а также спектра позитронов (точечная линия), полученного в модели неклассической диффузии, с экспериментальными данными: AMS-02 [33], CALET [34], DAMPE [4], Fermi-LAT [3, 35], H.E.S.S. [6], ATIC [36], PPB-BETS [37], HEAT [38], PAMELA [39, 40], AMS-01 [41], CAPRICE [42]. Пунктирной линией показан спектр электронов, полученный в модели неклассической диффузии.



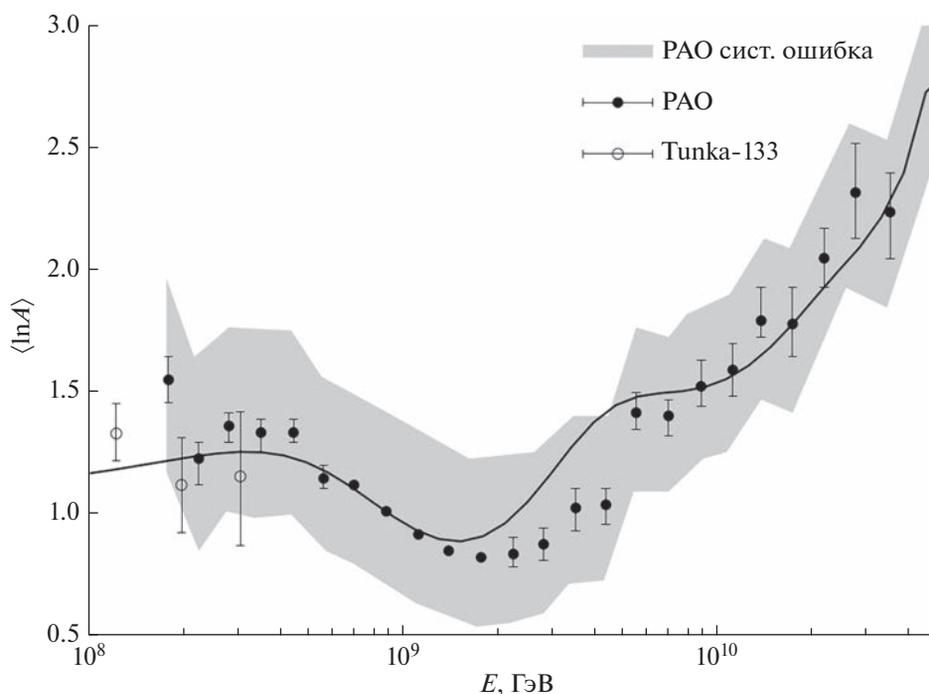
**Рис. 2.** Сопоставление доли позитронов в общем потоке электронов и позитронов, полученной в модели неклассической диффузии, с экспериментальными данными: AMS-02 [33], Fermi-LAT [3, 35], PAMELA [40], HEAT [38], AMS-01 [41], CAPRICE [42].

гласованное описание экспериментальных данных по спектрам электронов и позитронов достигается для режима супердиффузии с показателем  $\alpha = 1.7$  при показателе спектра генерации частиц в источниках  $\gamma = 2.85$ .

На рис. 3 и 4 показаны результаты расчетов спектра и массового состава КЛ в области высоких и сверхвысоких энергий. Расчеты проведены для режима супердиффузии с показателями  $\alpha = 1.7$ . Спектральный индекс галактических ис-



**Рис. 3.** Сопоставление спектра КЛ с экспериментальными данными: KASCADE-Grande [43], TA+TALE [44], IceCube [45], PAO [46], Tunka-133 [47]. 1 – спектр протонов, 2 – гелия, 3 – группы CNO, 4 – группы NeMgSi и 5 – железа, ускоренных галактическими источниками (компоненты  $J_G + J_L + J_{NS}$  предлагаемого сценария). Пунктирные линии 6 и 7 – вклад в спектр КЛ протонов и ядер гелия, ускоренных внегалактическими источниками (компонента  $J_{EGCR}$  предлагаемого сценария). Сплошная жирная линия – суммарный спектр галактических  $J_{GCR}$  и внегалактических источников  $J_{EGCR}$ .



**Рис. 4.** Средний логарифм массового состава КЛ, полученный в модели неклассической диффузии. Экспериментальные данные: Tunka-133 [48], PAO [49] (модель EPOS-LHC). Закрашенная область – систематическая ошибка PAO [49].

точников  $\gamma = 2.85$ , для внегалактических  $\gamma = 2.4$ . Сопоставление результатов расчетов с данными по массовому составу КЛ показало, что основной вклад в наблюдаемый поток в области энергий  $E < 10^{18.5}$  эВ вносят галактические источники, в то время как вклад метагалактических источников заметен в области  $E > 10^{18.5}$  эВ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен сценарий формирования наблюдаемых спектров электронов/позитронов в области до  $\sim 5$  ТэВ, а также спектра ядер и массового состава космических лучей сверхвысоких энергий и ультравысоких энергий.

Ключевыми элементами сценария являются предположение о резко-неоднородном (фрактального типа) характере распределения вещества и магнитного поля в межзвездной и межгалактической средах, приводящем к аномальной (супердиффузионной) модели распространения частиц [8], а также к наличию изломов в спектрах наблюдаемых частиц от галактических и метагалактических источников в этих средах. Эти изломы, позволяющие восстановить основные параметры модели по экспериментальным данным (см., например, [23]), являются важными элементами обсуждаемого сценария. В частности, они позволяют оценить коэффициент диффузии по наблюдаемым данным, а также показатель спектра генерации частиц в галактических источниках [32].

Важным элементом предложенного сценария является также предположение о наличии частиц, приходящих из области ускорения источника без рассеяния (в силу наличия “полетов Леви”). Нерассеянная компонента  $J_{NS}$ , которая есть поток высокоэнергетических КЛ из экспоненциального “хвоста” ускоренных источником частиц, определяет поведение спектров ядер в области  $R \sim 10^7 - 5 \cdot 10^9$  ГВ. В данной работе установлено, что поток этих частиц определяет и поведение массового состава в области  $E \sim 2 \cdot 10^9 - 10^{10}$  ГэВ.

Главным результатом работы является сценарий, который демонстрирует согласованное описание современных экспериментальных данных прецизионных спутниковых измерений, наземных гибридных установок ШАЛ и черенковских телескопов по спектрам электронов/позитронов и доли позитронов в общем потоке электронов и позитронов, а также спектру и массовому составу КЛ в диапазоне сверхвысоких энергий и ультравысоких энергий.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №23-72-00057).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aguilar M., Alberti G., Alpat B. et al. (AMS-02 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No. 141102.*
2. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. (PAMELA experiment) // Nature. 2009. V. 458. P. 607.*
3. *Ackermann M., Ajello M., Allafort A. et al. (Fermi-LAT Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. Art. No. 011103.*
4. *Ambrosi G., An Q., Asfandiyarov R. et al. (DAMPE Collaboration) // Nature. 2017. V. 552. P. 63.*
5. *Adriani O., Akaïke Y., Asano K. et al. (CALET Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. Art. No. 181101.*
6. *Aharonian F., Akhperjanian A.G., Barres de Almeida U. et al. (H.E.S.S. Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. Art. No. 261104.*
7. *Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al. (Pierre Auger Collaboration) // Phys. Lett. B. 2016. V. 762. P. 288.*
8. *Lagutin A.A., Nikulin Yu.A., Uchaikin V.V. // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2001. V. 97. P. 267.*
9. *Lagutin A.A., Uchaikin V.V. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2003. V. 201. P. 212.*
10. *Hu Y., Lazarian A., Xu S. // MNRAS. 2022. V. 512. P. 2111.*
11. *Лагутин А.А., Волков Н.В., Кузьмин А.С., Тюментцев А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 5. С. 620; Lagutin A.A., Volkov N.V., Kuzmin A.S., Tyumentsev A.G. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 5. P. 581.*
12. *Samco S., Kilbas A., Marichev O. Fractional integrals and derivatives. Theory and Applications. New York: Gordon and Breach, 1993. 976 p.*
13. *Volkov N.V., Lagutin A.A., Tyumentsev A.G. // J. Phys. Conf. Ser. 2015. V. 632. Art. No. 012027.*
14. *Lagutin A.A., Makarov V.V., Tyumentsev A.G. // Proc. 27th ICRC. V. 5. (Hamburg, 2001). P. 1889.*
15. *Berezhko E.G., Ksenofontov L.T., Ptuskin V.S. et al. // Astron. Astrophys. 2003. V. 410. P. 189.*
16. *Blasi P., Serpico P. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. Art. No. 081103.*
17. *Tomassetti N., Donato F. // Astron. Astrophys. 2012. V. 544. P. 16.*
18. *Berezhko E., Ksenofontov L. // Astrophys. J. Lett. 2014. V. 791. P. L22.*
19. *Cholis I., Hooper D., Linden T. // Phys. Rev. D. 2017. V. 95. Art. No. 123007.*
20. *Uchaikin V., Zolotarev V. Chance and stability. Utrecht: VSP, 1999. 594 p.*
21. *Fang K., Bi X.-J., Lin S.-J., Yuan Q. // Chin. Phys. Lett. 2021. V. 38. No. 3. Art. No. 039801.*
22. *Batista R.A., Tjus J.B., Dörner J. // Proc. Sci. ICRC2021 (Berlin, 2021). Art. No. 978.*
23. *Lagutin A.A., Volkov N.V. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. No. 6. P. 975.*
24. *Perri S., Zimbardo G. // Astrophys. J. 2007. V. 671. P. 177.*
25. *Perri S., Zimbardo G. // Astrophys. Space Sci. Trans. 2008. V. 4. P. 27.*
26. *Perri S., Zimbardo G. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. Art. No. A03107.*

27. Sugiyama T., Shiota D. // *Astrophys. J. Lett.* 2011. V. 731. P. 34.
28. Perri S., Zimbardo G. // *Adv. Space Res.* 2011. V. 44. P. 465.
29. Zimbardo G., Perri S., Pommois P., Veltri P. // *Adv. Space Res.* 2012. V. 49. P. 1633.
30. Perri S., Amato E., Zimbardo G. // *Astron. Astrophys.* 2016. V. 596. Art. No. A34.
31. Wang S.-H., Fang K., Bi X.-J., Yin P.-F. // *Phys. Rev. D.* 2021. V. 103. Art. No. 063035.
32. Лагутин А.А., Тюменцев А.Г. // *Изв. АлтГУ.* 2004. № 35(4). С. 4.
33. Aguilar M., Ali Cavasonza L., Alpat B. et al. (*AMS-02 Collaboration*) // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. Art. No. 101101.
34. Adriani O., Akaïke Y., Asano K. et al. (*CALET Collaboration*) // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120. Art. No. 261102.
35. Abdollahi S., Ackermann M., Ajello M. et al. (*Fermi-LAT Collaboration*) // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 95. Art. No. 082007.
36. Chang J., Adams J.H., Ahn H.S. et al. (*Fermi-LAT Collaboration*) // *Nature.* 2008. V. 456. P. 362.
37. Yoshida K., Torii S., Yamagami T. et al. // *Adv. Space Res.* 2008. V. 42. P. 1670.
38. DuVernois M.A., Barwick S.W., Beatty J.J. // *Astrophys. J.* 2001. V. 559. P. 296.
39. Alcaraz J., Alpat B., Ambrosi G. // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 484. P. 10.
40. Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. (*PAMELA Experiment*) // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. Art. No. 201101.
41. Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. (*PAMELA Experiment*) // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111. Art. No. 081102.
42. Boezio M., Carlson P., Francke T. // *Astrophys. J.* 2000. V. 532. P. 653.
43. Schoo S., Apel W.D., Arteaga-Velázquez J.C. et al. // *Proc. Sci. ICRC2015 (Hague, 2015).* P. 263.
44. Abbasi R.U., Abe M., Abu-Zayyad T. et al. // *Astrophys. J.* 2018. V. 865. P. 74.
45. Aartsen M.G., Ackermann M., Adams J. et al. // *Phys. Rev. D.* 2019. V. 100. Art. No. 082002.
46. Abreu P., Aglietta M., Albury J.M. et al. (*Pierre Auger Collaboration*) // *Eur. Phys. J.* 2021. V. 81 P. 966.
47. Budnev N.M., Chiavassa A., Gress O.A. et al. // *Astropart. Phys.* 2020. V. 117. Art. No. 102406.
48. Prosin V., Astapov I., Bezyazeev P. et al. (*TAIGA Collaboration*) // *arXiv: 2208.01689.* 2022.
49. Yushkov A.V. (on behalf of the *Pierre Auger Collaboration*) // *Proc. Sci. ICRC2019 (Madison, 2019).* P. 482.

## Interpretation of fluxes of cosmic rays' nuclei and electrons in the nonclassical diffusion model

A. A. Lagutin<sup>a</sup>, \*, N. V. Volkov<sup>a</sup>, R. I. Raikin<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Altai State University, Barnaul, 656049 Russia*

\*e-mail: lagutin@theory.asu.ru

We discuss new scenario of the formation of the observed spectra of electrons/positrons and nuclei of ultra-high-energy cosmic rays in the framework of the nonclassical (superdiffusion) model of particles propagation in a highly inhomogeneous interstellar and intergalactic media. It is shown that the proposed scenario provides a consistent description of the experimental data of precision satellite measurements, ground-based hybrid EAS arrays and Cherenkov telescopes on the spectra of leptons and nuclei, as well as the mass composition of cosmic rays in the range of super-high and ultrahigh energies.

УДК 524.1-352

## МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В БЫСТРЫХ ОПТИЧЕСКИХ ТРАНЗИЕНТАХ

© 2023 г. В. И. Романский<sup>1</sup>, \*, А. М. Быков<sup>1</sup>, С. М. Осипов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук”, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: romanskyvadim@gmail.com

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Представлены результаты моделирования ускорения космических лучей субрелятивистскими ударными волнами (со скоростями порядка 0.3 скорости света) методом Particle-in-Cell. С помощью полученных функций распределения ускоренных частиц выполнен расчет синхротронного радиоизлучения быстрого оптического транзиента CSS161010. Указаны возможности объяснения рентгеновского излучения в рамках комптоновского механизма, и определены параметры среды в CSS161010.

DOI: 10.31857/S0367676523701648, EDN: ONQBTU

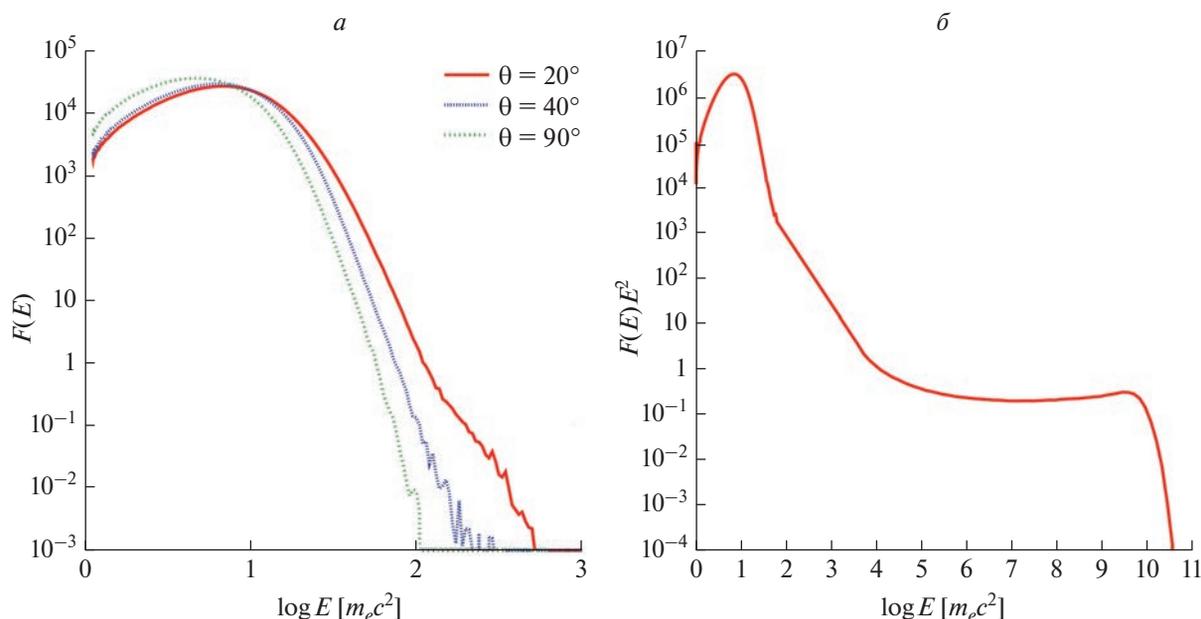
### ВВЕДЕНИЕ

Недавние наблюдения открыли новый класс объектов – быстрые голубые оптические транзиенты (FBOT). Известные на данный момент быстрые голубые оптические транзиенты AT2018cow [1], ZTF2018abvkwla [2], CSS161010 [3], AT2020xnd [4] и AT2020mrfv [5] характеризуются большой светимостью  $L > 10^{43}$  эрг/с, коротким характерным временным масштабом порядка нескольких дней, низкой выброшенной массой эжекты и высокими скоростями. Вместе со слабыми гамма-всплесками они, возможно, принадлежат к переходному классу объектов между нерелятивистскими сверхновыми и обычными гамма-всплесками. Рассматриваемый в данной работе объект CSS161010, имеет по оценкам [3] скорость эжекты 0.55 с на ранних этапах и около 0.3 с на поздних (порядка одного года). Субрелятивистские ударные волны могут быть источниками космических лучей высоких энергий [6–9].

### PARTICLE-IN-CELL МОДЕЛИРОВАНИЕ

В работе мы использовали Particle-in-Cell (PIC) расчеты, выполненные с помощью кода Smilei [10], разработанным Деруле и другими. Для инициализации ударной волны в двумерной симуляции на левой границе по оси  $x$  установлена отражающая стенка, с которой сталкивается втекающий однородный поток плазмы. Вдоль перпендикулярного направления  $y$  установлены периодические граничные условия. Число ячеек в

продольном направлении  $N_x = 204800$ , в поперечном  $N_y = 400$ . Размер ячейки  $dx = dy = 0.2c/\omega_e$ , где  $\omega_e$  – плазменная электронная частота  $\omega_e = \sqrt{4\pi n e^2/m_e}$ ,  $e$  – абсолютная величина заряда электрона,  $n$  – концентрация электронов,  $m_e$  – масса электрона, увеличена для экономии численных ресурсов так, что отношение масс протона и электрона  $m_p/m_e = 100$ . Начальное магнитное поле  $\vec{B}$  лежит в плоскости симуляции под углом  $\vartheta$  к скорости потока. Электрическое поле инициализируется так, чтобы компенсировать силу Лоренца в лабораторной системе  $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}/c$ . Скорость потока плазмы  $v = 0.3c$  что соответствует лоренц-фактору  $\gamma = 1.05$ . Такая скорость соответствует оценкам для выбранного нами транзиента CSS161010 из статьи [3]. Намагниченность потока  $\sigma = B^2/4\pi\gamma n m_p c^2 = 2 \cdot 10^{-4}$ . Максимальное время симуляции составляет  $7 \cdot 10^4 \omega_e^{-1}$  или около 100 обратных протонных гирочастот. Эффективность ускорения частиц зависит от угла наклона магнитного поля  $\vartheta$ , особенно в случае релятивистских ударных волн [6–9]. У квазипоперечных ударных волн, для которых  $\cos(\vartheta^*)$  меньше скорости ударной волны  $v'_{sh}$  (где величины измерены в системе набегающего потока) ускорение подавлено. При углах наклона меньших критического ударная волна способна эффективно ускорять частицы.



**Рис. 1.** Спектр электронов при разных углах наклона поля (а). Спектр электронов при угле наклона поля  $\vartheta = 30^\circ$  полученный совмещением PIC и Монте-Карло расчетов (б).

Функции распределения частиц за фронтом ударной волны при различных углах наклона изображены на рис. 1а, они имеют тепловой вид в случае квазиперпендикулярной волны и имеют степенной хвост с показателем  $\sim -3.5$  в случае квазипродольной.

### РАСЧЕТ ИЗЛУЧЕНИЯ

Радиоизлучение быстрых оптических транзиентов характеризуется наличием синхротронного самопоглощения. Расчет излучения проводится с помощью формул, описанных, например, в работе [11]. Спектральная плотность мощности излучения единицы объема вещества определяется формулой

$$I(\nu) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \frac{\sqrt{3}e^3 n F(E) B_{\perp}}{m_e c^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{+\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad (1)$$

где  $\nu_c = 3e^2 B_{\perp} E^2 / 4\pi m_e^3 c^5$ ,  $B_{\perp}$  — компонента магнитного поля, перпендикулярная лучу зрения,  $K_{5/3}$  — функция МакДональда. Коэффициент поглощения равен

$$k(\nu) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \frac{\sqrt{3}e^3}{8\pi m_e \nu^2} \frac{n B_{\perp}}{E^2} \frac{d}{dE} E^2 F(E) \frac{\nu}{\nu_c} \times \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{+\infty} K_{5/3}(x) dx. \quad (2)$$

Используя эти формулы, Шевалье [12] построил модель излучения плоского однородного диска, расположенного перпендикулярно к лучу зрения. При таких предположениях, измерив спектральную плотность излучения и получив ее максимум в данный момент времени и частоту, на которую он приходится, можно получить размер источника и магнитное поле в нем. Таким образом, в работах [1–5] были оценены параметры быстрых транзиентов. Так же, измеряя размер источника в разные моменты времени, можно оценить скорость распространения ударной волны.

Такой способ определения параметров источника использует модельное предположение о чисто степенной функции распределения электронов, а также феноменологические параметры долей энергии, содержащихся в ускоренных электронах и магнитном поле. Совместное PIC и Монте-Карло моделирование позволяет рассматривать большие пространственные масштабы и определить усиленное магнитное поле вблизи фронта ударной волны [13–15]. Как показано в работе [16], результаты расчетов Монте-Карло согласуются с выбранным значением параметра намагниченности, используемом нами в PIC модели. Высокие энергии ( $>100$  ГэВ) нельзя получить в PIC из-за ограниченных масштабов, но расчеты методом Монте-Карло показывают возможность ускорения до энергий выше 1 ПэВ. Спектры электронов, полученные двумя методами моделирования, имеют схожий наклон в области низких энергий. Функция распределения электронов для

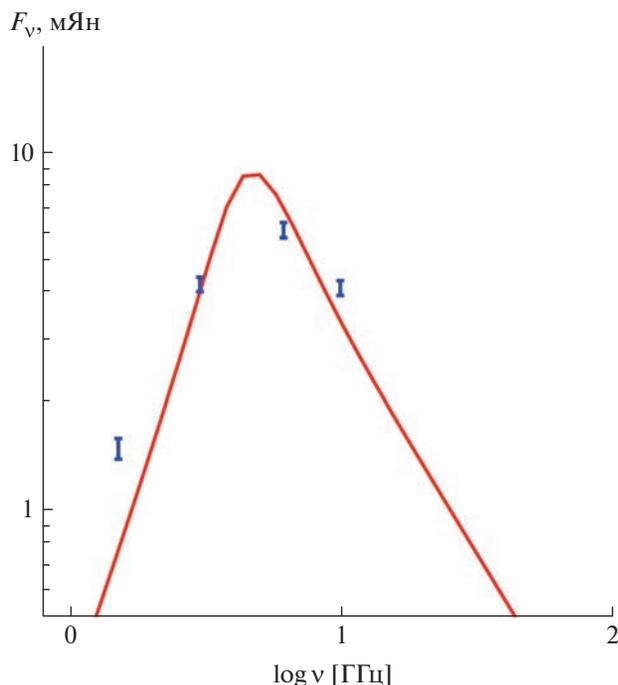


Рис. 2. Сравнение наблюдаемого спектра объекта CSS161010 на 99 с момента вспышки [3] с результатами моделирования.

ударной волны с углом наклона  $\vartheta = 30^\circ$ , полученная сшиванием результатов PIC и Монте-Карло моделирования, показана на рис. 1б.

В модели расчета излучения мы считаем источник сферической оболочкой, с однородной в каждый момент времени концентрацией частиц и магнитным полем. В разных точках фронта имеет место разный угол наклона магнитного поля относительно него, и используются соответствующие такому углу функции распределения. Излучение вычисляется интегрированием формул (1) и (2) по объему источника и наблюдательные данные фитируются с помощью подбора параметров — размера источника, магнитного поля и концентрации плазмы. На рис. 2 показаны спектры излучения, полученные в результате моделирования. Релятивистские электроны, определяющие синхротронное радиоизлучение, имеют Лоренц-факторы порядка нескольких десятков. Комптоновское рассеяние оптических квантов этими электронами попадает в рентгеновский диапазон. Поток энергии  $1.33 \pm 0.76 \cdot 10^{-15}$  эрг/с · см<sup>2</sup> в диапазоне 0.3–10 КэВ был зарегистрирован спустя 99 сут после вспышки [3]. Для получения такого потока рентгеновского излучения релятивистскими электронами при комптоновском рассеянии необходима очень высокая плотность энергии оптического излучения, вплоть до  $10^{-3}$  эрг/с · см<sup>3</sup>, что на много порядков превосходит диффузное излуче-

ние галактики. Однако такая плотность фотонов достижима при распространении ударной волны от вспышки сверхновой в компактном скоплении молодых массивных звезд [17–19]. Вычисленные в результате моделирования параметры источника следующие: магнитное поле 0.6 Гс, размер  $1.3 \cdot 10^{17}$  см, концентрация  $150 \text{ см}^{-3}$ , в то время как в работе [3] авторы получили значения 0.29 Гс,  $1.4 \cdot 10^{17}$  см,  $25 \text{ см}^{-3}$  соответственно. Видно значительное отличие в концентрации частиц, что связано с использованием авторами [3] параметризованной функции распределения частиц, в то время как кинетическая модель Particle-in-Cell определяет функцию распределения согласованно с эволюцией ударной волны.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты Particle-in-Cell и Монте-Карло моделирования ускорения частиц в субрелятивистской ударной волне. Полученные спектры частиц позволяют объяснить наблюдаемые спектры синхротронного и рентгеновского излучения быстрого транзиента CSS16101. Быстрые оптические транзиенты могут быть источниками ускоренных частиц с энергиями выше 1 ПэВ, таких как наблюдаемые, например, в эксперименте ТУНКА-133 [20].

Particle-in-Cell расчеты Романского В.И. поддержаны Российским научным фондом (проект № 21-72-20020), модели излучения Быкова А.М. и Осипова С.М. — темой государственного задания 0040-2019-0025. Результаты работы были получены с использованием ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (<http://scc.spbstu.ru>).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ho A., Phinney E., Ravi V. et al. // *Astrophys. J.* 2019. V. 871. No. 1. P. 19.
2. Ho A., Perley D.A., Kulkarni S.R. et al. // *Astrophys. J.* 2020. V. 895. No. 1. P. 49.
3. Coppejans D.L., Margutti R., Terreran G. et al. // *Astrophys. J. Lett.* 2020. V. 895. No. 1. P. L23.
4. Perley D.A., Ho A., Yao Y. et al. // *MNRAS.* 2021. V. 508. No. 4. P. 5138.
5. Yao Y., Ho A.Y.Q., Medvedev P. et al. // *Astrophys. J.* 2022. V. 934. No. 2. P. 104.
6. Derouillat J., Beck A., Perez F. et al. // *Comp. Phys. Commun.* 2018. V. 222. P. 351.
7. Sironi L., Spitkovsky A. // *Astrophys. J.* 2009. V. 698. No. 2. P. 1523.
8. Guo X., Sironi L., Narayan R. // *Astrophys. J.* 2014. V. 794. No. 2. P. 153.
9. Crumley P., Caprioli D., Markoff S., Spitkovsky A. // *MNRAS.* 2019. V. 485. No. 4. P. 5105.

10. *Romansky V.I., Bykov A.M., Osipov S.M.* // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1038. Art. No. 012022.
11. *Ghisellini G., Svensson R.* // MNRAS. 1991. V. 252. No. 4. P. 313.
12. *Chevalier R.A.* // Astrophys. J. 1998. V. 499. No. 2. P. 810.
13. *Осипов С.М., Быков А.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 486; *Osipov S.M., Bykov A.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 360.
14. *Быков А.М., Осипов С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1143; *Bykov A.M., Osipov S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 1141.
15. *Быков А.М., Осипов С.М., Эллисон Д.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 468; *Bykov A.M., Osipov S.M., Ellison D.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 431.
16. *Bykov A.M., Romansky V.I., Osipov S.M.* // Universe. 2022. V. 8. No. 1. P. 32.
17. *Clark J.S, Negueruela I., Crowther P.A., Goodwin S.P.* // Astron. Astrophys. 2005. V. 434. P. 949.
18. *Bykov A.M., Ellison D., Gladilin P.E., Osipov S.M.* // MNRAS. 2015. V. 453. No. 1. P. 113.
19. *Каляшова М.Е., Быков А.М., Осипов С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 482; *Kalyashova M.E., Bykov A.M., Osipov S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 357.
20. *Просин В.В., Астапов И.И., Безязыков П.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 525; *Prosin V.V., Astapov I.I., Bezязыkov P.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 395.

## Particle-in-Cell simulation of cosmic ray acceleration in fast blue optical transients

V. I. Romansky<sup>a</sup>\*, A. M. Bykov<sup>a</sup>, S. M. Osipov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg, 194021 Russia*

*\*e-mail: romanskyvadim@gmail.com*

Results of Particle-in-Cell modelling of cosmic ray acceleration in sub-relativistic shocks (with speed about 0.3 speed of light) are presented. Synchrotron and Inverse Compton radiation from FBOT CSS161010 are calculated using particle distributions, obtained from PIC simulation. Source parameters are evaluated via fitting modeled radiation with observations.

УДК 524.1-62

## ВЛИЯНИЕ САМОМОДУЛЯЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ДИФФУЗНОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИКИ

© 2023 г. Д. О. Чернышов<sup>1</sup>, \*, А. В. Ивлев<sup>2</sup>, Е. А. Кулик<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук”,  
Отдел теоретической физики имени И.Е. Тамма, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт внеземной физики Общества Макса Планка, Гархинг, Германия

\*E-mail: chernyshov@td.lpi.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Изучено влияние взаимодействия космических лучей с возбужденной ими турбулентностью (эффект самомодуляции) в оболочках молекулярных облаков на полное гамма-излучение Галактики. Исследован эффект самомодуляции для каждого отдельного молекулярного облака и полученный результат проинтегрирован по лучу зрения вдоль всех молекулярных облаков, попадающих в интересующую нас область на небе. Показано, что самомодуляция космических лучей уменьшает интенсивность гамма-излучения в диапазоне ниже 1 ГэВ примерно на 10–30%. Несмотря на то, что данный результат незначителен по величине, его, тем не менее, стоит учитывать при выделении фонового гамма-излучения на низких энергиях.

DOI: 10.31857/S036767652370165X, EDN: ONQRGE

### ВВЕДЕНИЕ

Гамма-излучение является одним из наиболее важных источников информации о спектре космических лучей в удаленном от нас в межзвездном пространстве Галактики [1]. При этом около 30% гамма-излучения формируется в молекулярном газе. Плотность молекулярного газа достаточно велика, и как следствие, заряженные частицы космических лучей могут эффективно терять энергию, что, в свою очередь приводит к возникновению потоковой неустойчивости на границах молекулярных облаков. Данное явление аналогично возбуждению турбулентности космическими лучами, покидающими Галактику [2]. Турбулентность, которая генерируется этой неустойчивостью, препятствует проникновению космических лучей внутрь облака – иными словами, возникает самомодуляция космических лучей в этих объектах [3–5]. Самомодуляция должна влиять на спектр гамма-излучения, однако обнаружить этот эффект при наблюдении одиночных молекулярных облаков затруднительно из-за низкого углового и энергетического разрешения современных гамма-телескопов на энергиях ниже 1–10 ГэВ [6]. Возможно, новое поколение гамма-телескопов будет обладать достаточно хорошими параметрами, чтобы зарегистрировать данный эффект [7]. Однако на данный момент вместо выделения спектра излучения отдельного молекулярного облака и сравне-

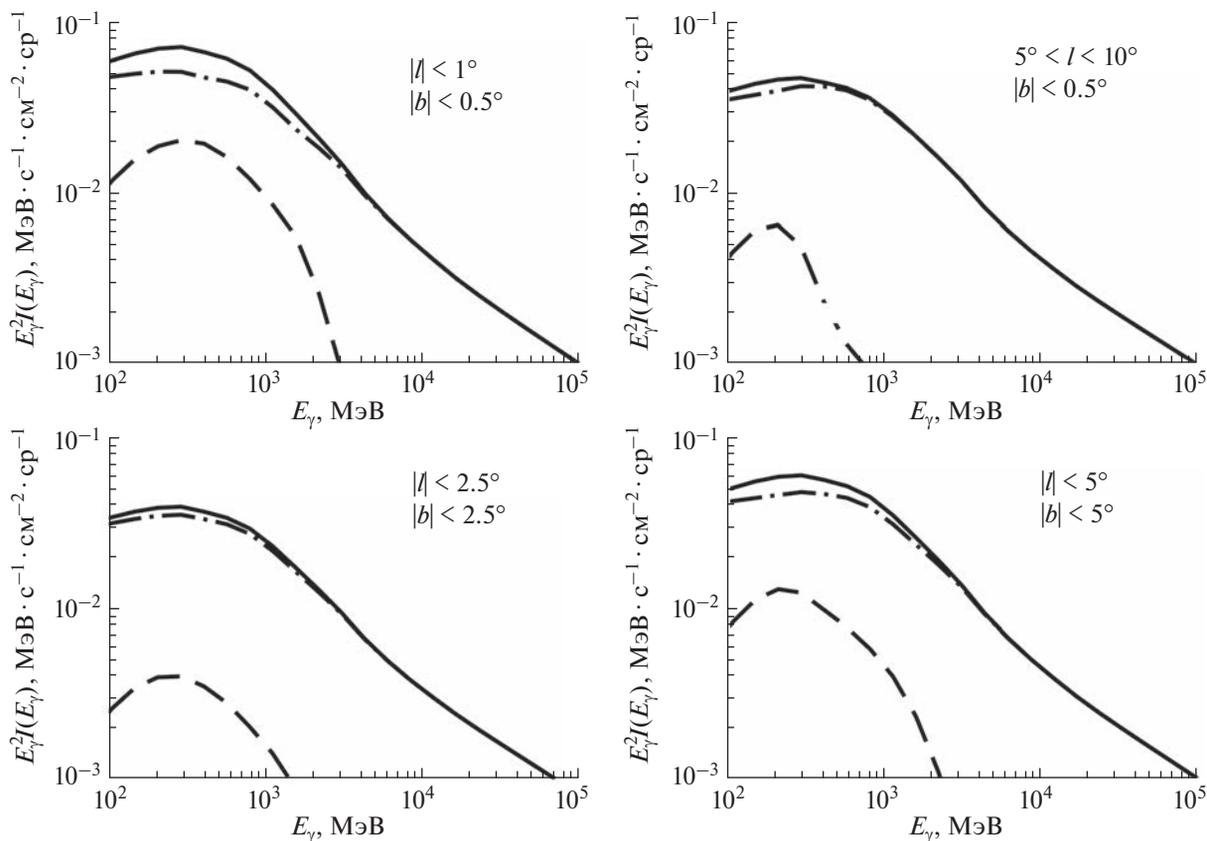
ния его с наблюдениями, эффективнее вычислить ожидаемый спектр излучения большого числа облаков, попадающих в широкий конус наблюдения, и оценить величину эффекта самомодуляции. Таким образом, влияние углового разрешения гамма-телескопа на результат наблюдений будет сведено к минимуму.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЛАКОВ

Для вычисления спектра диффузного гамма-излучения, мы воспользовались каталогом SEDIGISM [8], который содержит около 10000 облаков, находящихся между  $-40$  и  $+20$  градусов галактической долготы и  $-1$  и  $+1$  градусом галактической широты.

Спектры протонов космических лучей были вычислены с использованием кода GALPROP WebRun [9, 10]. Параметры задачи были взяты из модели SS\_Z8\_R20\_T100000\_C2 статьи [11], которая достаточно хорошо описывает диффузный фон Галактики.

Поскольку каталог молекулярных облаков может быть неполным, мы сравнили толщину молекулярного газа на луче зрения, полученную при интегрировании распределения газа по каталогу SEDIGISM, и взятую из GALPROP (файл rbands\_co10mm\_v3\_2001\_hdeg.fits). Мы устано-



**Рис. 1.** Спектр диффузного гамма-излучения Галактики для разных областей вблизи центра. Сплошная линия — спектр без учета самомодуляции, штриховая линия — величина эффекта самомодуляции, штрихпунктирная линия — спектр с учетом самомодуляции.

вили, что между этими данными наблюдается систематическая разница в 2 раза. Поэтому спектры гамма-излучения, вычисленные по каталогу молекулярных облаков, были пропорционально увеличены, чтобы обеспечить соответствие данным GALPROP по молекулярному газу.

Спектр гамма-излучения моделировался следующим образом. Сначала, мы выбрали интересные нас координаты на небе и угловой размер области обзора. В каталоге молекулярных облаков мы отметили все облака, попадающие в указанную область, их координаты в Галактике, массу и толщину водорода.

Далее используя координаты каждого облака, мы взяли спектры протонов и электронов межзвездной среды из данных GALPROP и вычислили их модулированные спектры внутри облака по формулам, описанным в статье [12]. По модулированным спектрам мы вычислили спектр гамма-излучения из данного облака за счет протон-протонных столкновений и тормозного излучения электронов.

Проделав данную операцию для всех отмеченных облаков, мы сложили их спектры и сделали поправку на распределение молекулярного газа

по GALPROP. В результате мы получили угловое распределение спектров  $I_{mod}(E_\gamma)$  диффузного гамма-излучения молекулярного газа Галактики.

GALPROP не разделяет излучение молекулярного и атомарного газа. Поэтому, для сравнения наших результатов со спектрами гамма-излучения, полученными GALPROP, мы проделали те же самые операции без учета эффекта самомодуляции и получили соответствующий спектр молекулярного газа  $I_0(E_\gamma)$ . Разница  $\Delta I(E_\gamma) = I_0(E_\gamma) - I_{mod}(E_\gamma)$  между немодулированным и модулированным спектрами и является интересующей нас величиной.

Спектр полного диффузного излучения Галактики с учетом эффекта самомодуляции был получен путем уменьшения спектра полного диффузного излучения, вычисленного с помощью GALPROP, на величину  $\Delta I(E_\gamma)$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показаны результаты наших расчетов для различных областей на небе. Мы рассмотрели три области вокруг центра Галактики, а также одну

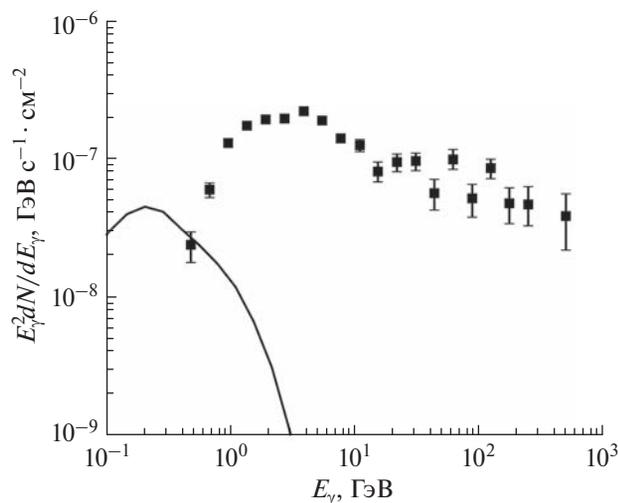


Рис. 2. Сравнение спектра “ГэВного избытка” из галактического центра (экспериментальные точки) и эффекта само модуляции (сплошная кривая).

область, сдвинутую от центра. Сплошной линией показаны результаты GALPROP для соответствующей области, штриховой линией — величина эффекта само модуляции  $\Delta I(E_\gamma)$ , а штрихпунктирной линией — ожидаемый нами спектр излучения Галактики с учетом эффекта само модуляции.

Как видно, эффект само модуляции достигает наибольшего относительного значения в узкой области вблизи центра Галактики, где сосредоточено большое количество массивных молекулярных облаков. Относительная величина эффекта падает по мере увеличения углового размера области наблюдения, а также при смещении центра области от центра Галактики. Это связано с тем, что вклад излучения молекулярного газа уменьшается, а доля излучения атомарного газа и обратного комптоновского рассеяния электронов растет. Усиление эффекта для области размером  $10^\circ$  в сравнении с областью размером  $5^\circ$  вызвано особенностями распределения молекулярного газа.

Как видно, величина эффекта само модуляции не очень мала, и в отдельных случаях может достигать 30%. Однако энергии, на которых он проявляется, достаточно низкие — меньше 1 ГэВ, что делает его наблюдение затруднительным. Тем не менее, при оценке фонового излучения Галактики (необходимого для вычисления спектров крупномасштабных источников на низких энергиях) этот эффект необходимо принимать во внимание. Для демонстрации, на рис. 2 сравнивается спектр “ГэВного избытка” в центре Галактики [13] с величиной эффекта само модуляции. Видно, что спектр “избытка” на низких энергиях, который был получен без учета данного эффекта, может существенно измениться.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы вычислили изменение спектра диффузного гамма-излучения Галактики за счет эффекта само модуляции космических лучей, возникающем при их проникновении в плотные молекулярные облака. Мы выяснили, что для центральных областей Галактики, ограниченных угловым размером от  $1^\circ$  до  $10^\circ$ , данный эффект может привести к уменьшению полного потока гамма-излучения на 10–30% на энергиях порядка сотен МэВ. На текущий момент обнаружение эффекта само модуляции затруднительно из-за низкого разрешения имеющихся гамма-телескопов на этих энергиях. Однако он может оказывать существенное влияние на точность определения спектра диффузных источников на энергиях ниже 1 ГэВ, таких как, например, “ГэВный избыток” в центре Галактики.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00047).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Issa M.R., Wolfendale A.W. // Nature. 1981. V. 292. P. 430.
2. Птускин В.С., Зиракашвили В.Н., Георгиева А.А., Клепач Е.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 4. С. 480; Ptuskin V.S., Zirakashvili V.N., Georgieva A.A., Klepach E.G. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. No. 4. P. 461.
3. Skilling J., Strong A.W. // Astron. Astrophys. 1976. V. 53. P. 253.
4. Cesarsky C.J., Volk H.J. // Astron. Astrophys. 1978. V. 70. P. 367.
5. Ivlev A.V., Dogiel V.A., Chernyshov D.O. et al. // Astrophys. J. 2018 V. 855. Art. No. 23.
6. Dogiel V.A., Chernyshov D.O., Ivlev A.V. et al. // Astrophys. J. 2018 V. 868. Art. No. 114.
7. Тончиев Н.П., Гальпер А.М., Архангельская И.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 688; Tonchiev N.P., Galper A.M., Arkhangelskaja A.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 629.
8. Duarte-Cabral A., Colombo D., Urquhart J.S. et al. // MNRAS. 2021. V. 400. P. 3027.
9. Strong A.W., Moskalenko I.V. // Astrophys. J. 1998. V. 509. Art. No. 212.
10. Vladimirov A.E., Digel S.W., Johannesson G. et al. // Comp. Phys. Commun. 2011. V. 182. No. 5. P. 1156.
11. Ackermann M., Ajello M., Atwood W.B. et al. // Astrophys. J. 2012. V. 750. No. 1. Art. No. 3.
12. Dogiel V.A., Chernyshov D.O., Ivlev A.V. et al. // Astrophys. J. 2021. V. 921. No. 1. Art. No. 43.
13. Ackermann M., Ajello M., Albert A. // Astrophys. J. 2017. V. 840. No. 1. Art. No. 43.

**Effects of cosmic rays' self-modulation on the galactic diffuse gamma-ray emission****D. O. Chernyshov<sup>a,\*</sup>, A. V. Ivlev<sup>b</sup>, E. A. Kulik<sup>a</sup>**<sup>a</sup>*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Tamm Theoretical Physics Division, Moscow, 119991 Russia*<sup>b</sup>*Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching, D-85748 Germany**\*e-mail: chernyshov@td.lpi.ru*

We studied how the process of self-modulation of cosmic rays, occurring upon their penetration into dense molecular clouds, affects the total gamma-ray emission of the Galaxy. We estimated how the self-modulation modifies the emission from each individual cloud and integrate the results along the line of sight for a given area in the sky. Our calculations show that the self-modulation reduces the total intensity of gamma-ray emission below 1 GeV by about 10–30%. Even though the magnitude of the effect is not large, it still can substantially affect the background gamma-ray emission at low energies.

УДК 524.1-352

## ВКЛАД БЛИЗКИХ ИСТОЧНИКОВ В НАБЛЮДАЕМЫЙ СПЕКТР И АНИЗОТРОПИЮ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2023 г. В. Н. Зиракашвили<sup>1</sup>, \*, В. С. Птускин<sup>1</sup>, С. И. Роговая<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
имени Н.В. Пушкова Российской академии наук”, Москва, Россия

\*E-mail: zirak@izmiran.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Изучено распространение космических лучей сверхвысоких энергий от близких источников. Показано, что наблюдаемые при энергиях выше  $5 \cdot 10^{18}$  эВ спектр, анизотропия и химический состав, могут быть объяснены в модели одного близкого источника – галактики М87, если источник сильно обогащен тяжелыми ядрами.

DOI: 10.31857/S0367676523701661, EDN: ONXZRC

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время считается, что космические лучи самых высоких энергий ускоряются в объектах с релятивистскими движениями. Такими являются пульсарные туманности, гамма-всплески и релятивистские струи (джеты), возникающие при аккреции вещества на центральную сверхмассивную черную дыру (СМЧД) в активных галактических ядрах (АГЯ) [1]. Ближайшие АГЯ – это Центавр А на расстоянии 4 Мпс и М87 на расстоянии 16 Мпс. Эти объекты представляются наиболее вероятными источниками, так как наблюдаемые резкие изломы в спектре [2] трудно объяснить в моделях, в которых спектр определяется большим количеством источников, распределенных во Вселенной. Распространение энергичных частиц от галактики Центавр А уже рассматривалось в работе [3]. Был сделан вывод, что наблюдаемый при энергиях выше  $5 \cdot 10^{18}$  эВ спектр может быть объяснен этим источником.

Нами выполнены расчеты от другого близкого источника М87. Хотя он находится дальше, чем Центавр А, масса центральной СМЧД в М87 на два порядка больше, чем в Центавре А. Следовательно этот источник намного мощнее. Данное исследование следует рассматривать как дополнение к нашей работе [4], в которой мы исследовали распространение частиц от еще более близкой СМЧД в галактике Андромеда. Благодаря близости этого потенциального источника мы можем наблюдать от него частицы даже с такими низкими энергиями как  $10^{15}$  эВ, а частицы с самыми высокими энергиями могут приходиться на

Землю и от более далеких источников, таких как Центавр А и М87.

### УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Используется следующее уравнение переноса для функций распределения протонов  $N(\epsilon, z, \vec{r})$  и ядер  $N_i(A, \epsilon, z, \vec{r})$  космических лучей с массовым числом  $A$  в расширяющейся Вселенной, заполненной фоновым электромагнитным излучением (подробнее см. [5]):

$$-H(z)(1+z)\frac{\partial N}{\partial z} = \nabla D(\epsilon, z)(1+z)^2 \nabla N + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \epsilon \left( H(z) + \frac{1}{\tau(A, \epsilon, z)} \right) N \right) - 3H(z)N + 4v(4, \epsilon, z)N_i(4) + \quad (1)$$

$$+ \sum_{A=5}^{56} v(A, \epsilon, z)N_i(A) + q(\epsilon, z)(1+z)^3 \delta(\vec{r}),$$

$$-H(z)(1+z)\frac{\partial N_i(A)}{\partial z} = \nabla D(A, \epsilon, z)(1+z)^2 \nabla N(A) + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \epsilon \left( H(z) + \frac{1}{\tau(A, \epsilon, z)} \right) N_i(A) \right) - 3H(z)N_i(A) - v(A, \epsilon, z)N_i(A) + v(A+1, \epsilon, z)N_i(A+1) + q_i(A, \epsilon, z)(1+z)^3 \delta(\vec{r}). \quad (2)$$

Здесь  $\vec{r}$  – радиус-вектор в сопутствующих координатах, а красное смещение  $z$  используется

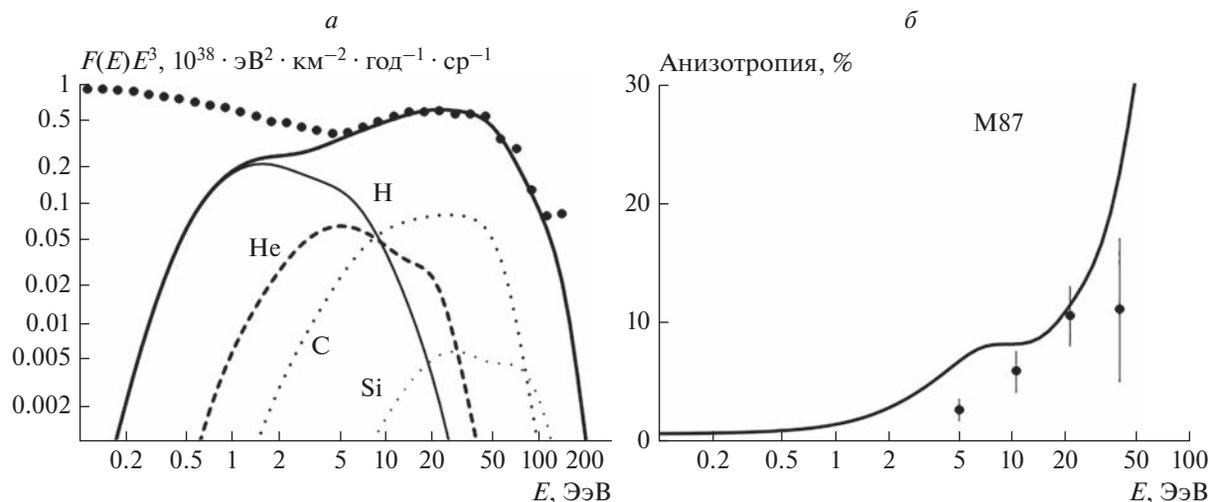


Рис. 1. Вычисленный спектр всех частиц (сплошная кривая) и отдельных ядер, наблюдаемый спектр [2] (кружки) (а). Вычисленная (сплошная кривая) и наблюдаемая (кружки) анизотропия [9] (б).

вместо времени. Система уравнений (1)–(2) должна быть решена совместно для всех типов ядер с различными значениями  $A$  от железа ( $A = 56$ ) до протонов. Используется переменная  $\varepsilon = E/A$  – энергия на нуклон, поскольку эта величина примерно сохраняется в процессе ядерного фоторасщепления,  $q(\varepsilon, z)$  и  $q_i(A, \varepsilon, z)$  – спектры точечных источников протонов и ядер соответственно,  $\tau(A, \varepsilon, z)$  – характерное время потерь энергии на фоторождение  $e^+e^-$  пар и пионов,  $\nu(A, \varepsilon, z)$  – частота ядерного фоторасщепления, сумма в правой части уравнения (1) описывает рождение вторичных протонов при фоторасщеплении ядер,  $H(z) = H_0 \left( (1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda \right)^{1/2}$  – параметр Хаббла для плоской расширяющейся Вселенной с плотностью материи  $\Omega_m (= 0.3)$  и  $\Lambda$ -членом ( $\Omega_\Lambda = 0.7$ ), численное значение  $H_0 = 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$ .

Используется зависимость коэффициента диффузии  $D$  от полной энергии  $E$ , полученная в численном моделировании распространения частиц в случайном магнитном поле с квадратным корнем от среднего квадрата  $B$  и длиной когерентности  $l_c$  [6]:

$$D = \frac{cl_c}{3} \left( 4 \frac{E^2}{E_c^2} + 0.9 \frac{E}{E_c} + 0.23 \frac{E^{1/3}}{E_c^{1/3}} \right), \quad E_c = ZeBl_c. \quad (3)$$

Решения уравнений (1), (2) для однородного распределения источников, когда диффузионный член не дает вклада, были получены в работе [7].

При численном решении системы уравнений (1), (2) для функций  $N(\varepsilon, z, r)$  и  $N_i(A, \varepsilon, z, r)$  с различными  $A$  используется метод конечных разностей. Независимыми переменными являются  $z$  и  $\ln(\varepsilon)$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

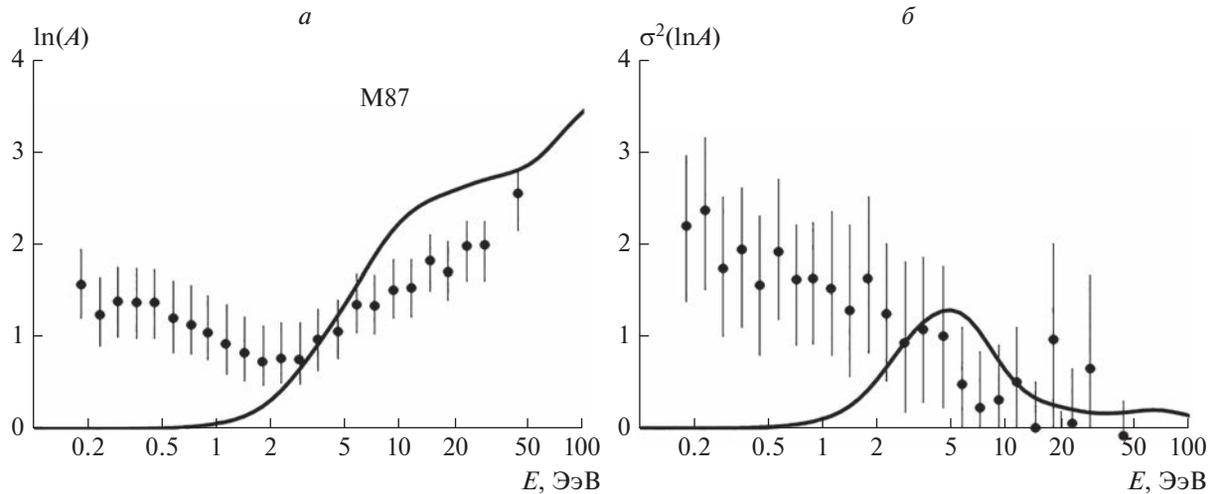
Мы выполнили численные расчеты от максимального красного смещения  $z = 1$  до  $z = 0$  для точечного источника M87 со спектром

$$q(A, \varepsilon) \propto k(A) \varepsilon^{-1} e^{-\frac{A\varepsilon}{\varepsilon_{max}}}, \quad k(A) = 10^3 k_S(A), \quad A > 4 \quad (4)$$

с максимальной энергией  $\varepsilon_{max} = 4 \cdot 10^{18} \text{ ЭВ}$ . Коэффициент  $k(A)$  описывает химический состав источника. Использовался тяжелый состав с сильным обогащением ядер тяжелее гелия (см. также [8]) по сравнению с нормальным (солнечным) химическим составом  $k_S(A)$ . Коэффициент диффузии частиц (3) определялся напряженностью  $B = 4 \cdot 10^{-8} \text{ Гс}$  и длиной когерентности  $l_c = 0.1 \text{ Мпс}$  межгалактического магнитного поля. Функция распределения протонов и ядер задавалась равной нулю на границе сферической области моделирования радиусом  $24 \text{ Мпк}$ , что соответствует выходу частиц из Местного сверхскопления галактик, центром которого является галактика M87. Предполагается, что за пределами Местного сверхскопления магнитное поле намного слабее и длина свободного пробега частиц намного больше, чем внутри. Параметры модели были подобраны так, чтобы воспроизвести наблюдения.

Результаты показаны на рис. 1 и 2. Как видно из наших расчетов, с таким тяжелым химическим составом галактика M87 может быть основным источником космических лучей при энергиях больше  $5 \cdot 10^{18} \text{ ЭВ}$ . Полученная светимость M87 в космических лучах –  $2 \cdot 10^{42} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Следует отметить, что объяснить такое сильное обогащение источника (в тысячу раз) тяже-



**Рис. 2.** Вычисленный (сплошная кривая) и наблюдаемый [10] (кружки) средний логарифм  $A$  (а). Вычисленная (сплошная кривая) и наблюдаемая [10] (кружки) дисперсия логарифма  $A$  (б).

лыми ядрами непросто. Например, в галактических космических лучах наблюдается обогащение первичных ядер только в 10–20 раз.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вычисленная анизотропия не превышает измеренные значения (см. рис. 1). Хотя измеренное направление вектора анизотропии оказывается ближе к направлению на Центавр А, чем на М87 (см. [9]), это еще не доказывает, что Центавр А является основным источником космических лучей сверхвысоких энергий. Дело в том, что направление анизотропии может искажаться магнитным полем нашей Галактики, которое не очень хорошо известно. Кроме того, вероятно, еще более близкий потенциальный источник — галактика Андромеда может давать вклад в наблюдаемый спектр и анизотропию [4].

Работа была частично выполнена на УНУ “Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ” (соглашение 13.УНУ.21.0007).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bykov A.M., Gehrels N., Krawczynsky H. et al.* // Space Sci. Rev. 2013. V. 178. P. 599.
2. *Pierre Auger Collaboration* // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 966.
3. *Mollerach S., Roulet E.* // Phys. Rev. D. 2019. V. 99. Art. No. 103010.
4. *Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S., Rogovaya S.I.* // MNRAS. 2023. V. 519. P. L5.
5. *Berezinsky V., Gazizov A.Z.* // Astrophys. J. 2006. V. 643. P. 8.
6. *Harari D., Mollerach S., Roulet E.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. Art. No. 123001.
7. *Птускин В.С., Роговая С.И., Зиракашвили В.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 3. С. 331; *Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 3. P. 302.
8. *Зиракашвили В.Н., Птускин В.С., Роговая С.И., Клепач Е.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 351; *Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N., Klepach E.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. V. 79. No. 3. P. 319.
9. *Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al.* // Astrophys. J. 2018. V. 868. P. 4.
10. *Bellido J. et al. (Pierre Auger Collaboration)* // arXiv: 1708.06592. 2017.

## Input of nearby sources in spectra and anisotropy of ultrahigh energy cosmic rays

V. N. Zirakashvili<sup>a</sup>, \*, V. S. Ptuskin<sup>a</sup>, S. I. Rogovaya<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia

\*e-mail: zirak@izmiran.ru

Propagation of ultrahigh energy cosmic rays from nearby sources was investigated. It is shown that observable spectrum, chemical composition and anisotropy at energies above  $5 \cdot 10^{18}$  eV can be explained in the model of one nearby source galaxy M87 with heavy chemical composition.

УДК 524.1

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА TUNKA-GRANDE

© 2023 г. Р. Д. Монхоев<sup>1, \*</sup>, И. И. Астапов<sup>4</sup>, П. А. Безъязыков<sup>1</sup>, Е. А. Бонвеч<sup>2</sup>, А. Н. Бородин<sup>3</sup>, Н. М. Буднев<sup>1</sup>, А. В. Булан<sup>2</sup>, А. Вайдьянатан<sup>5</sup>, Н. В. Волков<sup>9</sup>, П. А. Волчугов<sup>2</sup>, Д. М. Воронин<sup>6</sup>, А. Р. Гафаров<sup>1</sup>, А. Ю. Гармаш<sup>5, 8</sup>, В. М. Гребенюк<sup>3, 10</sup>, Е. О. Гресь<sup>1</sup>, О. А. Гресь<sup>1</sup>, Т. И. Гресь<sup>1</sup>, А. А. Гринюк<sup>3</sup>, О. Г. Гришин<sup>1</sup>, А. Н. Дячок<sup>1</sup>, Д. П. Журов<sup>1</sup>, А. В. Загородников<sup>1</sup>, А. Д. Иванова<sup>1</sup>, А. Л. Иванова<sup>1, 5</sup>, М. А. Илюшин<sup>1</sup>, Н. Н. Калмыков<sup>2</sup>, В. В. Киндин<sup>4</sup>, С. Н. Кирюхин<sup>1</sup>, Р. П. Кокорулин<sup>4</sup>, Н. И. Колосов<sup>1</sup>, К. Г. Компаниец<sup>4</sup>, Е. Е. Коростелева<sup>2</sup>, В. А. Кожин<sup>2</sup>, Е. А. Кравченко<sup>5, 8</sup>, А. П. Крюков<sup>2</sup>, Л. А. Кузьмичев<sup>2</sup>, А. Кьявасса<sup>11</sup>, А. А. Лагутин<sup>9</sup>, М. В. Лаврова<sup>3</sup>, Ю. Е. Лемешев<sup>1</sup>, Б. К. Лубсандоржиев<sup>6</sup>, Н. Б. Лубсандоржиев<sup>2</sup>, С. Д. Малахов<sup>1</sup>, Р. Р. Миргазов<sup>1</sup>, Э. А. Окунева<sup>2</sup>, Э. А. Осипова<sup>2</sup>, А. Л. Пахоруков<sup>1</sup>, А. Пан<sup>3</sup>, А. Д. Панов<sup>2</sup>, Л. В. Паньков<sup>1</sup>, А. А. Петрухин<sup>4</sup>, Д. А. Подгрудков<sup>2</sup>, Е. Г. Попова<sup>2</sup>, Е. Б. Постников<sup>2</sup>, В. В. Просин<sup>2</sup>, В. С. Птускин<sup>7</sup>, А. А. Пушкин<sup>1</sup>, А. Ю. Разумов<sup>2</sup>, Р. И. Райкин<sup>9</sup>, Г. И. Рубцов<sup>6</sup>, Е. В. Рябов<sup>1</sup>, В. С. Самолига<sup>1</sup>, И. Сатышев<sup>3</sup>, А. А. Силаев<sup>2</sup>, А. А. Силаев (мл.)<sup>2</sup>, А. Ю. Сидоренков<sup>6</sup>, А. В. Скурихин<sup>2</sup>, А. В. Соколов<sup>5, 8</sup>, Л. Г. Свешникова<sup>2</sup>, В. А. Таболенко<sup>1</sup>, А. Б. Танаев<sup>1</sup>, Б. А. Таращанский<sup>1</sup>, М. Ю. Терновой<sup>1</sup>, Л. Г. Ткачев<sup>3, 10</sup>, Н. А. Ушаков<sup>6</sup>, Д. В. Чернов<sup>2</sup>, И. И. Яшин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Иркутский государственный университет”, Научно-исследовательский институт прикладной физики, Иркутск, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>3</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>4</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

<sup>5</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Новосибирский национальный исследовательский государственный университет”, Новосибирск, Россия

<sup>6</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>7</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкина Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>8</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук”, Новосибирск, Россия

<sup>9</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Алтайский государственный университет”, Барнаул, Россия

<sup>10</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Университет “Дубна”, Дубна, Россия

<sup>11</sup>Национальный институт ядерной физики, Турин, Италия

\*E-mail: makaay08@rambler.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Описана сцинтилляционная установка Tunka-Grande. Представлены научные результаты, полученные за первые 5 лет ее работы. Проанализированы перспективы изучения космических лучей в диапазоне энергий  $10^{16}$ – $10^{18}$  эВ.

DOI: 10.31857/S0367676523701673, EDN: OODYWI

## ВВЕДЕНИЕ

В 2016 г. была введена в эксплуатацию и включена в состав астрофизического комплекса TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic rays and Gamma Astronomy) [1] сцинтилляционная установка Tunka-Grande. Задачей эксперимента является изучение энергетического спектра и массового состава первичных космических лучей (ПКЛ) совместно с действующей широкоугольной черенковской установкой Тунка-133 [2], а также поиск диффузного гамма-излучения в диапазоне энергий  $10^{16}$ – $10^{18}$  эВ.

В статье описана установка Tunka-Grande и выполнена оценка точности реконструкции параметров широких атмосферных ливней (ШАЛ) и ПКЛ. Основные научные результаты, полученные за первые 5 лет работы установки, представлены в виде дифференциального энергетического спектра ПКЛ и ограничения на поток диффузных гамма-квантов.

## УСТАНОВКА TUNKA-GRANDE

Установка Tunka-Grande предназначена для регистрации заряженной компоненты ШАЛ и представляет собой массив сцинтилляционных счетчиков, объединенных в 19 станций и размещенных на площади  $\sim 0.5$  км<sup>2</sup>. Каждая станция состоит из 2-х частей: наземной и подземной. Первая включает в себя 12 счетчиков с общей площадью 7.68 м<sup>2</sup> и регистрирует все заряженные частицы ШАЛ на уровне наблюдения, вторая содержит 8 счетчиков общей площадью 5.12 м<sup>2</sup>, расположена под слоем грунта 1.5 м и нацелена на выделение мюонной компоненты ШАЛ. Пороговая энергия для вертикальных мюонов при этом составляет  $\sim 0.5$  ГэВ. Обе части находятся в непосредственной близости друг от друга и на расстоянии не более 30 м от центра ближайшего кластера установки Тунка-133.

Сцинтилляционный счетчик состоит из светособирающего дюралюминиевого кожуха толщиной 1 мм в виде усеченной пирамиды, внутренняя поверхность которого покрыта тонким диффузно-отражающим слоем белой эмали. Внутри кожуха размещаются пластмассовый сцинтиллятор NE102A, выполненный в форме плоской пластины размером  $800 \times 800 \times 40$  мм, и на расстоянии  $\sim 30$  см от него фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) PHOTONIS XP-3462. На двух центральных счетчиках каждой станции для расширения ее динамического диапазона регистрируемых сигналов располагаются дополнительные ФЭУ с коэффициентом усиления  $\sim 10$  раз меньшим по сравнению со стандартным. Данный тип счетчиков в настоящее время также применяется на установке НЕВОД-ШАЛ [3, 4], а ранее успешно использовался в экспериментах KASCADE-Grande [5] и EAS-TOР [6, 7].

Программно-аппаратный комплекс установки Tunka-Grande построен на базе программно-аппаратного комплекса установки Тунка-133 и обеспечивает непрерывную оцифровку сигналов со счетчиков, отбор событий со станций по заданному внутреннему или внешнему триггерным условиям, а также передачу информации в центр сбора данных, единый для всего астрофизического комплекса TAIGA. Отбор событий основан на том, что 12 счетчиков наземной части станции разделены на две половины, по 6 счетчиков в каждой, и подключены к 2-м аналоговым сумматорам-усилителям. Условие выработки внутреннего триггера заключается в наличии сигнала от релятивистской частицы на выходе каждого сумматора-усилителя во временном отрезке 500 нс. Внешний триггерный сигнал формируется ближайшим кластером установки Тунка-133 во время проведения совместных с ней сеансов наблюдений.

Независимо от выбранного режима работы установки Tunka-Grande для всех зарегистрированных событий проводится процедура реконструкции параметров ШАЛ. При этом определяются такие основные характеристики, как: координаты положения оси ШАЛ в плоскости установки —  $x$  и  $y$ , зенитный и азимутальный углы прихода оси ШАЛ —  $\theta$  и  $\phi$ , полное число частиц электрон-фотонной и мюонной компонент —  $N_e$  и  $N_\mu$ , параметр возраста ШАЛ —  $s$  и плотность частиц на расстоянии 200 м от оси ШАЛ —  $\rho_{200}$ .

Более детальные описания структуры установки Tunka-Grande и процедуры реконструкции параметров ШАЛ изложены в работах [8, 9].

## ПЕРВЫЕ 5 СЕЗОНОВ НАБЛЮДЕНИЙ

В настоящей статье представлены экспериментальные данные установки Tunka-Grande, накопленные за первые 5 лет ее работы. На основе совместных с установкой Тунка-133 событий за сезон наблюдений 2016–2017 гг. была оценена точность реконструкции параметров ШАЛ и определена стратегия вычисления энергии ПКЛ. Главная идея этого анализа заключается в том, что установка Тунка-133 изначально обладает более высокой, экспериментально подтвержденной точностью реконструкции параметров ШАЛ и ПКЛ [10]. По данным за период 2017–2021 гг., полученным в автономном режиме работы станций, восстановлен энергетический спектр ПКЛ и проведен поиск диффузных гамма-квантов. Во всех перечисленных случаях отбирались только те ШАЛ, параметры которых были реконструированы и удовлетворяют двум основным критериям, а именно: зенитный угол прихода оси ШАЛ лежит в области  $0^\circ$ – $35^\circ$  и положение оси ШАЛ находится в пределах круга радиусом 350 м относительно центра установки. Эти условия на данный мо-

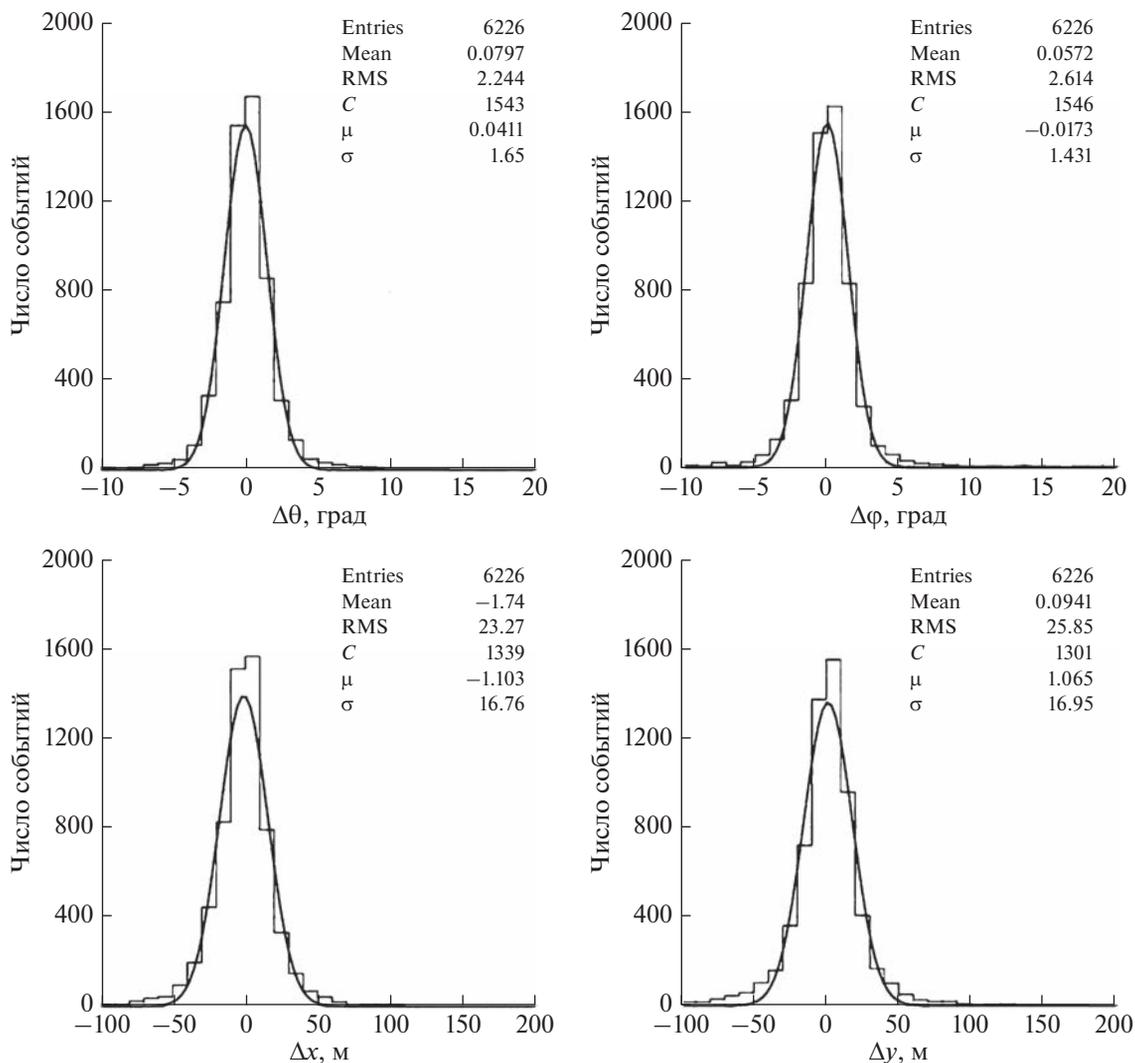


Рис. 1. Сравнение значений параметров, восстановленных по данным установок Тунка-133 и Tunka-Grande.

мент являются оптимальными с точки зрения точности реконструкции параметров ШАЛ. Дополнительный критерий был введен на энергию ПКЛ. Так, рассматривались события с энергией первичных частиц выше  $10^{16}$  эВ. Выбор такого порога основан на модельных расчетах, которые показали, что эффективность регистрации ШАЛ от первичных частиц с указанным значением энергии составляет  $\sim 95\%$  [11]. С учетом выдвинутых требований за сезон 2016–2017 гг. ( $\sim 475$  ч работы) было выделено  $\sim 6000$  событий, а в период 2017–2021 гг. ( $\sim 8900$  ч работы) отобрано  $\sim 240000$  ШАЛ, из них  $\sim 2000$  ливней с энергией ПКЛ выше  $10^{17}$  эВ.

#### ТОЧНОСТЬ РЕКОНСТРУКЦИИ ПАРАМЕТРОВ ШАЛ И ПКЛ

Направление прихода оси ШАЛ и ее положение в плоскости детекторов являются реконструиру-

руемыми параметрами совместных событий установок Тунка-133 и Tunka-Grande, которые возможно использовать для их прямого сравнения. На рис. 1 представлены распределения разницы зенитных  $\Delta\theta = \theta_G - \theta_T$  и азимутальных  $\Delta\phi = (\phi_G - \phi_T)\sin\theta_G$  углов, а также разницы координат  $\Delta x = x_G - x_T$  и  $\Delta y = y_G - y_T$ , аппроксимированные функцией Гаусса с параметрами  $C, \mu$  и  $\sigma$ . Здесь и далее нижние индексы  $T$  и  $G$  принадлежат характеристикам ШАЛ и ПКЛ, реконструированным по данным установок Тунка-133 и Tunka-Grande соответственно.

Из рис. 1 следует, что средние значения исследуемых углов и координат (*Mean*) не имеют существенных отклонений. При этом среднеквадратичное отклонение по данным гистограмм (*RMS*) для  $\Delta\theta$  и  $\Delta\phi$  составляет  $2.24^\circ$  и  $2.61^\circ$ , для  $\Delta x$  и  $\Delta y$  –  $23.27$  и  $25.85$  м. Учет  $\sin\theta_G$  при определении

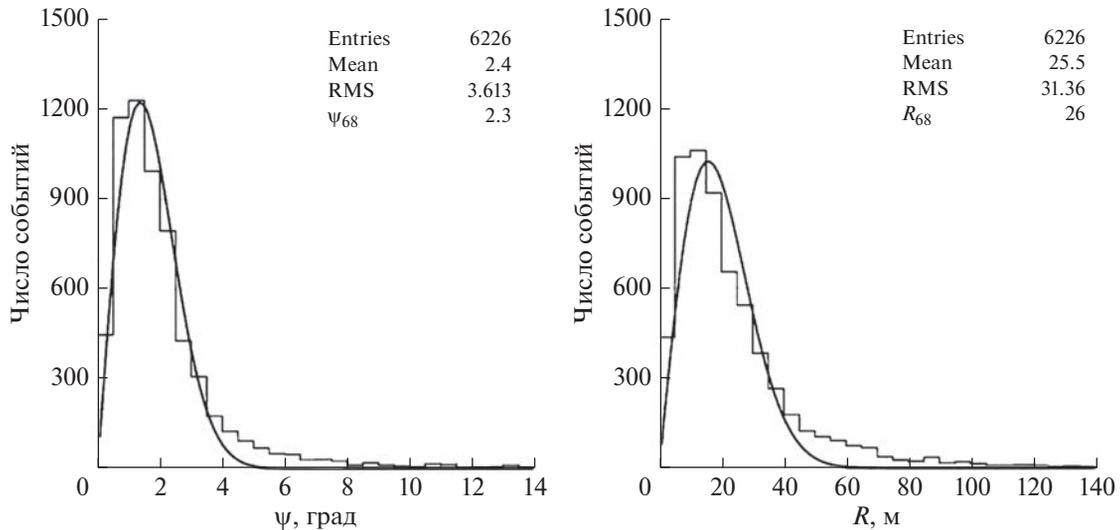


Рис. 2. Распределение по параметрам  $\psi$  (слева) и  $R$  (справа).

$\Delta\phi$  связан с тем, что ошибка реконструкции азимутального угла в значительной степени зависит от зенитного направления прихода оси ШАЛ.

Более универсальным подходом к определению точности реконструкции параметров ШАЛ, по сравнению с оценкой среднеквадратичных отклонений  $\Delta\theta$ ,  $\Delta\phi$ ,  $\Delta x$  и  $\Delta y$ , является использование величин  $R_{68}$  и  $\psi_{68}$ . Это значения в распределении расстояний  $R$  и углов  $\psi$ , меньше которых находится 68% искомых событий:

$$R = \sqrt{(x_G - x_T)^2 + (y_G - y_T)^2}, \quad (1)$$

$$\psi = \arccos\left(\frac{\alpha_G \alpha_T + \beta_G \beta_T + \gamma_G \gamma_T}{\sqrt{\alpha_G^2 + \beta_G^2 + \gamma_G^2} \sqrt{\alpha_T^2 + \beta_T^2 + \gamma_T^2}}\right), \quad (2)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  – направляющие косинусы:

$$\alpha = \sin\Theta \cos\phi, \quad (3a)$$

$$\beta = \sin\Theta \sin\phi, \quad (3b)$$

$$\gamma = \cos\Theta. \quad (3c)$$

На рис. 2 приведены распределения по параметрам  $\psi$  и  $R$ , аппроксимированные функцией Рэлея.

В соответствии с рис. 2, точность определения направления прихода оси ШАЛ и ее положения в плоскости установки составляет  $\sim 2.3^\circ$  и 26 м соответственно. Здесь необходимо отметить, что принятые за опорные значения параметры ШАЛ, восстановленные по данным установки Тунка-133, имеют свои погрешности и, строго говоря, не являются истинными. Поэтому в контексте настоящей статьи полученные величины ошибок следует понимать только в качестве верхних ограничений.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПКЛ

Энергия ПКЛ определяется через параметр  $\rho_{200}$  следующим способом:

$$\begin{aligned} \lg(E/\text{эВ}) &= \\ &= \lg(\rho_{200}/\text{частица} \cdot \text{м}^{-2}) \cdot 0.84 + 15.99. \end{aligned} \quad (4)$$

Соотношение 4 было также получено из анализа совместных событий установок Тунка-133 и Tunka-Grande. На рис. 3, во-первых, показана экспериментальная зависимость энергии  $E_T$ , восстановленной по данным установки Тунка-133, от параметра  $\rho_{200}$ . Во-вторых, приведено распределение логарифмической разницы энергии  $\lg(\Delta E) = \lg(E_G/\text{эВ}) - \lg(E_T/\text{эВ})$ , из которого следует, что энергетическое разрешение установки Tunka-Grande при использовании формулы 4 не превышает 36%.

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПКЛ

На рис. 4 приведены восстановленный дифференциальный энергетический спектр ПКЛ и его сравнение с результатами установок Тунка-133 [10] и KASCADE-Grande [12].

Рисунок 4 демонстрирует, что, во-первых, полученный спектр имеет достаточно сложную форму, которую возможно описать степенным законом с тремя различными спектральными индексами  $\gamma$ . До и после энергии  $2 \cdot 10^{16}$  эВ  $\gamma_1 \approx 3.18$  и  $\gamma_2 \approx 3.0$  соответственно, в области выше  $10^{17}$  эВ  $\gamma_3 \approx 3.26$ . Во-вторых, спектр как по форме, так и по интенсивности находится в хорошем согласии с измерениями других экспериментов. Все приведенные результаты демонстрируют статистически

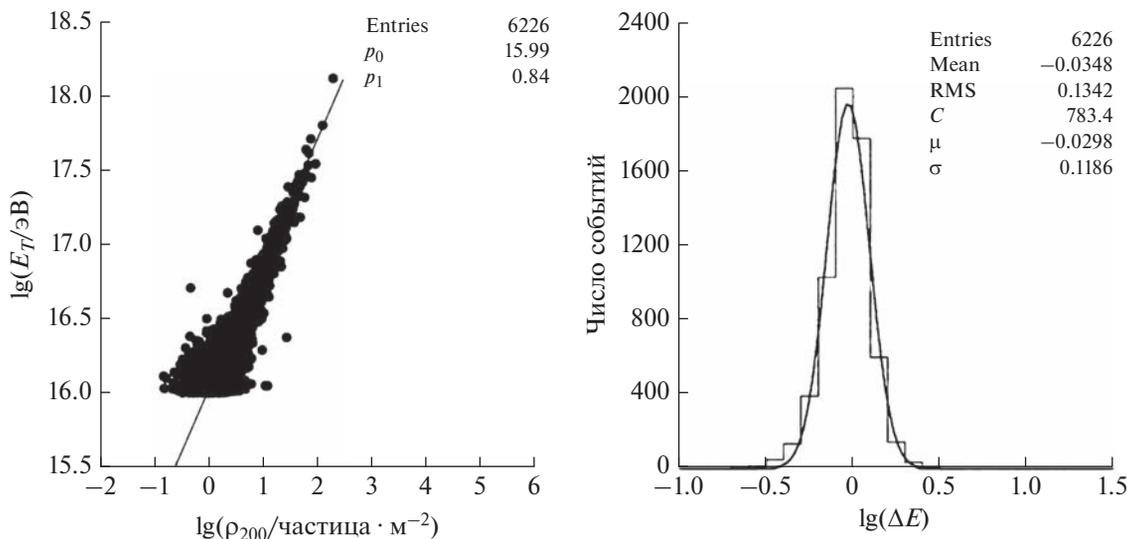


Рис. 3. Зависимость энергии ПКЛ от параметра  $\rho_{200}$  (слева) и распределение по  $\lg(\Delta E)$  (справа).

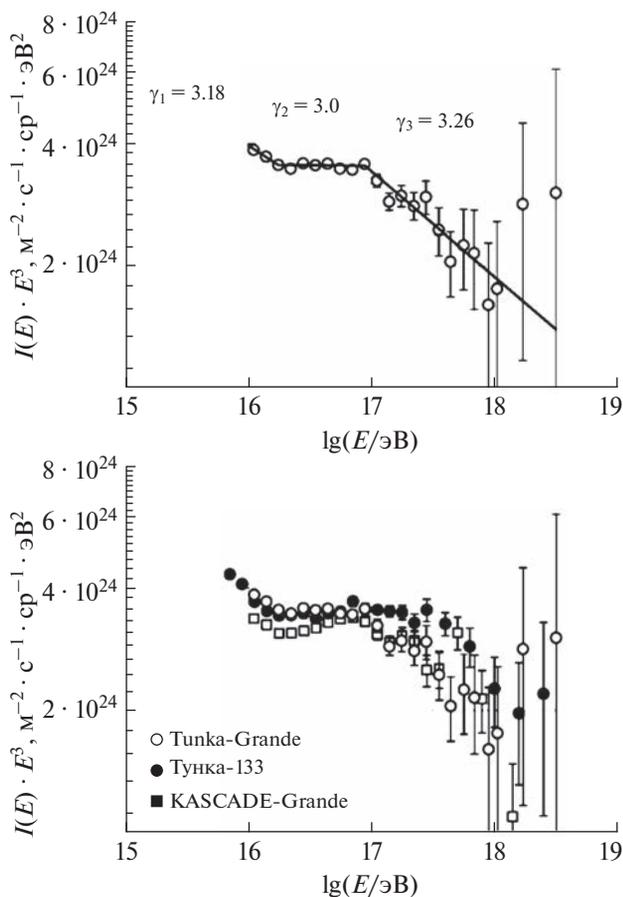


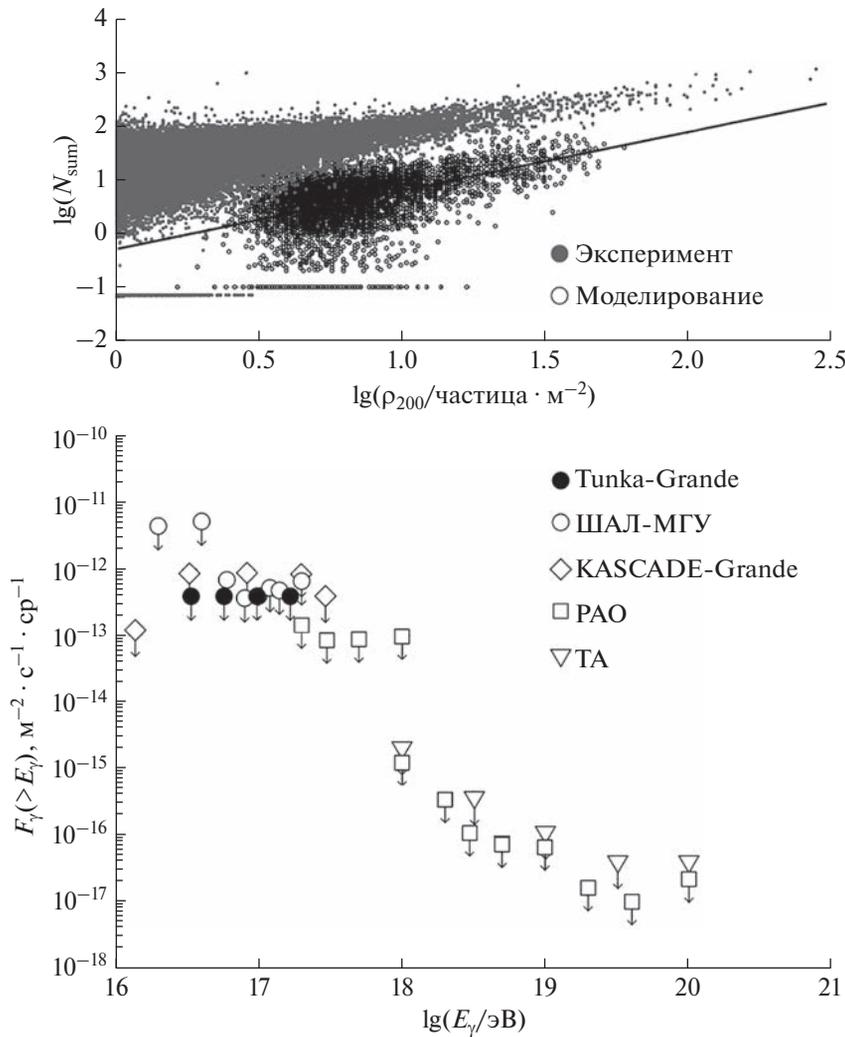
Рис. 4. Дифференциальный энергетический спектр ПКЛ, восстановленный по экспериментальным данным установки Tunka-Grande (сверху) и его сравнение с результатами установок Tунка-133 и KASCADE-Grande (снизу).

обеспеченные особенности при энергии  $\sim 2 \cdot 10^{16}$  эВ и в интервале  $\sim 10^{17} - 3 \cdot 10^{17}$  эВ. И если второй излом может быть связан с переходом от галактических к внегалактическим ПКЛ, то первый в настоящее время не имеет астрофизического объяснения.

### ПОИСК ДИФFUЗНЫХ ГАММА-КВАНТОВ

С целью поиска диффузных гамма-квантов по данным установки Tunka-Grande был проведен анализ обедненных мюонами ШАЛ. Для оценки эффективности регистрации и выделения гамма-кандидатов в 2 этапа было реализовано компьютерное моделирование установки методом Монте-Карло. На первом шаге генерировались ШАЛ, на втором – определялся отклик сцинтилляционных счетчиков и станций при прохождении через них частиц искусственных ливней. Для решения этих задач в качестве программного обеспечения были выбраны пакеты CORSIKA [13] (версия 7.7401) и Geant4 [14, 15]. Расчеты выполнялись на оборудовании центра коллективного пользования “Иркутский суперкомпьютерный центр СО РАН” [16].

ШАЛ генерировались для первичных гамма-квантов, протонов и ядер железа в диапазоне энергий  $16.5 \leq \lg(E/\text{эВ}) \leq 17.5$  и интервале зенитных углов  $0 - 35^\circ$ . Спектр всех первичных частиц был разыгран по степенному закону с единым спектральным индексом  $\gamma = 3$ . Взаимодействия адронов при низких энергиях (до 80 ГэВ) рассчитывались с помощью модели GHEISHA [17], при высоких (выше 80 ГэВ) – с использованием модели QGSJET-II-04 [18]. Итоговое количество со-



**Рис. 5.** Зависимость величины  $N_{sum}$  от параметра  $\rho_{200}$  для экспериментальных данных и моделированных ШАЛ от первичных гамма-квантов (сверху) и полученные ограничения на интегральный поток диффузных гамма-квантов в сравнении с результатами других экспериментов (снизу).

бытий в созданном банке искусственных ШАЛ составило  $\sim 4600$  ливней на каждый тип первичной частицы. С помощью программного пакета Geant4 была задана полная геометрия станций, максимально приближенная к реальности [19].

За эквивалент числа мюонов  $N_{sum}$  было принято суммарное энерговыделение в подземных частях сработавших станций в каждом событии отнесенное к наиболее вероятному энерговыделению, соответствующему прохождению одиночного вертикального мюона через сцинтилляционный счетчик. Следует отметить, что параметр  $N_{sum}$  может принимать дробные значения вследствие флуктуаций энергетических потерь частиц ШАЛ. При вычислении  $N_{sum}$  также было введено условие на удаленность станций на расстояние более 70 м относительно положения оси ливня. Этот критерий связан с результатами модельных расчетов, которые

показали, что вблизи оси весомую часть в суммарное энерговыделение подземных счетчиков вносят высокоэнергичные частицы электрон-фотонной и адронной компонент ШАЛ.

Поиск кандидатов в фотонные ШАЛ проводился в четырех областях значений параметра  $\rho_{200}$ :  $\lg(\rho_{200}/\text{частица} \cdot \text{м}^{-2}) > 0.75$ ;  $> 1$ ;  $> 1.25$ ;  $> 1.5$ . При этом по экспериментальным данным не было обнаружено бытий от первичных гамма-квантов, поэтому был оценен верхний предел на их интегральный поток  $F_\gamma$  [20].

На рис. 5, с одной стороны, представлена зависимость числа  $N_{sum}$ , полученная как из смоделированных событий от первичных гамма-квантов, так и из экспериментальных данных, от параметра  $\rho_{200}$ . Безмюонные ШАЛ на графике соответствуют  $\lg(N_{sum}) = -1$  и  $\lg(N_{sum}) = -1.15$ . Линией обозна-

чен критерий отбора кандидатов в фотонные ШАЛ, который позволяет исключить из рассмотрения сгенерированные события от первичных протонов и ядер железа. С другой стороны, на рис. 5 также показаны полученные ограничения на интегральный поток диффузных гамма-квантов в сравнении с аналогичными измерениями экспериментов ШАЛ-МГУ [21], KASCADE-Grande [22], Pierre Auger Observatory [23] и Telescope Array [24].

### ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПКЛ

Установка Tunka-Grande обладает большим потенциалом при исследовании энергетического спектра и массового состава ПКЛ, а также поиска диффузных гамма-квантов в области энергии  $10^{16}$ – $10^{18}$  эВ. Во-первых, установка круглосуточно работает в режиме набора данных практически в течение всего календарного года и имеет сравнительно большую площадь. Во-вторых, в ближайшее время планируется пересмотреть методы процедуры реконструкции параметров ШАЛ с целью изменения критериев отбора событий без потери качества получаемой информации. Так, предполагается увеличить рассматриваемые диапазоны зенитных углов прихода оси ШАЛ до  $45^\circ$  и координат ее положения до 600 м относительно центра установки. По сравнению с существующими критериями это повысит статистику событий  $\sim$  в 4 раза. В-третьих, проведение совместных с установкой Tunka-133 сеансов наблюдений обеспечит увеличение точности исследований ПКЛ. В-четвертых, в настоящее время, в рамках развития астрофизического комплекса TAIGA, ведутся работы по развертыванию сцинтилляционной установки TAIGA-Muon [25]. Включение новых детекторов электрон-фотонной и мюонной компонент ШАЛ (планируемая общая площадь  $\sim 2000$  м<sup>2</sup>) фактически увеличит эффективную площадь установки Tunka-Grande и повысит информативность получаемых данных.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существующая процедура реконструкции параметров ШАЛ и ПКЛ обеспечивает точность определения направления прихода оси ШАЛ и ее положения в плоскости установки не хуже  $2.3^\circ$  и 26 м соответственно. Энергетическое разрешение не превышает 36%. Полученные энергетический спектр ПКЛ и ограничения на интегральный поток диффузных гамма-квантов не противоречат результатам других экспериментов.

Исследование выполнено на УНУ “Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ”, при поддержке Минобрнауки России (соглашение ЕВ-075-15-2021-675), в рамках тем государственного задания

(FZZE-2023-0004, FZZE-2020-0024), а также при частичной поддержке Российского научного фонда (проект № 23-72-00016, раздел “Энергетический спектр ПКЛ”).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Астапов И.И., Безьязыков П.А., Бланк М. и др.* // ЖЭТФ. 2022. Т. 161. № 4. С. 548; *Astapov I.I., Bezyazekov P.A., Blank M. et al.* // J. Exp. Theor. Phys. 2022. V. 134. No. 4. P. 469.
2. *Berezhnev S.F., Besson D., Budnev N.M. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2012. V. 692. P. 98.
3. *Amelchakov M.B., Barbashina N.S., Bogdanov A.G. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2022. V. 1026. Art. No. 166184.
4. *Лукий О.И., Ампилогов Н.В., Астапов И.И. и др.* // ПТЭ. 2016. № 6. С. 5; *Likiy O.I., Ampilogov N.V., Astapov I.I. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2016. V. 59. No. 6. P. 781.
5. *Apel W.D., Arteaga J.C., Badea A.F. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2010. V. 620. P. 202.
6. *Aglietta M., Alessandro B., Antonioli P. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 1993. V. 336. P. 310.
7. *Castellina A.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2003. V. 122. P. 243.
8. *Monkhoev R.D., Budnev N.M., Chiavassa A. et al.* // JINST. 2017. V. 12. No. 6. Art. No. C06019.
9. *Ivanova A.L., Monkhoev R., Astapov I. et al.* // Proc. Sci. ICRC 2021. (Berlin, 2021). P. 361.
10. *Budnev N.M., Chiavassa A., Gress O.A. et al.* // Astropart. Phys. 2020. V. 117. Art. No. 102406.
11. *Буднев Н.М., Иванова А.Л., Калмыков Н.Н. и др.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2014. № 4. С. 80; *Budnev N.M., Ivanova A. L., Kalmykov N.N. et al.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 2014. V. 69. P. 357.
12. *Apel W.D., Arteaga-Velázquez J.C., Bekk K. et al.* // Astropart. Phys. 2012. V. 36. P. 183.
13. *Engel R., Heck D., Huege T. et al.* // Comput. Soft. Big Sci. 2019. V. 3. No. 1. P. 2.
14. *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250.
15. *Allison J., Apostolakis J., Amako K. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186.
16. <http://hpc.icc.ru>.
17. *Heck D.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2006. V. 151. P. 127.
18. *Ostapchenko S.* // EPJ Web Conf. 2013. V. 52. Art. No. 02001.
19. *Monkhoev R., Ternovoy M., Astapov I. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2103. Art. No. 012001.
20. *Монхоев Р.Д., Буднев Н.М., Воронин Д.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1057; *Monkhoev R.D., Budnev, N.M., Voronin D.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 959.
21. *Fomin Y.A., Kalmykov N.N., Karpikov I.S. et al.* // Phys. Rev. D. 2017. V. 95. No. 12. Art. No. 123011.
22. *Apel W.D., Arteaga-Velázquez J.C., Bekk K. et al.* // Astrophys. J. 2017. V. 848. No. 1. P. 1.
23. *Abreu P.* // Proc. Sci. ICRC 2021. (Berlin, 2021). P. 373.
24. *Abbasi R.U., Abe M., Abu-Zayyad T. et al.* // Astropart. Phys. 2019. V. 110. P. 8.
25. *Monkhoev R., Astapov I., Bezyazekov P. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1697. Art. No. 012026.

## Main results of the TUNKA-GRANDE experiment

R. D. Monkhoev<sup>a, \*</sup>, I. I. Astapov<sup>d</sup>, P. A. Bezyazeev<sup>a</sup>, E. A. Bonvech<sup>b</sup>, A. N. Borodin<sup>c</sup>, N. M. Budnev<sup>a</sup>,  
 A. V. Bulan<sup>b</sup>, A. Vaidyanathan<sup>e</sup>, N. V. Volkov<sup>i</sup>, P. A. Volchugov<sup>b</sup>, D. M. Voronin<sup>f</sup>, A. R. Gafarov<sup>a</sup>,  
 A. Yu. Garmash<sup>e, h</sup>, V. M. Grebenyuk<sup>c, j</sup>, E. O. Gress<sup>a</sup>, O. A. Gress<sup>a</sup>, T. I. Gress<sup>a</sup>, A. A. Grinyuk<sup>c</sup>,  
 O. G. Grishin<sup>a</sup>, A. N. Dyachok<sup>a</sup>, D. P. Zhurov<sup>a</sup>, A. V. Zagorodnikov<sup>a</sup>, A. D. Ivanova<sup>a</sup>, A. L. Ivanova<sup>a, e</sup>,  
 M. A. Iliushin<sup>a</sup>, N. N. Kalmykov<sup>b</sup>, V. V. Kindin<sup>d</sup>, S. N. Kiryuhin<sup>a</sup>, R. P. Kokoulin<sup>d</sup>,  
 N. I. Kolosov<sup>a</sup>, K. G. Kompaniets<sup>d</sup>, E. E. Korosteleva<sup>b</sup>, V. A. Kozhin<sup>b</sup>, E. A. Kravchenko<sup>e, h</sup>,  
 A. P. Kryukov<sup>b</sup>, L. A. Kuzmichev<sup>b</sup>, A. Chiavassa<sup>k</sup>, A. A. Lagutin<sup>i</sup>, M. V. Lavrova<sup>c</sup>, Yu. E. Lemeshev<sup>a</sup>,  
 B. K. Lubsandorzhiyev<sup>g</sup>, N. B. Lubsandorzhiyev<sup>b</sup>, S. D. Malakhov<sup>a</sup>, R. R. Mirgazov<sup>a</sup>, E. A. Okuneva<sup>b</sup>,  
 E. A. Osipova<sup>b</sup>, A. L. Pakhorukov<sup>a</sup>, A. Pan<sup>c</sup>, A. D. Panov<sup>b</sup>, L. V. Pankov<sup>a</sup>, A. A. Petrukhin<sup>d</sup>,  
 D. A. Podgrudkov<sup>b</sup>, E. G. Popova<sup>b</sup>, E. B. Postnikov<sup>b</sup>, V. V. Prosin<sup>b</sup>, V. S. Ptuskin<sup>g</sup>, A. A. Pushnin<sup>a</sup>,  
 A. Yu. Razumov<sup>b</sup>, R. I. Raikin<sup>i</sup>, G. I. Rubtsov<sup>f</sup>, E. V. Rjabov<sup>a</sup>, V. S. Samoliga<sup>a</sup>, I. Satyshev<sup>c</sup>, A. A. Silaev<sup>b</sup>,  
 A. A. Silaev, Jr.<sup>b</sup>, A. Yu. Sidorenkov<sup>f</sup>, A. V. Skurikhin<sup>b</sup>, A. V. Sokolov<sup>e, h</sup>, L. G. Sveshnikova<sup>b</sup>,  
 V. A. Tabolenko<sup>a</sup>, A. B. Tanaev<sup>a</sup>, B. A. Tarashansky<sup>a</sup>, M. Yu. Ternovoy<sup>a</sup>, L. G. Tkachev<sup>c, j</sup>,  
 N. A. Ushakov<sup>f</sup>, D. V. Chernov<sup>b</sup>, I. I. Yashin<sup>d</sup>

<sup>a</sup> Institute of Applied Physics, Irkutsk State University, Irkutsk, 664003 Russia

<sup>b</sup> Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

<sup>c</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

<sup>d</sup> National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, 115409 Russia

<sup>e</sup> Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090 Russia

<sup>f</sup> Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

<sup>g</sup> Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation  
of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia

<sup>h</sup> Budker Institute of Nuclear Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

<sup>i</sup> Altai State University, Barnaul, 656049 Russia

<sup>j</sup> Dubna State University, Dubna, 141980 Russia

<sup>k</sup> National Institute for Nuclear Physics, Torino, 10125 Italy

\*e-mail: makaay08@rambler.ru

The Tunka-Grande scintillation array is described. The scientific results obtained during the first 5 years of its operation are presented. The prospects for studying cosmic rays in the energy range  $10^{16}$ – $10^{18}$  eV are discussed.

УДК 539.125.17:539.126.17

## ОБ ИЗУЧЕНИИ СИГНАТУРЫ МЕТРИКИ ПРОСТРАНСТВА ПО КОРРЕЛЯЦИЯМ ЧАСТИЦ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ АДРОНОВ

© 2023 г. Р. А. Мухамедшин\*

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

\*E-mail: rauf\_m@mail.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Long-range near-side “ridge” эффект, обнаруженный коллаборацией CMS на Большом адронном коллайдере, и компланарность подстволов в гамма-адронных семействах, могут быть воспроизведены в рамках компланарной генерации наиболее энергичных адронов в сильных взаимодействиях, объясняемой, в частности, гипотезой об изменении сигнатуры метрики пространственно-временного континуума, а именно, переходом основного трехмерного состояния, в двумерное ( $3D \leftrightarrow 2D$ ). Предлагается способ экспериментальной проверки этой гипотезы с помощью изучения азимутальных корреляций частиц во взаимодействиях адронов.

DOI: 10.31857/S0367676523701685, EDN: OOIAQY

### ВВЕДЕНИЕ

В высокогорных и стратосферных экспериментах с рентгено-эмульсионными камерами была обнаружена [1–9] тенденция к компланарности наиболее энергичных подстволов т.н. гамма-адронных ( $\gamma$ - $h$ ) семейств, интерпретированная как компланарная генерация частиц (КГЧ) наиболее энергичных адронов с большими поперечными импульсами в плоскости компланарности,  $p_t^{copl} \gtrsim 1$  ГэВ/с [10–12].

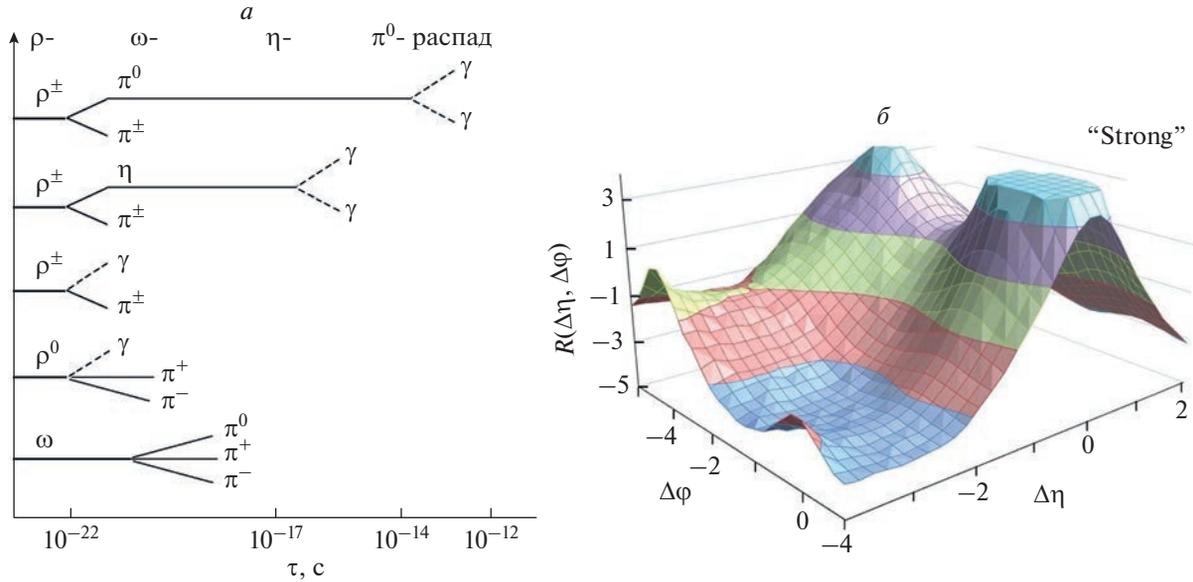
Идеи, предложенные для объяснения этого явления, разделяются на две принципиально разные группы: 1) относительно традиционные концепции в рамках адронных взаимодействий, связывающих эффект с образованием лидирующих систем [13–16] или с угловым моментом кварк-глюонной струны [17], подразумевающие большие  $p_t^{copl}$  в плоскости компланарности; 2) гипотеза, постулирующая переход размерности пространства на малых масштабах при высоких энергиях от трех к двум измерениям [18, 19].

Коллаборацией CMS на Большом адронном коллайдере (LHC) был обнаружен т.н. long-range near-side “ridge” эффект (далее “ridge” эффект) [20], выраженный в аномально высоком значении двухчастичной корреляционной функции  $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$  при  $|\Delta\eta| \gtrsim 3$  и  $|\Delta\phi| \approx 0$  в событиях с высокой множественностью заряженных адронов ( $h^\pm$ ). Здесь  $\Delta\eta$  – разность псевдобыстрот адронов,  $\Delta\phi$  – разность их азимутальных углов  $\phi$ .

Для анализа связи этих явлений была разработана модель FANSY 2.0 [21–24], моделирующая как традиционную (QGSJ [21]), так и компланарную генерацию частиц (CPG [22]). В модели максимальная компланарность связана с самыми энергичными адронами: меньше быстрота  $|y|$  – слабее компланарность, исчезающая при  $|y| \lesssim 2-3$ .

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И СИГНАТУРА ПРОСТРАНСТВА

Теоретические модели [13–17] почти неизбежно требуют большие значения поперечного импульса  $p_t^{copl}$ , что противоречит данным LHC. Поэтому с феноменологической точки зрения наиболее подходящим является предположение об уменьшении размерности пространства [18, 19], которое не требует больших  $p_t^{copl}$ . Предположим, что при энергиях взаимодействия адронов  $\sqrt{s} \sim 7$  ТэВ очень высокая кратковременная пространственно-временная плотность энергии вызывает флуктуационный переход трехмерного состояния в двумерное и обратно ( $3D \leftrightarrow 2D$ ). Время существования  $\tau_{2D}$  и размеры этой локальной области,  $L_{2D} \sim c \cdot \tau_{2D}$  (где  $c$  – скорость света), неизвестны. Рассмотрим экспериментальные возможности оценки этих параметров, исходя из того, что при генерации частиц прямо рождаются как относительно стабильные частицы, так и резонансы с малыми временами жизни.



**Рис. 1.** Примерные временные масштабы некоторых каналов распадов первичных резонансов ( $\rho^{\pm, 0}$ ,  $\omega$ ) и последующих распадов вторичных частиц при  $|y| \sim 3$  (a); корреляционная функция  $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$  для пар  $h^{\pm}h^{\pm}$  для  $\tau_{2D} \lesssim 10^{-22}$  с (б) (модель FANSY 2.0 CPG “strong” [23, 24]).

Частицы, родившись в 2D пространстве, разлетаются компланарно, “помня” свою историю. Резонансы могут распадаться (например,  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ,  $\rho^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^0$ ) еще в 2D пространстве, если их время жизни  $\tau = \tau_0 \gamma_L \lesssim \tau_{2D}$  (где  $\gamma_L$  – Лоренц-фактор адрона), так и в 3D, если  $\tau > \tau_{2D}$ . Моделирование показывает, что экспериментальная и расчетная функции  $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$  в области “ridge” эффекта близки друг к другу при “копланаризации” в области быстрот  $y \gtrsim 3$  [22]. При  $|y| \sim 3$  и  $E = 17.5$  ГэВ для  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\eta$  и  $\pi^0$  мезонов имеем  $\tau \sim 10^{-22}$ ,  $10^{-21}$ ,  $10^{-17}$  и  $10^{-14}$  с, соответственно, что задает масштабы временных интервалов, где возможны изменения в поведении компланарности. Рисунок 1a показывает временные масштабы некоторых каналов распадов  $\rho^{\pm, 0}$  и  $\omega$  резонансов, а также продуктов их распадов. Для получения более детальных результатов необходимы эксперименты по изучению характеристик генерации и распада энергичных адронов в широком кинематическом диапазоне при сверхвысоких энергиях (в идеальном случае,  $3 \lesssim |\eta|$ ,  $|y| \lesssim 10$ ,  $x_F \gtrsim 0.01$  на LHC), для получения информации о каналах рождения, энергии и импульсах и угловых характеристиках резонансов; заряженных частиц; гамма-квантов, а также осуществления полного кинематического анализа каждого взаимодействия и восстановления кинематической истории распадов нестабильных частиц.

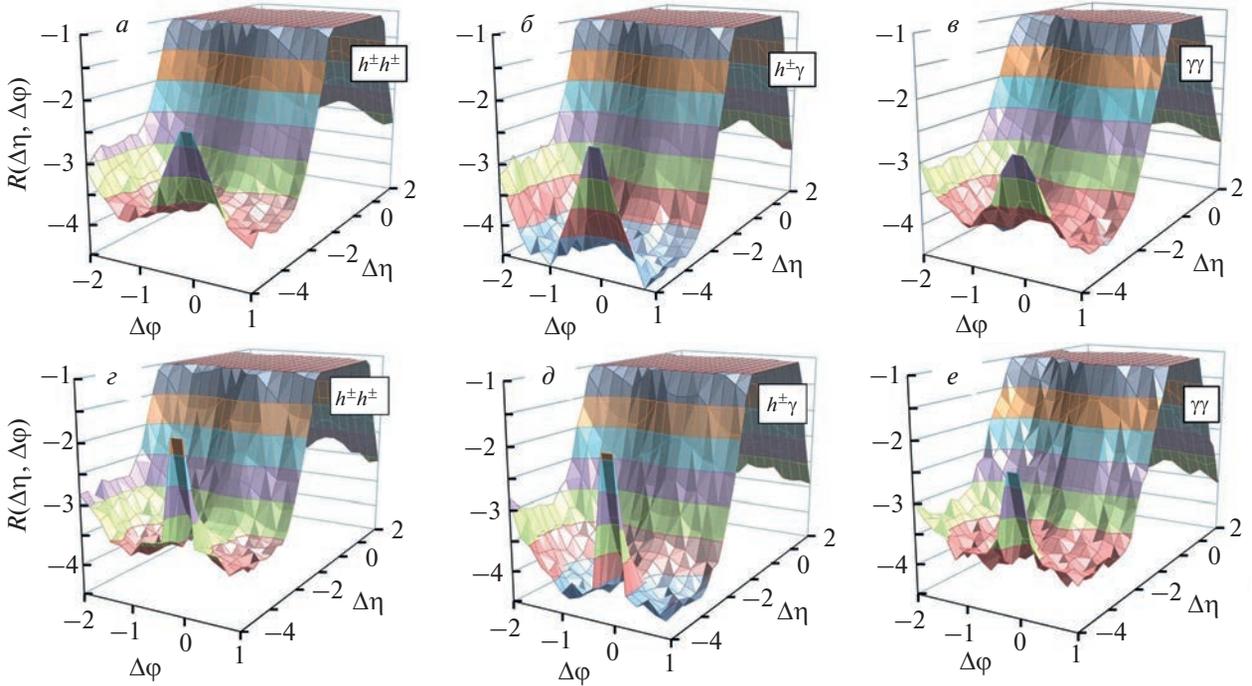
При различных значениях  $\tau_{2D}$  высокую компланарность могут иметь 1)  $\rho$  и  $\omega$  резонансы (и другие

адроны прямой генерации) при  $\tau_{2D} \lesssim 10^{-22}$  с; 2)  $\eta$  мезоны (дополнительно к  $\rho, \omega$ ) при  $\tau_{2D} \lesssim 10^{-16}$  с; 3) дополнительно  $\pi^0$  мезоны при  $\tau_{2D} \lesssim 10^{-14}$  с; 4) дополнительно,  $\gamma$ -кванты при  $\tau_{2D} \gtrsim 10^{-14}$  с.

Отметим, что, в рамках концепции изменения размерности пространства, как минимум, первый случай уже имеет место. На возможность четвертого случая намекают характеристики стратосферного события “JF2af2” [9] (включающего только  $e^{\pm}$  и  $\gamma$ -кванты) с энергией  $\Sigma E_{\gamma} \gtrsim 1.4$  ПэВ и числом частиц  $n_{\gamma} = 38$ , имеющее экстремальную выстроенность треков вдоль прямой линии. Вероятность наблюдать подобное событие в результате флуктуаций крайне низка ( $\lesssim 10^{-10}$ ) [24].

### ПОИСК 2D СИГНАТУР НА LHC

Хотя диапазон псевдобыстрот  $|\eta| \lesssim 2.4$ , в котором Коллаборация CMS обнаружила “ridge” эффект в  $pp$  взаимодействиях [20], не является оптимальным для анализа эффектов, связанных с компланарной генерацией частиц, для выяснения возможности его использования для анализа  $h^{\pm}\gamma$  и  $\gamma\gamma$  корреляций, было проведено моделирование в рамках двух версий FANSY 2.0 CPG, а именно, версии “strong” [23, 24] (моделирование компланарной генерации в 3D пространстве и случайной ориентации всех последующих распадов, что формально соответствует  $\tau_{2D} \lesssim 10^{-22}$  с) и вариант “2D”, в которой генерация частиц ( $c|\eta| \gtrsim 2$ ) и все последующие распады (при  $\tau \lesssim \tau_{2D}$ ) имеют ме-



**Рис. 2.** Корреляционные функции  $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$  для пар  $h^\pm h^\pm$  (a, z);  $h^\pm \gamma$  (б, d);  $\gamma\gamma$  (е, e) для  $\tau_{2D} \lesssim 10^{-22}$  с (a, б, е) (версия “strong” [23, 24]) и для  $\tau_{2D} \lesssim 10^{-12}$  с (версия “2D”) (z, d, e).

сто в очень близком (хотя и не абсолютном) приближении к 2D пространству. Рисунки 1б и 2а показывают одну и ту же функцию  $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$  для  $h^\pm h^\pm$  пар по версии “strong”, но в разных масштабах. В целом, в верхнем и нижнем рядах на рис. 2 представлены функции  $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$  для различных вариантов пар частиц именно в области “ridge” эффекта (при  $\Delta\eta = 4$  и  $-2 < \Delta\phi < 1$ ). Верхний ряд показывает функции  $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$ , полученные для пар  $h^\pm h^\pm$  (a),  $h^\pm \gamma$  (б),  $\gamma\gamma$  (е) в рамках версии “strong” ( $\tau_{2D} \lesssim 10^{-22}$  с). Нижние графики показывают функции  $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$  для пар  $h^\pm h^\pm$  (z),  $h^\pm \gamma$  (d),  $\gamma\gamma$  (e) в рамках версии “2D” (для  $\tau_{2D} \sim 10^{-12}$  с), в которой для расчетов использовалось сечение перехода  $3D \leftrightarrow 2D$  в  $pp$  взаимодействиях в  $\sim 50$  раз меньше, чем использованное в рамках версии “strong” [22], чтобы величины “ridge” эффекта для пар  $h^\pm h^\pm$  в обоих расчетах были близки.

Очевидно, при  $\Delta\eta = 4$  и  $-1 \lesssim \Delta\phi \lesssim 1$ : а) вариант “2D” дает заметно более узкие пики; б) из трех возможных типов корреляций самый сильный эффект проявляют  $h^\pm \gamma$  корреляции. Если определить такие параметры, как высота пика  $H$  (разность уровней максимального значения и ближайшего локального минимума функции  $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$  при  $\Delta\eta = 4$ ), полуширина пика  $\sigma_{1/2}$  на его полувисоте  $H_{1/2}$ , и параметр “стройность” (“slimness”)  $S = \sigma_{1/2}/H_{1/2}$ , то для  $h^\pm \gamma$  корреляций версии “2D” и “strong” дают  $S_{h^\pm \gamma} \sim 0.10$  и  $\sim 0.25$ , соответ-

ственно. Для реального перехода  $3D \leftrightarrow 2D$  можно ожидать большее различие, т.к. версия “2D” является лишь близким (но не полным) приближением к 2D размерности.

Для сравнения результатов моделирования с экспериментальными данными необходимо дополнить учет методические эффекты отклика детектора, искажающие форму функции  $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детальное исследование кинематических историй взаимодействий (генерация резонансов и их распады в мезоны и  $\gamma$ -кванты) может подтвердить или опровергнуть существование локальных ( $3D \leftrightarrow 2D$ ) флуктуаций сигнатуры метрики пространства.

Анализ двухчастичных  $h^\pm h^\pm$ ,  $h^\pm \gamma$  и  $\gamma\gamma$  корреляций в области  $|\eta| \lesssim 2.4$ ,  $|\Delta\eta| \gtrsim 3$  может помочь поиску связи азимутальных корреляций с 2D флуктуациями сигнатуры метрики пространства.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Borisov A.S. et al. (Pamir Collaboration) // Proc. 4th ISVHECRI. (Beijing, 1986). P. 4.*
2. *Иваненко И.П., Копенкин В.В., Манагадзе А.К. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 50. № 11. С. 192.*

3. *Kopenkin V.V., Managadze A.K., Rakobolskaya I.V. et al.* // Phys. Rev. D. 1995. V. 52. P. 2766.
4. *Pamir Collaboration* // Preprint INP MSU. 89-67/144. 1989.
5. *Borisov A.S., Mukhamedshin R.A., Puchkov V.S. et al.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2001. V. 97. P. 118.
6. *Xue L., Dai Z.Q., Li J.Y. et al.* // Proc. 26th ICRC. V. 1. (Salt Lake City, 1999) P. 127.
7. *Apanasenko A.V., Dobrotin N.A., Goncharova L.A. et al.* // Proc. 15th ICRC. V. 7. (Plovdiv, 1977) P. 220.
8. *Osedlo V.I., Rakobolskaya I.V., Galkin V.I. et al.* // Proc. 27th ICRC. V. 1. (Hamburg, 2001) P. 1426.
9. *Capdevielle J.N.* // J. Phys. G. 1988. V. 14. P. 503.
10. *Mukhamedshin R.A.* // JHEP. 2005. V. 0505. P. 049.
11. *Mukhamedshin R.A.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2009. V. 196C. P. 98.
12. *Манагадзе А.К., Мухамедшин Р.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 11. С. 1573; *Managadze A.K., Mukhamedshin R.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 11. P. 1315.
13. *Royzen I.I.* // Mod. Phys. Lett. A. 1994. V. 9. No. 38. P. 3517.
14. *Capdevielle J.N.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2008. V. 175. P. 137.
15. *Yuldashbaev T.S., Nuritdinov Kh., Chudakov V.M.* // Nuovo Cimento. 2001. V. 24C. P. 569.
16. *Mukhamedshin R.A.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 1999. V. 75A. P. 141.
17. *Wibig T.* // arXiv: hep-ph/0003230. 2000.
18. *Anchordoqui L., Dai D.C., Fairbairn M. et al.* // Mod. Phys. Lett. A. 2012. V. 27. Art. No. 1250021.
19. *Stojkovic D.* // arXiv:1406.2696v1 [gr-qc]. 2014.
20. *The CMS Collaboration* // arXiv:1009.4122v1 [hep-ex]. 2010.
21. *Mukhamedshin R.A.* // Eur. Phys. J. Plus. 2019. V. 134. P. 584.
22. *Mukhamedshin R.A., Sadykov T.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1181. Art. No. 012089.
23. *Mukhamedshin R.A.* // Eur. Phys. J. C. 2022. V. 82. P. 155.
24. *Мухамедшин Р.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 534; *Mukhamedshin R.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 402.

## On the study of the space metrics signature from correlations of particles in hadron interactions

**R. A. Mukhamedshin\***

*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

*\*e-mail: rauf\_m@mail.ru*

Long-range near-side “ridge” effect discovered by the CMS Collaboration at the LHC, and the coplanarity of subcores in gamma-ray-hadron families, can be reproduced in the framework of the coplanar generation of the most energetic hadrons in hadron interactions, explained, in particular, by the hypothesis of change of the signature of the metric of the space-time continuum, namely, the transformation of the basic three-dimensional state into two-dimensional one (3D  $\leftrightarrow$  2D). A method is proposed for experimental verification of this hypothesis by studying the azimuthal correlations of particles in hadron interactions.

УДК 52.063

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ГАММА-КВАНТОВ ОТ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ ПО ДАННЫМ АСТРОФИЗИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА TAIGA

© 2023 г. Л. Г. Свешникова<sup>1, \*</sup>, П. А. Волчугов<sup>1, 2</sup>, Е. Б. Постников<sup>1</sup>, И. И. Астапов<sup>4</sup>, П. А. Безъязыков<sup>2</sup>, Е. А. Бонвеч<sup>1</sup>, А. Н. Бородин<sup>3</sup>, Н. М. Буднев<sup>2</sup>, А. В. Булан<sup>1</sup>, А. Вайдянатан<sup>5</sup>, Н. В. Волков<sup>9</sup>, Д. М. Воронин<sup>6</sup>, А. Р. Гафаров<sup>2</sup>, Е. О. Гресь<sup>2</sup>, О. А. Гресь<sup>2</sup>, Т. И. Гресь<sup>2</sup>, О. Г. Гришин<sup>2</sup>, А. Ю. Гармаш<sup>5, 8</sup>, В. М. Гребенюк<sup>3, 10</sup>, А. А. Гринюк<sup>3</sup>, А. Н. Дячок<sup>2</sup>, Д. П. Журов<sup>2</sup>, А. В. Загородников<sup>2</sup>, А. Д. Иванова<sup>2</sup>, А. Л. Иванова<sup>2, 5</sup>, М. А. Илюшин<sup>2</sup>, Н. Н. Калмыков<sup>1</sup>, В. В. Киндин<sup>4</sup>, С. Н. Кириухин<sup>2</sup>, Р. П. Кокоулин<sup>2</sup>, Н. И. Колосов<sup>2</sup>, К. Г. Компаниец<sup>4</sup>, Е. Е. Коростелева<sup>1</sup>, В. А. Кожин<sup>1</sup>, Е. А. Кравченко<sup>5, 8</sup>, А. П. Крюков<sup>1</sup>, Л. А. Кузьмичев<sup>1</sup>, А. Кьявасса<sup>11</sup>, А. А. Лагутин<sup>9</sup>, М. В. Лаврова<sup>3</sup>, Ю. Е. Лемешев<sup>2</sup>, Б. К. Лубсандоржиев<sup>6</sup>, Н. Б. Лубсандоржиев<sup>1</sup>, С. Д. Малахов<sup>2</sup>, Р. Р. Миргазов<sup>2</sup>, Р. Д. Монхоев<sup>2</sup>, Э. А. Окунева<sup>1</sup>, Э. А. Осипова<sup>1</sup>, А. Д. Панов<sup>1</sup>, А. Л. Пахоруков<sup>2</sup>, А. Пан<sup>3</sup>, Л. В. Паньков<sup>2</sup>, А. А. Петрухин<sup>4</sup>, Д. А. Подгрудков<sup>1</sup>, Е. Г. Попова<sup>1</sup>, В. В. Просин<sup>1</sup>, В. С. Птускин<sup>7</sup>, А. А. Пушкин<sup>2</sup>, А. Ю. Разумов<sup>1</sup>, Р. И. Райкин<sup>9</sup>, Г. И. Рубцов<sup>6</sup>, Е. В. Рябов<sup>2</sup>, В. С. Самолига<sup>2</sup>, И. Сатышев<sup>3</sup>, А. А. Силаев<sup>1</sup>, А. А. Силаев (мл.)<sup>1</sup>, А. Ю. Сидоренков<sup>6</sup>, А. В. Скурихин<sup>1</sup>, А. В. Соколов<sup>5, 8</sup>, В. А. Таболенко<sup>2</sup>, А. Б. Танаев<sup>2</sup>, Б. А. Таращанский<sup>2</sup>, М. Ю. Терновой<sup>2</sup>, Л. Г. Ткачев<sup>3, 10</sup>, Н. А. Ушаков<sup>6</sup>, Д. В. Чернов<sup>1</sup>, И. И. Яшин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Иркутский государственный университет”, Научно-исследовательский институт прикладной физики,  
Иркутск, Россия

<sup>3</sup>Международная межправительственная организация  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>4</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

<sup>5</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Новосибирский национальный исследовательский государственный университет”, Новосибирск, Россия

<sup>6</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>7</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова  
Российской академии наук, Москва, 108840 Россия

<sup>8</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук,  
Новосибирск, Россия

<sup>9</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия

<sup>10</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

<sup>11</sup>Национальный институт ядерной физики, Турин, Италия

\*E-mail: tf110@mail.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Проанализирован спектр гамма-квантов от Крабовидной туманности в области энергий 4–100 ТэВ, полученный по данным двух атмосферных черенковских телескопов, в составе комплекса TAIGA. Описана методика выделения и восстановления энергии гамма-квантов, включающая процедуру восстановления энергетического спектра.

DOI: 10.31857/S0367676523701697, EDN: OQJOKJ

## ВВЕДЕНИЕ

Гамма-излучение в энергетической области выше 1 ТэВ от Крабовидной туманности (Краба), впервые было зарегистрировано около 30 лет назад [1] с помощью атмосферного черенковского телескопа (АЧТ). Это открытие дало начало бурно развивающейся экспериментальной гамма-астрономии очень высоких энергий (VHE). В течение этих лет каждая новая гамма-обсерватория начинала свою работу с регистрации гамма-излучения от Краба, который рассматривается как “стандартный источник”, но только в самое последнее время от этого источника были зарегистрированы гамма-кванты с энергией выше 100 ТэВ [2–4], причем в эксперименте LHAASO наиболее энергичный гамма-квант оказался близок к энергии 1 ПэВ<sup>1</sup>, что стимулировало дискуссию, не является ли Крабовидная туманность не только ускорителем электронов до энергий порядка ПэВ, как предсказывалось еще 25 лет назад, но и ускорителем протонов до данных энергий [5]. В высокогорных установках используется существенно другая, по сравнению АЧТ, методика выделения событий от гамма-квантов, основанная на выделении широких атмосферных ливней (ШАЛ) с малым числом мюонов. Представляется важным восстановить спектр гамма-квантов от Крабовидной туманности и ряда других источников по черенковскому свету для получения, возможно новой, дополнительной информации об ускорении частиц в этих источниках.

Астрофизический комплекс TAIGA [6–9] (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma-ray Astronomy), расположен в Тункинской долине (51.49 с.ш., 103.04 в.д.), в 50 км от озера Байкал и является самой северной гамма-обсерваторией в мире. Это позволяет исследовать источники с высокими склонениями. На Астрофизическом комплексе реализован гибридный метод регистрации гамма-квантов, основанный на регистрации одного ШАЛ широкоугольной установкой TAIGA-HiSCORE и хотя бы одним атмосферным черенковским телескопом (АЧТ) [7–9]. В 2017 был введен в строй первый АЧТ01, а в апреле 2022 года третий – АЧТ03. Первые результаты по наблюдения Крабовидной туманности первым телескопом в моно-режиме были представлены в работе [10], где констатировалось наблюдение сигнала с достоверностью около 6σ. В настоящей работе представлены результаты наблюдения Краба в двух сезонах 2019–2020 и 2020–2021 как при работе в моно-режиме, так и при регистрации гамма-квантов в стереорежиме двумя телескопами. Рассмотрены методы восстановления энергии и угла прихода ШАЛ. Обсуждается процедура восстановления энергетического спектра и

калибровка Монте-Карловских расчетов по экспериментальным данным.

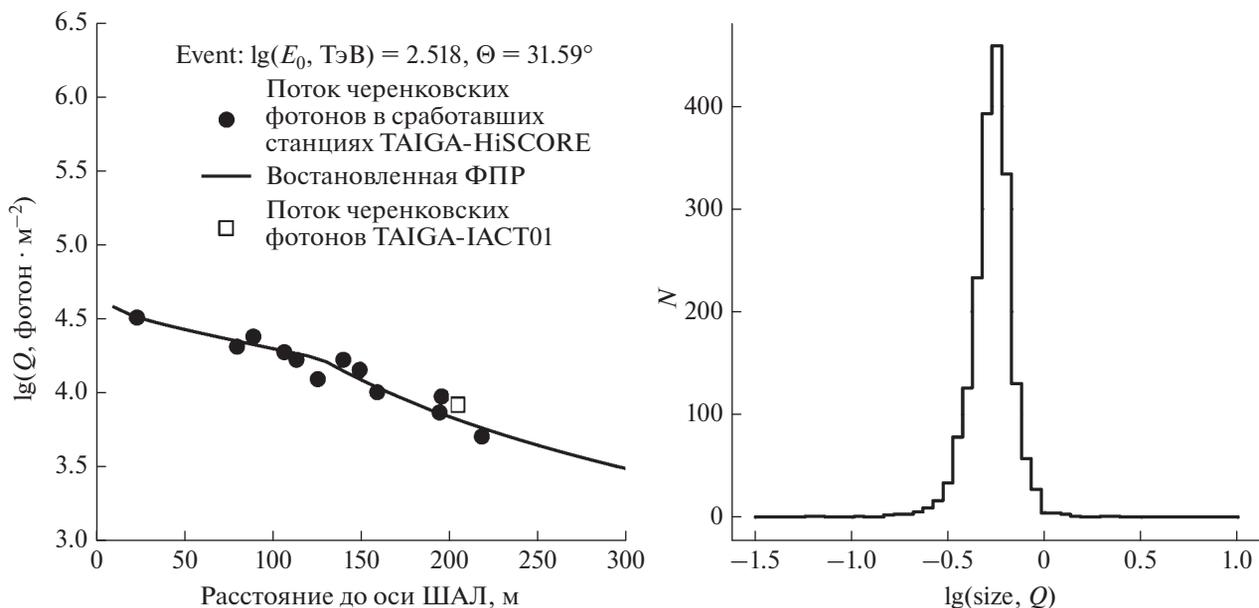
## АТМОСФЕРНЫЙ ЧЕРЕНКОВСКИЙ ТЕЛЕСКОП. ПРОЦЕДУРА СЛЕЖЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Атмосферный черенковский телескоп TAIGA-IACT имеет составное зеркало системы Дэвиса–Коттона площадью ~10 м<sup>2</sup> и фокусным расстоянием – 4.75 м. В фокусе зеркал установлена регистрирующая камера, содержащая около 600 ФЭУ с диаметром фотокатода 19 мм. Диаметр угла обзора камеры – 9.6°. Угол обзора каждого пикселя – 0.36°. Описание системы сбора информации, триггерной системы и калибровки можно найти в [11, 12]. Наблюдения Крабовидной туманности были выполнены в режиме наведения *wobble*, предложенным в [13] и реализованным в эксперименте TAIGA [14]. Наблюдения проводятся с августа по май с разделением времени между несколькими основными источниками. Первичная процедура реконструкции параметров изображений ШАЛ в нашем эксперименте подробно описана в работах [6, 7, 10]. Все параметры Хилласа [15], включая *dist* (угол между центром тяжести изображения и положением источника в камере) и *alpha* (угол между основной осью эллипса Хилласа и вектором, направленным из центра тяжести изображения на положение источника), восстанавливаются, как для истинного положения источника в камере (ON-события), так и для точки в камере, смещенной на определенный угол относительно положения источника (OFF-события). Таких точек для отбора OFF-событий может выбрано несколько (5–8), и это приводит к уменьшению ошибки среднего числа фоновых событий, и, соответственно, к увеличению значимости сигнала от гамма-источника при том же времени наблюдения. Определения энергии и угла прихода ливня было разным для моно- и стерео-методик наблюдения и описано в последующих разделах.

## МОНТЕ-КАРЛО РАСЧЕТЫ ОТКЛИКА ТЕЛЕСКОПА И ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ КАЛИБРОВКА

В эксперименте TAIGA моделирование ШАЛ выполняется с помощью пакета CORSIKA версии 7.35 с моделью QGSJET-II-04 для высокоэнергетических взаимодействий и GHEISHA-2002d для низкоэнергетических взаимодействий. Подробности и ссылки можно найти в ссылке [16]. Определяющий набор параметров изображений, позволяющий наиболее эффективно подавить фон и зарегистрировать гамма-кванты. Один из наиболее важных для восстановления энергии ШАЛ параметр – коэффициент перехода от числа фо-

<sup>1</sup> Результат LHAASO еще не прошел независимую проверку, поэтому к нему стоит относиться с осторожностью.



**Рис. 1.** Пример гибридного события (а). Черные круги – экспериментальные точки ФПР по станциям HiSCORE, сплошная кривая – аппроксимация этой ФПР, черный квадрат – поток света в точке расположения телескопа, пересчитанный из события, зарегистрированного телескопом с коэффициентом  $R_{M-K} = 0.63$ . Распределение по коэффициенту  $R_{эксп}$  (б).

тоэлектронов в изображении  $size$  к потоку фотонов  $I$  (фот/м<sup>2</sup>), падающих на зеркала телескопа,  $R = size/I$ . В расчетах Монте-Карло оценки этого коэффициента ( $R_{M-K}$ ) связаны с рядом неопределенностей (отражение света от зеркал, учет прохождения света через входное окно камеры, отражение света от конусов Винстона, квантовая чувствительность фотоумножителей и т.д.), поэтому необходима независимая оценка этой величины. В эксперименте TAIGA величина отношения  $size$  к потоку фотонов ( $R_{эксп}$ ) получена по гибридным событиям, зарегистрированным телескопом и станциями HiSCORE. Для таких событий известна энергия  $E$ , восстановленная по плотности фотонов на расстоянии 200 м от оси ШАЛ, и функция пространственного распределения фотонов (ФПР), восстановленная по данным станций HiSCORE, с точностью около 10% [17]. По ФПР можно получить число фотонов в точке положения телескопа  $I$ , сравнить с числом фотоэлектронов в изображении, регистрируемом телескопом, и получить величину отношения  $R_{эксп} = size/I$ . Коэффициент, полученный по банку событий оказался равным  $R_{эксп} = 0.56 \pm 0.03 + 0.07 \text{ сист.}$ . В Монте-Карло расчетах  $R_{M-K} = 0.63 \text{ р.э.} \pm 0.03$ , что в пределах ошибки согласуется с экспериментальным значением и подтверждает правильность выполненного моделирования. Пример гибридного события приведен на рис. 1а. Черные точки – экспериментально измеренные ФПР по станциям HiSCORE, сплошная линия – аппрок-

симация этой ФПР, квадрат – поток света в точке расположения телескопа. Распределение по коэффициенту  $R_{эксп}$  приведено на рис. 1б.

#### АНАЛИЗ ДАННЫХ И СПЕКТР ГАММА-КВАНТОВ В МОНО-РЕЖИМЕ

Рассмотрим результаты наблюдения Краба телескопом АЧТ01 в двух сезонах 2019–2020 (101 ч) и 2020–2021 (49 ч) в виде восстановленного спектра гамма-квантов. В обработку включались сеансы наблюдений с оценкой погоды не ниже 4 (по пятибалльной шкале, принятой в эксперименте TAIGA), отбирались события только в интервале зенитных углов 29°–42° и двухминутные порции данных с темпом счета ШАЛ выше 5 Гц. Суммарное время наблюдения составило около 150 ч.

На первом этапе подавление фона и выделение группы гамма-подобных ливней проводилось по следующим основным критериям, настроенным по Монте-Карло симуляции:

$$\begin{aligned} size &> 120 \text{ ф.э.}; 0.36^\circ < dist < 1.44^\circ, \\ 0.024 < width < (0.068^\circ \cdot \lg(size) - 0.047^\circ), \\ length < 0.145^\circ \cdot \lg(size). \end{aligned} \quad (1)$$

На финальном этапе для выделения гамма-подобных событий строилось распределение по параметру  $\theta^2$ , где  $\theta$  – угол между направлением на источник и направлением прихода ШАЛ. Для телескопов, работающих в моно-режиме  $\theta$  может

быть определен методом  $disp$ , предложенным в работе [18].  $disp$  это угловое расстояние между взвешенным центром имиджа вдоль основной оси эллипса и положением источника в камере, которое можно оценить, опираясь на Монте-Карло симуляции. В данной работе использовалось следующее выражение для [18]:

$$disp = \xi(dist, size) \cdot (1 - width/length). \quad (2)$$

Коэффициент  $\xi$  зависит от параметров  $dist$  и  $size$ , и был получен из данных Монте-Карло симуляций. Угол  $\theta$  связан с параметром  $disp$  и параметрами Хилласа  $dist$  и  $alpha$ :

$$\theta^2 = disp^2 + dist^2 - 2disp \cdot dist \cos(alpha). \quad (3)$$

Моделирование Монте-Карло показало, что примененный метод позволяет добиться точности определения  $\theta^2$  для гамма-квантов  $\sim 10\%$ . Каждому экспериментальному событию был приписан угол  $\theta$ , на основе чего было построено распределение по  $\theta^2$ :  $N_{on}(\theta^2)$  гамма-подобных событий уже отобранных по критериям (1). Для фоновых событий, отобранных по тем же критериям (1) строилось усредненное распределение по 5 точкам фона  $\langle N_{off}(\theta^2) \rangle$ . Разница этих распределений  $N_{on}(\theta^2) - \langle N_{off}(\theta^2) \rangle$  приведена на рис. 2. В распределении однозначно виден избыток частиц в области  $\theta^2 < (0.05^\circ)^2$ :  $N_{on} = 2173$  и  $\langle N_{off} \rangle = 1610$ , избыток оказался равным 563 события, которые получены с достоверностью  $\sim 12\sigma$  по формуле S17 из работы [19].

Для получения энергетического распределения отобранных ливней с  $\theta^2 < 0.05$  необходимо приписать энергию каждой частице. Энергия первичного ливня зависит от полного числа фотоэлектронов в изображении (параметр  $size$ ) и расстояния от оси ШАЛ до телескопа (параметр  $R0$ ). Для отобранных гамма-подобных ливней, параметр  $dist$  пропорционален  $R0$ . Настройка метода определения энергии проходила по данным Монте-Карло симуляций для гамма-квантов в интервале энергий  $E = 2-20$  и  $20-200$  ТэВ, наигранных с первичным степенным спектром с показателем  $\gamma = -2.6$ . Все события были разбиты на 5 групп по параметру  $dist(i)$  с интервалом  $0.36^\circ$ . В каждой группе методом наименьших квадратов было проведено фитирование линейной функцией  $\lg(E_{true}) = a + b \cdot \lg(size)$  и получен набор коэффициентов,  $a(i)$  и  $b(i)$  для каждой группы, по которым восстанавливалась реконструированная энергия гамма-квантов  $\lg(E_r) = a(i) + b(i) \cdot \lg(size)$ . Точность восстановления энергии одиночного гамма-кванта оказалась около 30% и не зависит от энергии в исследуемом диапазоне. Для построения энергетического спектра строилась гистограмма с шагом 0.2 по логарифму энергии, в которую заносились все гамма-подобные события по

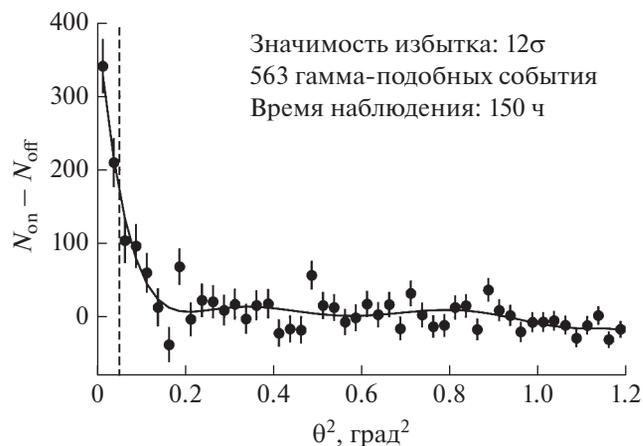


Рис. 2. Распределение  $(N_{on}(\theta^2) - \langle N_{off}(\theta^2) \rangle)$  после подавления фона по критериям (1) в моно-режиме наблюдений.

реконструированной энергии. Из этой гистограммы по реконструированной энергии была получена гистограмма по истинной энергии с помощью метода unfolding (деконволюция) [20]. Метод основывается на линейной модели связи между вектором  $S$  гистограммы истинной энергии и вектором  $Y$  гистограммы измеренной энергии:  $Y = MS$ , и решении некорректно поставленной обратной задачи определения  $S$  по  $Y$ . Матрица  $M$  моделируется методом Монте-Карло [21]. Сетка гистограммы  $Y$  измеренной энергии была выбрана отличной от сетки гистограммы  $S$ , был осуществлен перебор сеток и из них отобрана такая, для которой минимальное число событий, для которых энергия восстанавливается с большой ошибкой, попадут в последний бин гистограммы, с энергией  $\sim 100$  ТэВ. Значения  $S$ , полученные из  $Y$  решением линейного уравнения, представляют собой число гамма-квантов в бинах. После нормировки на эффективную площадь установки (рис. 3) и время наблюдения получаем результирующий спектр источника. На рис. 4 представлен спектр частиц в сравнении со спектрами от Краба, измеренными в экспериментах с черенковскими атмосферными телескопами [22–25], а также спектрами, полученными на высокогорных установках [2–4]. В целом, спектр частиц, полученный по данным одного АЧТ, хорошо согласуется с мировыми данными, пороговая энергия около  $\sim 5$  ТэВ. В последнем бине (30–80 ТэВ) содержится 16 событий.

#### АНАЛИЗ ДАННЫХ И СПЕКТР ГАММА-КВАНТОВ В СТЕРЕО-РЕЖИМЕ

Наблюдения Крабовидной туманности в стерео-режиме проводились первыми двумя телескопами установки TAIGA-IACT с октября по

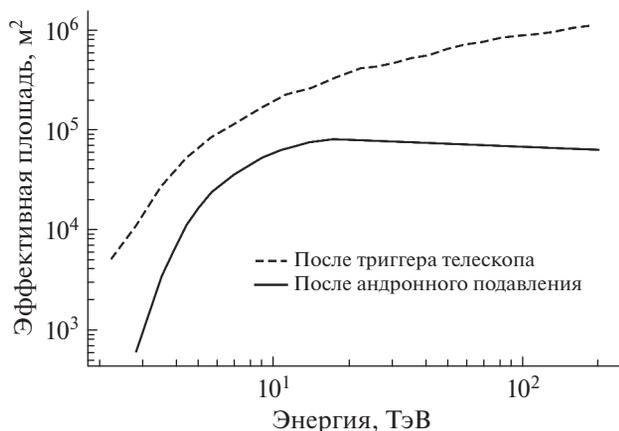


Рис. 3. Эффективная площадь АЧТ01. Пунктирная кривая — эффективная площадь до применения критериев отбора гамма-подобных событий. Сплошная — эффективная площадь телескопа после применения критериев отбора гамма-подобных событий.

февраль сезона 2020–2021. Анализ подразумевает стандартный расчет параметров Хилласа для каждого события (относительно 7 положений фона и одного источника), а также расчет дополнительных параметров, необходимых для проведения стереоскопической реконструкции геометрии ШАЛ. Для определения направления прихода ШАЛ проводится расчет положений главных осей изображений в камере каждого телескопа. Точка пересечения этих осей в общем поле зрения телескопов соответствует положению источника гамма-квантов. Точность восстановления положения источника была определена на основе Монте-Карло моделирования и составляет  $0.245^\circ$ . Положение оси ШАЛ, в плоскости перпендикулярной направлению прихода ливня, определяется как точка пересечения прямых, проходящих через центр тяжести изображения и положения источника в камере [26]. Моделирование показывает, что точность восстановления положения оси составляет 18 м при энергии гамма-квантов 20 ТэВ и 15 м при энергии 200 ТэВ. Гамма-адронное разделение при стерео-методе регистрации ШАЛ в настоящее время проводится посредством наложения критериев отбора на два параметра: угол  $\theta$  и нормализованная ширина. Угол  $\theta$  определяется как разность между истинным положением источника и восстановленным. Нормализованная ширина определяется по формуле [27]:

$$w = \frac{1}{N_{rel}} \left[ \sum_i^{N_{img}} \frac{width_i - w_m(r_i, size_i)}{w_{MAD}(r_i, size_i)} \right],$$

где  $N_{rel}$  — количество сработавших телескопов,  $width_i$  — ширина изображения в данном сработавшем телескопе,  $w_m(r_i, size_i)$  — медианное значение ширины, характерное для событий с заданным  $size_i$ ,

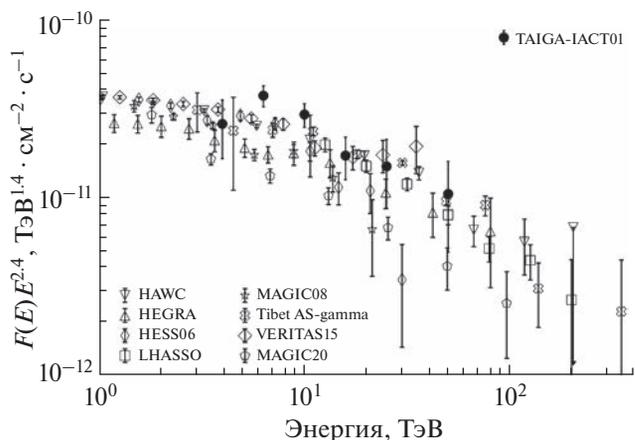
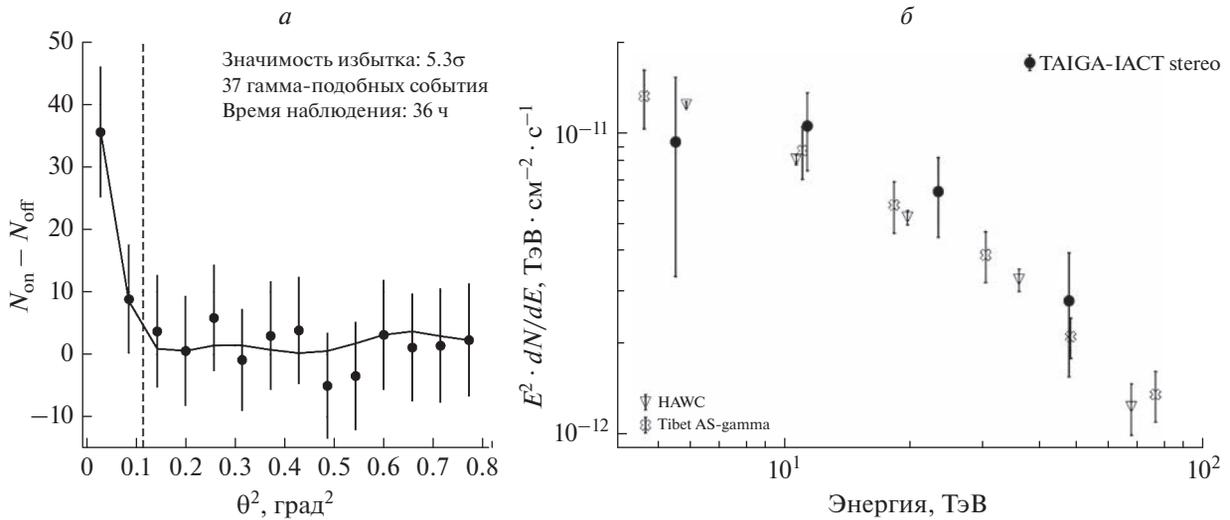


Рис. 4. Восстановленный спектр гамма-квантов от Крабовидной туманности по данным первого телескопа эксперимента TAIGA в сравнении с результатами измерений других обсерваторий.

и расстоянием до оси ливня ( $r_i$ ).  $w_{MAD}(r_i, size_i)$  — медианное абсолютное отклонение распределения ширин для событий в том же диапазоне значений  $r_i$  и  $size_i$ . Для отбора гамма-подобных событий, на параметры  $\theta$  и  $w$  накладываются ограничения. Критерии отбора были получены из моделирования и составляют  $0.25^\circ$  и  $0.6$  для  $\theta$  и  $w$  соответственно. Коэффициент подавления адронов составляет  $3.8 \cdot 10^{-5}$ . При применении критериев отбора к экспериментальным данным, было отобрано 37 гамма-подобных событий за 36 ч наблюдения. Значимость избытка составила  $5.3\sigma$  (рис. 4a). Для отобранных гамма-подобных событий было проведено восстановление энергии, с использованием значений трех параметров событий:  $size$ ,  $R0$ , глубина максимума развития ШАЛ ( $Xmax$ ). Восстановление  $Xmax$  проводилось на основе процедуры описанной в [27]. Для этого предварительно проводится реконструкция положения оси ШАЛ и, при известном направлении на максимум развития ливня (положения центра тяжести эллипса в камере), можем определить высоту максимума развития ШАЛ из геометрических соображений по формуле:  $h_{max} = R0[m]/dist[rad]$ , где  $R0$  — расстояние от телескопа до оси ШАЛ. На основе модели стандартной атмосферы, для положения астрофизического комплекса и соответствующей среднегодовой температуры, проводится пересчет высот в толщину атмосферы в  $г/см²$  [28]. Точность восстановления  $Xmax$  была определена из Монте-Карло моделирования и составила  $24 г/см²$  для событий с энергией выше 20 ТэВ. Для определения энергии событий, на основе моделирования создается таблица соответствия различных диапазонов по  $Xmax$ ,  $size$  и  $R0$  определенной энергии. Энергия 37 гамма-подобных событий, отобранных в эксперименте, была определена посред-



**Рис. 5.** Распределение по параметру  $\theta^2$  в стерео-режиме (а). Восстановленный спектр гамма-квантов по данным стерео-наблюдений первых двух атмосферных черенковских телескопов TAIGA в сравнении результатами измерений других обсерваторий (б).

ством данного метода, в результате чего был построен спектр гамма-квантов в области энергий выше 5 ТэВ (рис. 5б). Последний бин спектра в диапазоне от 34 до 69 ТэВ содержит 6 гамма-подобных событий.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты по восстановлению энергетического спектра гамма-квантов от Крабовидной туманности по данным первого телескопа (рис. 4) и первых двух телескопов, работающих в стерео-режиме (рис. 5) в диапазоне 4–80 ТэВ. После ввода в строй трех АЧТ и 120 станций установки TAIGA-HiSCORE мы ожидаем 40–60 событий за 300 ч наблюдения Краба с энергией выше 100 ТэВ, восстановленных гибридным методом. В высокогорных установках используется существенно другая, по сравнению с АЧТ методика выделения событий от гамма-квантов, основанная на выделении ШАЛ с малым числом мюонов. Представляется важным восстановить спектр гамма-квантов от Крабовидной туманности и ряда других источников по черенковскому свету для получения, возможно новой, дополнительной информации об ускорении частиц в этих источниках.

Работа выполнена на УНУ “Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ”, поддержана Минобрнауки России (соглашение ЕВ-075-15-2021-675, темы государственного задания (FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024, FSUS-2020-0039) и Российским научным фондом (проект № 23-72-00019; разделы 3,4).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Weekes T.C., Cawley M.F., Fegan D.J. et al.* // *Astrophys. J.* 1989. V. 342. P. 379.
2. *Amenomory M., Bao Y.W., Bi X.J. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. Art. No. 051101.
3. *Abeysekara A.U., Albert A., Alfaro R. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124. No. 2. Art. No. 021102.
4. *Cao Z., Aharonian F.A., An Q. et al.* // *Nature.* 2021. V. 594. P. 33.
5. *Ruo-Yu Liu, Xiang-Yu Wang* // *Astrophys. J.* 2021. V. 2. P. 221.
6. *Кузьмичев Л.А., Астапов И.И., Безъязыков П.А. и др.* // *ЯФ.* 2018. Т. 81. № 1. С. 1; *Kuzmichev L.A., Astapov I.I., Bezyazeev P.A. et al.* // *Phys. Atom. Nucl.* 2018. V. 81. No. 4. P. 497.
7. *Budnev N., Astapov I., Bezyazeev P. et al.* // *J. Instrum.* 2020. V. 15. No. 9. P. 1.
8. *Gluczykont M., Hampf D., Horns D. et al.* // *Astropart. Phys.* 2014. V. 56. P. 42.
9. *Kuzmichev L. et al. (TAIGA Collaboration)* // *NIM A.* 2020. V. 952. Art. No. 161830.
10. *Свешникова Л.Г., Астапов И.И., Безъязыков П.А. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2019. Т. 83. № 8. С. 1061; *Sveshnikova L.G., Astapov I.I., Bezyazeev P.A. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2019. V. 83. No. 8. P. 922.
11. *Lubsandorzhev N. et al. (TAIGA Collaboration)* // *Proc. 35 ICRC (Busan, 2017)* P. 757.
12. *Budnev N. et al. (TAIGA Collaboration)* // *Proc. 35 ICRC (Busan, 2017)* P. 768.
13. *Fomin V.P., Stepanian A., Lamb R. et al.* // *Astropart. Phys.* 1994. V. 2. No. 2. P. 137.
14. *Zhurov D., Gress O., Sidorov D. et al.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2019. V. 1181. Art. No. 012045.
15. *Hillas A.M.* // *Proc. 19th ICRC.* V. 3. (La Jolla, 1985). P. 445.

16. Grinyuk A., Postnikov E., Sveshnikova L. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 262.
17. Budnev N.M., Chiavassa A., Gress O.A. et al. // Astropart. Phys. 2020. V. 117. Art. No. 102406.
18. Lessard R.W., Buckley J.H., Connaughton V. et al. // Astropart. Phys. 2001. V. 15. No. 1. P. 1.
19. Li T.-P., Ma Y.-Q. // Astrophys. J. 1983. V. 272. P. 317
20. Anykeyev V.B., Spiridonov A.A., Zhigunov V.P. // NIM A. 1991. V. 303. P. 350.
21. Albert J., Aliu E., Anderhub A. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2007. V. 583. P. 494.
22. Kevin M. et al. (VERITAS Collaboration) // Proc. 34ICRC (Hague, 2015). P. 792.
23. Aharonian F. et al. (HESS Collaboration) // Astropart. Phys. 2011. V. 34. P. 738.
24. Acciari V.A., Ansoldi S., Antonelli L.A. et al. (MAGIC Collaboration) // arXiv: 2001.09566v1. 2020.
25. Aharonian F. et al. (HEGRA Collaboration) // arXiv: astro-ph/0407118. 2004.
26. Grinyuk A., Postnikov E., Volchugov P. et al. // Proc. Sci. ICRC2021 (Berlin, 2021). Art. No. 713.
27. Hofmann W., Lampeit W., Konopelko H., Krawczynski H. // Astropart. Phys. 2000. V. 12. No. 4. P. 207.
28. Krawczynski H., Carter-Lewis D., Duke C. et al. // Astropart. Phys. 2006. V. 25. No. 6. P. 380.
29. Просин В.В. Энергетический спектр и массовый состав космических лучей в диапазоне энергий  $10^{15}$ – $10^{17}$  эВ по данным установок для регистрации черенковского света от широких атмосферных ливней. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Москва: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2006. 196 с.

## The energy spectrum of gamma-rays from the Crab Nebula according to the TAIGA astrophysical complex

L. G. Sveshnikova<sup>a, \*</sup>, P. A. Volchugov<sup>a</sup>, E. B. Postnikov<sup>a</sup>, I. I. Astapov<sup>d</sup>, P. A. Bezyazeev<sup>b</sup>, E. A. Bonvech<sup>a</sup>, A. N. Borodin<sup>c</sup>, N. M. Budnev<sup>b</sup>, A. V. Bulan<sup>a</sup>, A. A. Vaidyanathan<sup>e</sup>, N. V. Volkov<sup>i</sup>, D. M. Voronin<sup>f</sup>, A. P. Gafarov<sup>b</sup>, E. O. Gress<sup>b</sup>, O. A. Gress<sup>b</sup>, T. I. Gress<sup>b</sup>, O. G. Grishin<sup>b</sup>, A. Yu. Garmash<sup>e, h</sup>, V. M. Grebenyuk<sup>c, j</sup>, A. A. Grinyuk<sup>c</sup>, A. N. Dyachok<sup>b</sup>, D. P. Zhurov<sup>b</sup>, A. V. Zagorodnikov<sup>b</sup>, A. D. Ivanova<sup>b</sup>, A. L. Ivanova<sup>b, e</sup>, M. A. Iliushin<sup>b</sup>, N. N. Kalmykov<sup>a</sup>, V. V. Kindin<sup>d</sup>, S. N. Kiryuhin<sup>b</sup>, R. P. Kokoulin<sup>d</sup>, N. I. Kolosov<sup>b</sup>, K. G. Kompaniets<sup>d</sup>, E. E. Korosteleva<sup>a</sup>, V. A. Kozhin<sup>a</sup>, E. A. Kravchenko<sup>e, h</sup>, A. P. Kryukov<sup>a</sup>, L. A. Kuzmichev<sup>a</sup>, A. Chiavassa<sup>k</sup>, A. A. Lagutin<sup>i</sup>, M. V. Lavrova<sup>c</sup>, Yu. E. Lemeshev<sup>b</sup>, B. K. Lubsandorzhiyev<sup>f</sup>, N. B. Lubsandorzhiyev<sup>a</sup>, S. D. Malakhov<sup>b</sup>, R. R. Mirgazov<sup>b</sup>, R. D. Monkhoev<sup>b</sup>, E. A. Okuneva<sup>a</sup>, E. A. Osipova<sup>a</sup>, A. D. Panov<sup>a</sup>, A. L. Pakhorukov<sup>b</sup>, A. Pan<sup>c</sup>, L. V. Pankov<sup>b</sup>, A. A. Petrukhin<sup>d</sup>, D. A. Podgrudkov<sup>a</sup>, E. G. Popova<sup>a</sup>, V. V. Prosin<sup>a</sup>, V. S. Ptuskin<sup>g</sup>, A. A. Pushnin<sup>b</sup>, A. Yu. Razumov<sup>a</sup>, R. I. Raikin<sup>i</sup>, G. I. Rubtsov<sup>f</sup>, E. V. Rjabov<sup>b</sup>, V. S. Samoliga<sup>b</sup>, I. Satyshev<sup>c</sup>, A. A. Silaev<sup>a</sup>, A. A. Silaev, Jr.<sup>a</sup>, A. Yu. Sidorenkov<sup>f</sup>, A. V. Skurikhin<sup>a</sup>, A. V. Sokolov<sup>e, h</sup>, V. A. Tabolenko<sup>b</sup>, A. B. Tanaev<sup>b</sup>, B. A. Tarashansky<sup>b</sup>, M. Yu. Ternovoy<sup>b</sup>, L. G. Tkachev<sup>c, j</sup>, N. A. Ushakov<sup>f</sup>, D. V. Chernov<sup>a</sup>, I. I. Yashin<sup>d</sup>

<sup>a</sup> Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

<sup>b</sup> Institute of Applied Physics, Irkutsk State University, Irkutsk, 664003 Russia

<sup>c</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

<sup>d</sup> National Research Nuclear University MPhI, Moscow, 115409 Russia

<sup>e</sup> Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090 Russia

<sup>f</sup> Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

<sup>g</sup> Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia

<sup>h</sup> Budker Institute of Nuclear Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

<sup>i</sup> Altai State University, Barnaul, 656049 Russia

<sup>j</sup> Dubna State University, Dubna, 141980 Russia

<sup>k</sup> National Institute for Nuclear Physics, Torino, 10125 Italy

\*e-mail: tf110@mail.ru

We studied the spectrum of gamma-rays from the Crab Nebula in the energy range of 4–100 TeV, obtained from the data of two atmospheric Cherenkov telescopes, as part of the TAIGA complex. We described a technique for selection and reconstruction of gamma-rays energy, including a procedure for reconstruction the energy spectrum.

УДК 524.1-352

## МУЛЬТИКОМПОНЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ НА УСТАНОВКАХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА НЕВОД

© 2023 г. М. Б. Амельчаков<sup>1</sup>, А. Г. Богданов<sup>1</sup>, Д. М. Громушкин<sup>1</sup>, А. Н. Дмитриева<sup>1</sup>,  
Р. П. Кокоулин<sup>1</sup>, А. Ю. Коновалова<sup>1</sup>, К. Р. Нугаева<sup>1</sup>, А. А. Петрухин<sup>1</sup>, А. Д. Почестнев<sup>1</sup>,  
С. С. Хохлов<sup>1</sup>\*, И. А. Шульженко<sup>1</sup>, Е. А. Южакова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

\*E-mail: sskhokhlov@mephi.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Анализируются параметры широких атмосферных ливней, регистрируемых установками экспериментального комплекса НЕВОД; представлены результаты их сопоставления с моделированными событиями. Обсуждаются калибровка и энергетический порог установки НЕВОД-ШАЛ, а также результаты восстановления направления осей по данным НЕВОД-ШАЛ и детектора ДЕКОР. Приводится пример события, зарегистрированного всеми установками комплекса.

DOI: 10.31857/S0367676523701703, EDN: OQLQMC

### ВВЕДЕНИЕ

Проведенные ранее исследования широких атмосферных ливней (ШАЛ) выявили целый ряд необычных явлений во взаимодействиях частиц высоких и сверхвысоких энергий: в измеренном энергетическом спектре космических лучей, имеющем резко падающий степенной характер, в области около 5 ПэВ наблюдается “излом”; при энергиях выше 100 ПэВ наблюдается второй излом и избыток числа мюонов в событиях по сравнению с расчетами по всем существующим моделям (т.н. “мюонная загадка”); во многих экспериментах были зарегистрированы необычные события и явления при энергиях выше 10 ПэВ: “выстроенность”, “проникающие каскады”, “кентавры”, “антикентавры”, “гало” и др.

На данный момент нет ни одной общепризнанной модели, способной объяснить эти явления в рамках единого подхода. Ключом к их объяснению могут стать результаты мультикомпонентных исследований ШАЛ, когда в одном и том же событии детекторами разных типов регистрируются различные компоненты. По этому пути идут различные эксперименты, например TAIGA [1] в России и LHAASO [2] в Китае.

Для проведения мультикомпонентных исследований ШАЛ перспективным является комплексный подход к анализу экспериментальных данных, при котором незначимая, с точки зрения

независимого анализа, информация об одной или нескольких компонентах ливня может быть добавлена к данным по другим компонентам, что позволяет точнее определять параметры ШАЛ и, соответственно, инициировавшей его частицы.

Такие исследования и такой подход реализованы на экспериментальном комплексе НЕВОД в НИЯУ МИФИ.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НЕВОД

Экспериментальный комплекс НЕВОД объединяет девять научных установок [3], в данной работе анализировались данные шести из них: ЧВК, СКТ, ДЕКОР, НЕВОД-ШАЛ, ПРИЗМА и УРАН.

Часть установок экспериментального комплекса размещена внутри одного здания и включает: черенковский водный калориметр НЕВОД [4] объемом 2000 м<sup>3</sup>, внутри которого расположена пространственная решетка из 91 квазисферического модуля. Черенковский водный калориметр позволяет измерять энерговыделение заряженных частиц. На дне и крышке черенковского водного детектора расположены плоскости сцинтилляционных детекторов системы калибровочных телескопов [5]. В состав каждой плоскости входит по 40 детекторов, которые позволяют про-

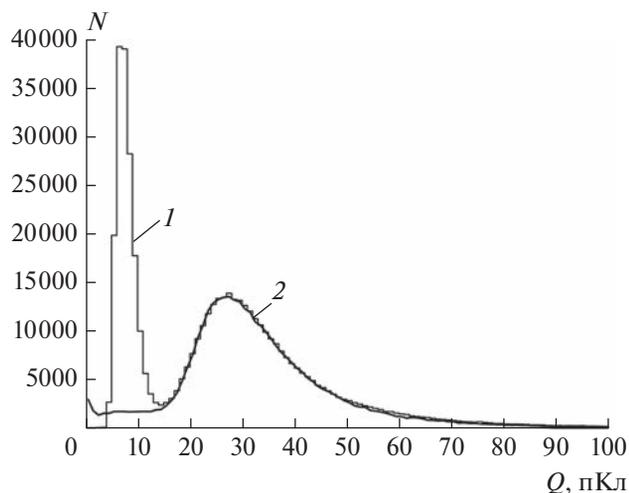


Рис. 1. Зарядовые спектры откликов детектирующей станции НЕВОД-ШАЛ в режиме самозапуска: 1 – экспериментальный спектр, 2 – моделированный.

водить калибровку ФЭУ черенковского водного детектора и исследовать электронно-фотонную и мюонную компоненты ШАЛ в диапазоне энергий  $10^{14}$ – $10^{17}$  эВ. Координатно-трековый детектор ДЕКОР расположен вокруг черенковского водного калориметра и состоит из 8 вертикальных супермодулей общей площадью  $70 \text{ м}^2$  [6], детектор позволяет регистрировать группы мюонов в наклонных ШАЛ и проводить анализ плотности частиц в этих группах.

Установка НЕВОД-ШАЛ размещена в Экспериментальном комплексе НЕВОД на крышах зданий и прилегающей территории [7] и состоит из 9 кластеров, в состав которых входит по 4 детектирующих станции. Общая площадь установки составляет  $10^4 \text{ м}^2$ . НЕВОД-ШАЛ позволяет восстанавливать параметры широких атмосферных ливней классическим способом – по электронно-фотонной компоненте.

Установка ПРИЗМА размещена на четвертом этаже здания Экспериментального комплекса НЕВОД. Установка состоит из 2 кластеров по 16 электронно-нейтронных детекторов каждый [8], площадь установки составляет  $500 \text{ м}^2$ . ПРИЗМА позволяет регистрировать электронно-фотонную компоненту [9] и тепловые нейтроны ШАЛ, рожденные в результате взаимодействия адронной компоненты ливня с веществом, окружающим детектор.

Установка УРАН является следующим шагом в регистрации адронов ШАЛ посредством тепловых нейтронов. Установка размещена на крыше экспериментального комплекса и соседнего лабораторного корпуса и включает 6 кластеров по 12 детекторов в каждом. Суммарная площадь установки составляет  $1000 \text{ м}^2$  [10].

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА, ПОРОГ И УГЛОВАЯ ТОЧНОСТЬ УСТАНОВКИ НЕВОД-ШАЛ

Для восстановления параметров широкого атмосферного ливня в отдельном событии необходимо знать абсолютное значение энерговыделения в каждой детектирующей станции НЕВОД-ШАЛ, которое может быть пересчитано в количество заряженных частиц.

Для калибровки в установке НЕВОД-ШАЛ каждые 4 ч для всех 36 детектирующих станций в режиме самозапуска набираются спектры откликов, т.е. записываются заряды сигналов с каждой станции без дополнительных триггерных условий. В основном эти сигналы обусловлены прохождением через станцию одиночных мюонов. В меньшей степени они могут быть вызваны адронами, высокоэнергичными электронами и электронами от гамма-квантов.

Для энергетической калибровки в программном пакете Geant4 была создана модель детектирующей станции, учитывающая геометрию и материалы детектора, свойства сцинтиллятора и фотоумножителя. После этого проведено моделирование отклика детектирующей станции на одиночные мюоны, электроны, протоны и гамма-кванты.

При розыгрыше треков мюонов, протонов и гамма-квантов использовались близкие к реальным дифференциальные спектры, полученные с помощью моделирования в программном пакете CORSIKA для разных значений зенитного угла [11]. Для розыгрыша энергии электронов использовался дифференциальный спектр, объединяющий результаты моделирования в программном пакете CORSIKA (для кинетической энергии выше  $100 \text{ МэВ}$ ) и результат расчета [12] для кинетической энергии меньше  $100 \text{ МэВ}$ .

На рис. 1 представлен экспериментальный и моделированный зарядовые спектры откликов детектирующей станции в режиме самозапуска. Левый пик в экспериментальном распределении обусловлен вкладом от электронов бета-распада и темновых шумов ФЭУ. Как видно из рисунка, форма экспериментального и моделированного спектров в области регистрации одиночных частиц отлично согласуется, а наиболее вероятное значение заряда составляет  $27.5 \text{ пКл}$ . Результаты моделирования в программном пакете Geant4 позволяют определить, что данный заряд соответствует энерговыделению внутри детектирующей станции  $11.1 \text{ МэВ}$ . Таким образом, отношение полученных значений позволяет найти калибровочный коэффициент, используемый в дальнейшем при реконструкции экспериментальных событий. В данном случае он равен  $0.40 \text{ МэВ/пКл}$ .

Для разработки и отладки методов реконструкции параметров ливней в программном па-

кете CORSIKA с использованием модели адронных взаимодействий QGSJET-II-04 + FLUKA 2020.0.3 было проведено моделирование ливней, инициированных протонами и ядрами железа в диапазоне первичных энергий  $10^{14}$ – $10^{17}$  эВ и интервале зенитных углов  $0^\circ$ – $50^\circ$ . Энергетический спектр первичных частиц имел степенную форму с показателем  $\gamma + 1 = 2.7$ . Моделирование отклика детектирующих станций на частицы ливня проводилось с помощью программного пакета Geant4.

Одним из наиболее важных параметров установки является энергетический порог срабатывания, для его определения анализировалась доля моделированных событий с осями вблизи центра установки, в которых сработало не менее 7 кластеров, с максимальным энерговыделением в центральном кластере установки. Кластер считается сработавшим, если в нем имеются сигналы не менее, чем от двух детектирующих станций.

На рис. 2 приведены энергетические спектры всех промоделированных ливней, инициированных протонами и ядрами железа и прошедших условия отбора. По спектрам было установлено, что 90% эффективность регистрации ливней, инициированных протонами, достигается при энергии 0.7 ПэВ. При этом ливни от протонов с энергиями выше 1 ПэВ регистрируются с эффективностью более 65%. Для ливней, инициированных ядрами железа, 50% эффективность регистрации достигается при энергии 1.4 ПэВ, а при энергии выше 1 ПэВ эффективность составляет 46%. При отборе околорезонансных ливней (диапазон зенитных углов от  $0^\circ$  до  $30^\circ$ ) эффективность регистрации при энергии выше 1 ПэВ составляет более 98% при протонном первичном составе и более 91% для ливней, инициированных ядрами железа.

Совместный анализ событий, зарегистрированных в установках НЕВОД-ШАЛ и ДЕКОР позволяет провести перекрестную оценку точности восстановления направления ливня. Точность реконструкции треков мюонов в ДЕКОР лучше  $1^\circ$ , поэтому углы треков мюонов в совместных событиях могут считаться эталоном для направлений, восстановленных по данным НЕВОД-ШАЛ. Для совместного анализа отбирались только те события ДЕКОР, в которых сработало не менее 3 супермодулей и было реконструировано не менее трех квазипараллельных треков мюонов. Число отобранных совместных событий за период экспозиции с 01.07.2020 г. по 08.09.2020 г. с кратностью срабатывания кластеров не менее 5 составило 2456 событий.

При анализе данных НЕВОД-ШАЛ использовалось 2 способа восстановления направления ШАЛ. В первом способе реконструкция направления проводилась сначала по данным отдельных кластеров, а итоговым вектором направления

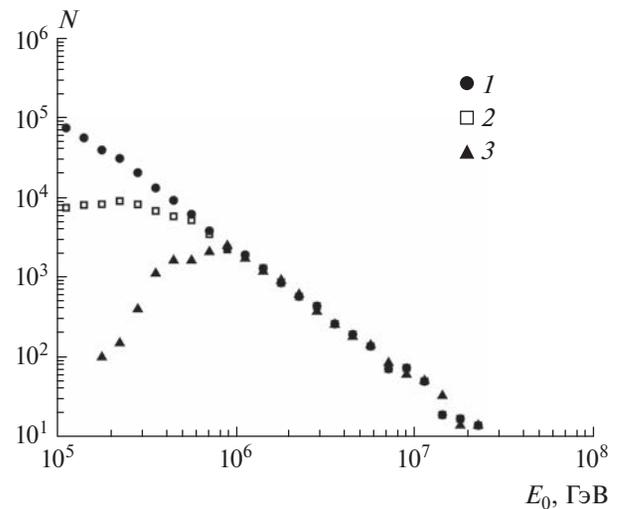


Рис. 2. Энергетические спектры: 1 – спектр первичных частиц (протонов и ядер железа); 2 – регистрируемый спектр ливней, инициированных протонами; 3 – регистрируемый спектр ливней, инициированных ядрами железа.

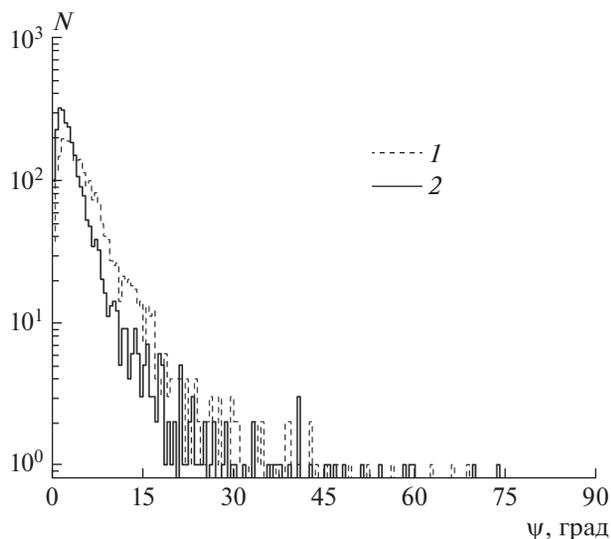
ШАЛ считался суммарный вектор от всех кластеров. Второй способ учитывает данные всех сработавших станций, как независимых элементов установки. В обоих вариантах использовалось приближение плоского фронта ШАЛ.

Для оценки точности восстановления направления ШАЛ определялся угол расхождения между направлением группы мюонов, зарегистрированной в ДЕКОР, и направлением ливня, восстановленным по данным НЕВОД-ШАЛ. Полученные распределения для углов расхождения приведены на рис. 3. В качестве оценки точности восстановления выбран 68-й перцентиль распределения событий. Таким образом, точность восстановления по отдельным кластерам составила  $5.9^\circ \pm 0.1^\circ$ , а при восстановлении по всем детектирующим станциям  $3.5^\circ \pm 0.1^\circ$ .

В работе [7] было показано, что реконструкция направлений ливней в моделированных событиях, проведенная первым способом, дает точность лучше  $5^\circ$  для энергий первичной частицы выше 1 ПэВ. Таким образом, полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с моделированием.

## ИССЛЕДОВАНИЕ АДРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ШАЛ

Детекторы установки УРАН способны регистрировать тепловые нейтроны, возникающие при взаимодействии адронов ствола ливня с окружающим установку веществом. На рис. 4 приведена зависимость числа нейтронов, зарегистрированных установкой УРАН в эксперимен-



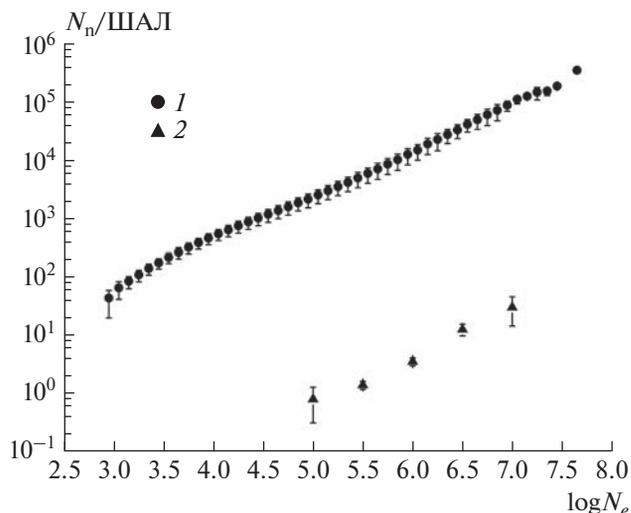
**Рис. 3.** Распределения по угловым отклонениям направлений ШАЛ  $\psi$ , восстановленных НЕВОД-ШАЛ, от направления треков мюонов в детекторе ДЕКОР: 1 – по всем кластерам, 2 – по всем детектирующим станциям.

тальных событиях, от мощности ШАЛ [13] и зависимость числа адронов на уровне наблюдения от мощности ливня в моделированных событиях (то же моделирование, что и в предыдущем разделе).

В двойном логарифмическом масштабе обе зависимости близки к линейным, следовательно, функции имеют степенной характер. Показатель наклона (показатель степени) для экспериментальной зависимости равен  $\alpha = 0.89 \pm 0.09$ , для моделированных ливней показатель равен  $\alpha = 0.85 \pm 0.02$ . В пределах погрешности показатели совпадают. Таким образом, число тепловых нейтронов, регистрируемых установкой УРАН, прямо пропорционально числу адронов в ливне. По отношению приведенных на рис. 4 зависимостей было определено, что установка УРАН в среднем регистрирует 1 тепловой нейтрон на 3000 адронов, приходящих на уровень наблюдения. В дальнейшем это свойство установки планируется использовать при верификации моделей адрон-адронных взаимодействий.

### АНАЛИЗ МУЛЬТИКОМПОНЕНТНЫХ СОБЫТИЙ

Все установки экспериментального комплекса НЕВОД объединены при помощи системы глобальной временной синхронизации, которая позволяет проводить привязку событий, регистрируемых каждой установкой, к глобальному времени с временной точностью 10 нс. Для совместного анализа информации со всех установок комплекса разработана единая база данных. На рис. 5 пред-



**Рис. 4.** Зависимость числа адронов от мощности ШАЛ: 1 – среднее число адронов на уровне наблюдения по данным модели QGSJET-II-04 + FLUKA 2020.0.3; 2 – среднее число тепловых нейтронов, регистрируемых в событиях установкой УРАН.

ставлен пример события, зарегистрированного установками экспериментального комплекса.

В левой части рисунка сверху приводится визуализация события в установке НЕВОД-ШАЛ (RUN 2018-01-05, время срабатывания 3 кластера – 12:27:39.509.021.755) с реконструкцией по данным отклика стандартных ФЭУ детектирующих станций. Снизу представлен результат геометрической реконструкции отклика детекторов НЕВОД, ДЕКОР и СКТ в этом же событии (RUN 595, № 514045, 12:27:39.509.022.094), крестиками изображены сработавшие квазисферические оптические модули черенковского водного детектора, кружками – сработавшие ФЭУ. Прямоугольниками указаны сработавшие сцинтилляционные счетчики установки СКТ. В правой части рисунка представлены результаты реконструкции откликов установок УРАН (сверху) и ПРИЗМА (снизу). Детекторы установок показаны в виде составных окрашенных кругов. Внешнее кольцо символизирует амплитуду  $A$  отклика детектора на электромагнитную компоненту ШАЛ (в кодах АЦП). Внутренний круг соответствует отклику счетчика при регистрации нейтронов ШАЛ (количество зарегистрированных нейтронов,  $N$ ). Соответствующие цветовые шкалы приведены для обеих установок. Для установки ПРИЗМА амплитуда и число нейтронов в каждом детекторе дополнительно указаны цифрами в формате “ $A/N$ ”. Для установки УРАН приводятся времена срабатывания кластеров. Для обеих установок указаны суммарные число зарегистрированных нейтронов и амплитуда отклика на электромагнитную компоненту ШАЛ.

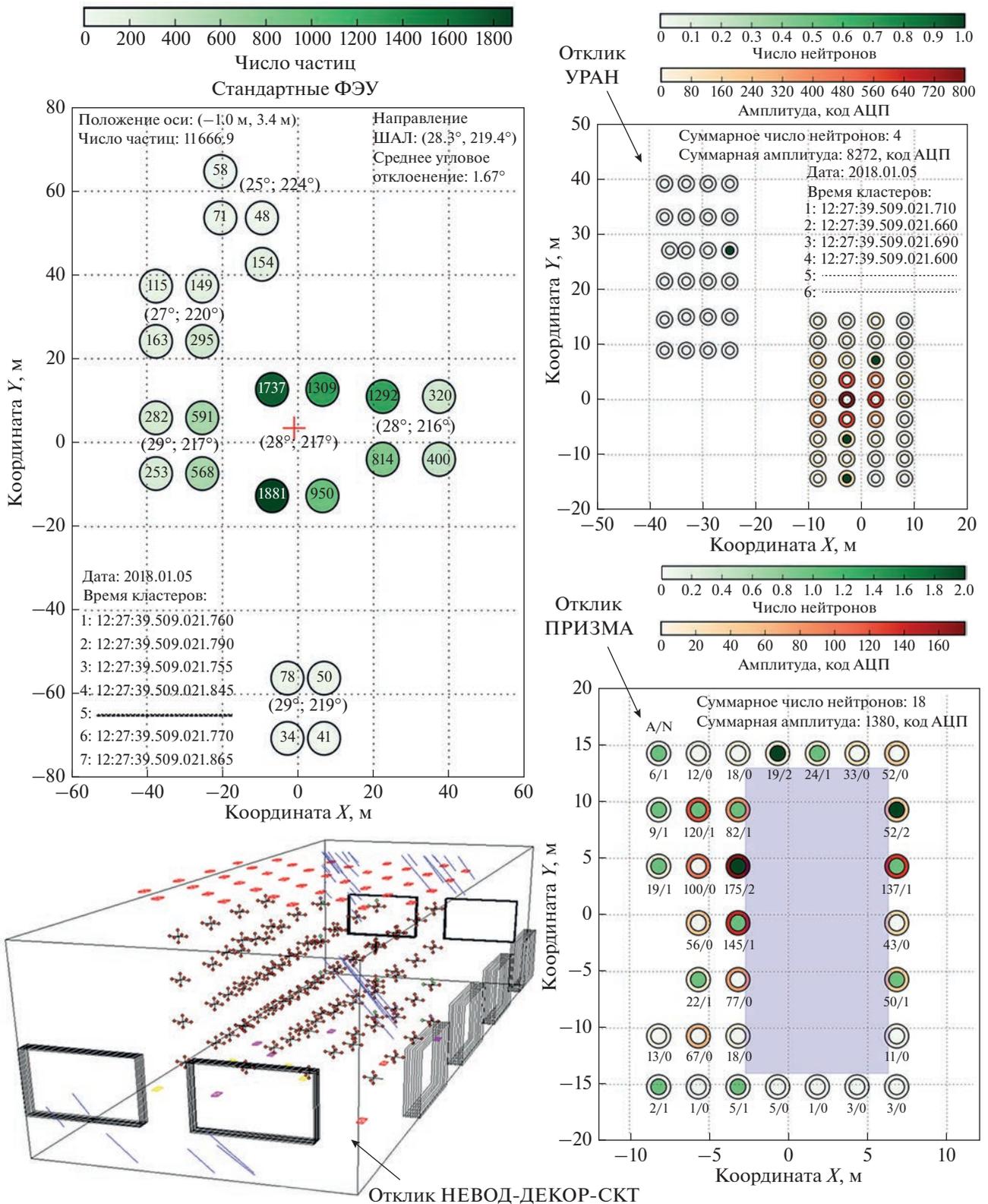


Рис. 5. Пример события, зарегистрированного всеми установками Экспериментального комплекса НЕВОД.

В этом событии, согласно оценкам по данным установки НЕВОД-ШАЛ, ось ливня попала практически в центр корпуса черенковского водного детектора, на котором расположен кластер № 3, что согласуется с распределением частиц электромагнитной компоненты и нейтронов в детекторах установок ПРИЗМА и УРАН. В детекторе ДЕКОР было зарегистрировано 36 треков мюонов, пришедших под зенитным и азимутальным углами  $30^\circ$  и  $217^\circ$ , соответственно. В установке НЕВОД-ШАЛ данное событие характеризуется результирующим направлением прихода с углами  $\theta = 28^\circ$  и  $\varphi = 219^\circ$ .

Таким образом, в данном событии представлен пример одновременной независимой регистрации электронно-фотонной, мюонной и адронной компонент широкого атмосферного ливня.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование установки НЕВОД-ШАЛ показало, что наиболее вероятное энерговыделение в детектирующей станции в режиме самозапуска (положение мюонного пика) соответствует величине 11.1 МэВ, а эффективность регистрации широких атмосферных ливней с энергиями выше 1 ПэВ равна 65% для ливней от протонов и 46% для ливней, инициированных ядрами железа. Проведенное сопоставление направлений частиц в ливнях, восстановленных по данным установок НЕВОД-ШАЛ и ДЕКОР, показало, что для 68% событий разница составляет менее  $3.5^\circ$ . Перекрестный анализ экспериментальных и моделированных событий позволил установить, что число тепловых нейтронов, регистрируемых установкой УРАН, прямо пропорционально числу адронов в ливне. Таким образом, Экспериментальный комплекс НЕВОД позволяет проводить одновременные исследования электронно-фотонной, мюонной и адронной компонент широких атмосферных ливней.

Исследование выполнено на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс

НЕВОД” при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-72-10010).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Просин В.В., Астапов И.И., Безязыков П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 525; *Prosin V.V., Astapov I.I., Bezvazekov P.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 395.
2. Щеголев О.Б., Алексеенко В.В., Кулешов Д.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 548; *Shchegolev O.B., Alekseenko V.V., Kuleshov D.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 415.
3. *Yashin I.I., Amelchakov M.B., Astapov I.I. et al.* // J. Instrum. 2021. V. 16. Art. No. T08014.
4. *Киндин В.В., Амельчаков М.Б., Барбашина Н.С. и др.* // ПТЭ. 2018. № 5. С. 23; *Kindin V.V., Amelchakov M.B., Barbashina N.S. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2018. V. 61. No. 5. P. 649.
5. *Амельчаков М.Б., Богданов А.Г., Задеба Е.А. и др.* // ПТЭ. 2018. № 5. С. 49; *Kindin V.V., Amelchakov M.B., Zadeba E.A. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2018. V. 61. No. 5. С. 673.
6. *Барбашина Н.С., Езубченко А.А., Кокоулин Р.П. и др.* // ПТЭ. 2000. № 6. С. 20; *Barbashina N.S., Ezubchenko A.A., Kokoulin R.P. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2000. V. 43. No. 6. P. 743.
7. *Amelchakov M.B., Barbashina N.S., Bogdanov A.G. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2022. V. 1026. Art. No. 166184.
8. *Gromushkin D.M., Petrukhin A.A., Stenkin Yu.V. et al.* // J. Instrum. 2014. V. 9. No. 8. Art. No. C08028.
9. *Громушкин Д.М., Волченко В.И., Задеба Е.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 414; *Gromushkin D.M., Zadeba E.A., Petrukhin A.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 380.
10. *Gromushkin D.M., Bogdanov F.A., Khokhlov S.S. et al.* // J. Instrum. 2017. V. 12. No. 7. Art. No. C07029.
11. *Kovylyayeva A.A., Dmitrieva A.N., Tolkacheva N.V., Yakovleva E.I.* // J. Phys. Conf. Ser. 2013. V. 409. Art. No. 012128.
12. *Daniel R.R., Stephens S.A.* // Rev. Geophys. Space Phys. 1974. V. 12. No. 2. P. 233.
13. *Богданов Ф.А., Громушкин Д.М., Изжбулякова З.Т. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 560; *Bogdanov F.A., Gromushkin D.M., Izhbulyakova Z.T. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 424.

## Multicomponent extensive air showers studies at the installations of the experimental complex NEVOD

**M. B. Amelchakov<sup>a</sup>, A. G. Bogdanov<sup>a</sup>, D. M. Gromushkin<sup>a</sup>, A. N. Dmitrieva<sup>a</sup>, R. P. Kokoulin<sup>a</sup>, A. Yu. Konovalova<sup>a</sup>, K. R. Nugaeva<sup>a</sup>, A. A. Petrukhin<sup>a</sup>, A. D. Pochestnev<sup>a</sup>, S. S. Khokhlov<sup>a,\*</sup>, I. A. Shulzhenko<sup>a</sup>, E. A. Yuzhakova<sup>a</sup>**

<sup>a</sup> National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

\*e-mail: sskhokhlov@mephi.ru

Results of the analysis of the parameters of extensive air showers detected by the installations of the Experimental Complex NEVOD, as well as the results of their comparison with simulated events are presented. The calibration and energy threshold of the NEVOD-EAS air-shower array, as well as the results of reconstructing the axes direction according to the data the NEVOD-EAS and DECOR installations are discussed. An example of the event detected by all installations of the complex is given.

УДК 524.1

## СРЕДНИЕ ЭНЕРГИИ МЮОНОВ В НАКЛОННЫХ ГРУППАХ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА НЕВОД-ДЕКОР

© 2023 г. Е. А. Юрина<sup>1</sup> \*, Н. С. Барбашина<sup>1</sup>, А. Г. Богданов<sup>1</sup>, В. С. Воробьев<sup>1</sup>, В. В. Киндин<sup>1</sup>,  
Р. П. Кокоулин<sup>1</sup>, К. Г. Компаниец<sup>1</sup>, А. Ю. Коновалова<sup>1</sup>, Дж. Маннокки<sup>2</sup>, А. А. Петрухин<sup>1</sup>,  
Дж. Тринкоро<sup>2</sup>, С. С. Хохлов<sup>1</sup>, В. В. Шутенко<sup>1</sup>, И. И. Яшин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Астрофизическая обсерватория Турина, Турин, Италия

\*E-mail: ea.yurina@mephi.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Представлены результаты измерений энергетических характеристик групп мюонов в наклонных широких атмосферных ливнях в эксперименте НЕВОД-ДЕКОР. Получены оценки средней энергии мюонов в группах в области энергий первичных частиц от 10 до 1000 ПэВ, которые сопоставлены с расчетами ожидаемых значений для различных предположений о составе космического излучения и моделях адронных взаимодействий. Обнаружено превышение экспериментальных значений средней энергии мюонов по сравнению с расчетами для больших локальных плотностей, соответствующих энергиям первичных частиц выше 100 ПэВ.

DOI: 10.31857/S0367676523701715, EDN: OQLVBC

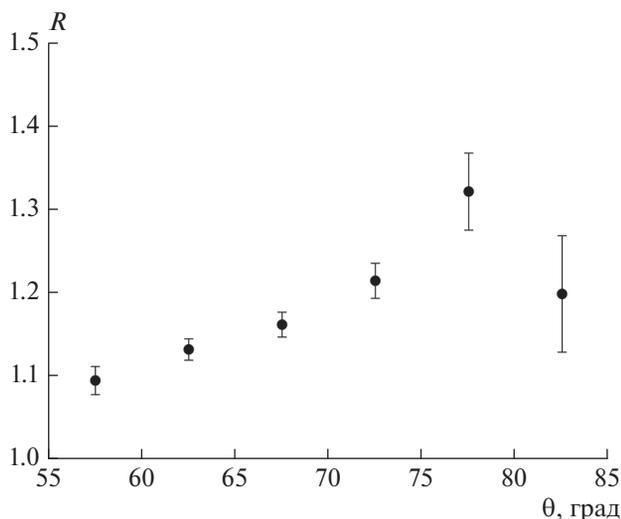
### ВВЕДЕНИЕ

Значимой проблемой в физике космических лучей является “мюонная загадка” – растущий с энергией первичных частиц избыток мюонных событий по сравнению с результатами расчетов в рамках современных моделей адронных взаимодействий. Избыток мюонов обнаружен во многих экспериментах, объединенный результат исследований представлен международной группой WHISP (Working Group on Hadronic Interactions and Shower Physics) [1, 2]. Наблюдаемый избыток может быть обусловлен различными причинами (генерация новых частиц или состояний материи в ядро-ядерных взаимодействиях и др.), которые не учитываются в моделях адронных взаимодействий. Одним из путей решения “мюонной загадки” является исследование энергетических характеристик групп мюонов в широких атмосферных ливнях (ШАЛ) и их изменения с энергией первичных частиц. Возможный подход к исследованию энергетических характеристик мюонной компоненты ШАЛ – измерение энерговыделения мюонных групп в веществе детектора. Средние потери мюонов в веществе практически линейно зависят от их энергии:  $dE/dX = a + bE$ . Удельное энерговыделение (нормированное на плотность мюонов) дает информацию о средней энергии мюонов в группах. Появление избытка

мюонов высоких энергий может свидетельствовать о включении новых физических процессов [3]. Некоторые результаты исследований энерговыделений групп мюонов в черенковском водном калориметре НЕВОД представлены в статье [4], а предварительные результаты по средним энергиям мюонов в группах приведены в работах [5, 6]. Целью данной работы является получение экспериментальных оценок средних энергий мюонов в группах в зависимости от зенитного угла и локальной плотности мюонов в широком диапазоне первичных энергий 10–1000 ПэВ на увеличенной экспериментальной статистике с учетом основных систематических эффектов, влияющих на результаты измерений.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ДАННЫЕ

Установка, на которой регистрируются группы, состоит из черенковского водного калориметра (ЧВК) НЕВОД [7, 8] объемом 2000 м<sup>3</sup> и координатно-трекового детектора ДЕКОР [9, 10] площадью 70 м<sup>2</sup>. ЧВК НЕВОД состоит из квазисферических модулей (КСМ), образующих пространственную решетку в водном объеме бассейна. Каждый КСМ включает 6 фотоумножителей ФЭУ-200 с плоским фотокатодом диаметром



**Рис. 1.** Зависимость отношения измеренного удельного энерговыделения к моделированному для фиксированной энергии мюонов 100 ГэВ от зенитного угла.

15 см, направленных по осям ортогональной системы координат, и позволяет регистрировать черенковский свет с любого направления. Мерой энерговыделения  $\Sigma$  является сумма сигналов всех сработавших ФЭУ в детекторе в единицах фотоэлектронов (ф.э.).

Координатно-трековый детектор ДЕКОР состоит из 8 супермодулей (СМ), расположенных вокруг черенковского калориметра. Каждый СМ площадью 8.4 м<sup>2</sup> включает 8 вертикальных плоскостей стримерных трубок. Угловая и пространственная точности реконструкции мюонных треков, пересекающих СМ, лучше 1 градуса и 1 см, соответственно. С помощью детектора ДЕКОР определяется количество мюонов в группе (множественность), а также направление прихода группы.

В индивидуальном событии оценивалась локальная плотность  $D$  как отношение множественности  $m$  к эффективной площади детектора в данном направлении  $S_{\text{дет}}$ , с учетом смещения оценки вследствие пуассоновских флуктуаций числа частиц, попавших в детектор, и круто падающего спектра плотности [11]:

$$D = (m - \beta) / S_{\text{дет}}, \quad (1)$$

где  $\beta \sim 2.1$  – интегральный показатель наклона спектра локальных плотностей мюонов (СЛПМ) [11].

В первом приближении суммарное энерговыделение пропорционально плотности мюонов  $D$  в событии, поэтому рассматривалось удельное энерговыделение  $\Sigma/D$  – число фотоэлектронов, деленное на оценку плотности мюонов в событии.

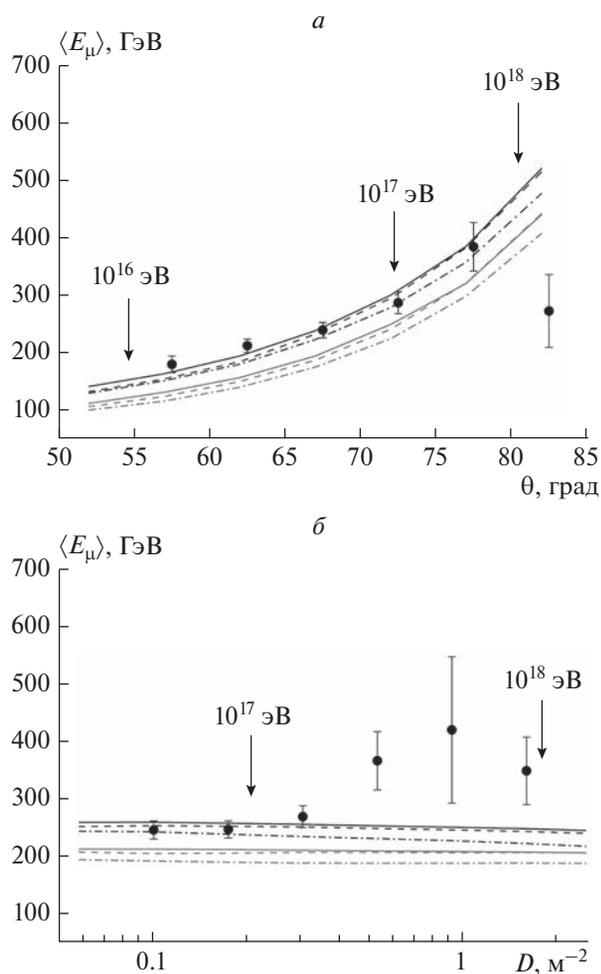
Для анализа данных использовалось 103 тыс. событий с группами мюонов с множественностью не менее 5 и зенитными углами более 55° за 60.1 тыс. ч “живого” времени (период регистрации с июля 2013 г. по март 2022 г.). При зенитных углах меньше 55°, помимо мюонов, существенен вклад сопровождения от электронно-фотонной и адронной компонент ШАЛ [12, 13] в отклик ЧВК НЕВОД, чем и обусловлен выбор данной границы. События отбирались в двух 60-градусных секторах по азимутальному углу, где большая часть координатного детектора ДЕКОР (шесть из восьми супермодулей) экранирована водным объемом детектора НЕВОД.

### СРЕДНИЕ ЭНЕРГИИ МЮОНОВ В ГРУППАХ

Для физического анализа выполнено совместное моделирование отклика детекторов ДЕКОР и ЧВК НЕВОД на прохождение искусственных групп мюонов. События с группами мюонов разыгрывались по спектру локальной плотности мюонов с наклоном и угловым распределением, близким к экспериментальному. В моделировании были учтены как физические особенности детектора ДЕКОР, так и условия отбора событий с группами мюонов. Для отобранных событий проведено моделирование отклика ЧВК НЕВОД на прохождение групп мюонов с фиксированными энергиями мюонов 100 ГэВ с помощью пакета программ Geant4 [14]. Математическая модель ЧВК НЕВОД была проверена и откалибрована по отклику на одиночные окологоризонтальные мюоны, выделяемые супермодулями ДЕКОР.

Учтены различные систематические эффекты, влияющие на результаты измерений: остаточный вклад в отклик детектора НЕВОД от электронно-фотонной и адронной компонент ШАЛ в интервалах зенитных углов 55°–60° и 60°–65°, который составил  $5.1 \pm 1.1$  и  $0.87 \pm 0.30\%$  соответственно, недооценка отклика из-за порога оцифровки, некоторые изменения условий регистрации в различных сериях измерений, эффективность отклика детектора ДЕКОР, маскировка треков и др.

Осуществлен переход от непосредственно измеряемых средних удельных энерговыделений к средней энергии мюонов в группах. Для этого было получено отношение  $R$  измеренного удельного энерговыделения к моделированному для фиксированных энергий мюонов 100 ГэВ (рис. 1). Используя зависимость средних потерь в воде от энергии мюонов [15], которая практически линейна в области сотен ГэВ, из отношения  $R$  были вычислены средние энергии мюонов в черенковском водном калориметре и их погрешности. На рис. 2а приведена полученная зависимость средней энергии мюонов в группах в интервале зенитных углов от 55° до 85°. Стрелками обозначены



**Рис. 2.** Зависимости средних значений энергии мюонов в группах мюонов от зенитного угла (а) и мюонной плотности (б) в интервале зенитных углов  $65^\circ \leq \theta < 75^\circ$ . Точки – данные, кривые – ожидаемые зависимости, полученные по результатам моделирования ШАЛ в программном пакете CORSIKA (подробное описание в тексте). Стрелками указаны характерные энергии первичных частиц космических лучей.

характерные энергии первичных частиц [11]. Кривые получены в результате моделирования мюонной компоненты ШАЛ, образованных первичными протонами (нижняя группа кривых) и ядрами железа (верхняя группа кривых), в программном пакете CORSIKA [16] для моделей адронных взаимодействий QGSJET-II-04 (сплошные), SIBYLL-2.3с (штриховые) и EPOS-LHC (штрихпунктирные). При расчете ожидаемых зависимостей использовались экспериментальные оценки наклона СЛПМ.

Из рис. 2а наблюдается рост средней энергии мюонов в группах с увеличением зенитного угла, экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с ожидаемыми результатами.

На рис. 2б представлена зависимость средней энергии мюонов от локальной плотности мюонов, полученная для интервала зенитных углов  $65^\circ - 75^\circ$ . Обозначения кривых и стрелок такие же, как на рис. 2а. Ожидаемые зависимости получены на основе моделирования ливней для первичных протонов и ядер железа для фиксированного зенитного угла  $\theta = 69^\circ$ . Для больших плотностей, соответствующих первичным энергиям выше  $10^{17}$  эВ, превышение экспериментальных оценок средней энергии мюонов над расчетными для первичных протонов для разных моделей находится в пределах от  $4.2\sigma$  до  $4.8\sigma$ , а для первичных ядер железа от  $3.1\sigma$  до  $3.7\sigma$  (получено по последним трем точкам зависимости).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При энергиях выше 100 ПэВ результаты эксперимента указывают на превышение средних энергий мюонов в группах по сравнению с ожидаемыми, что может свидетельствовать в пользу включения новых механизмов генерации высокоэнергичных мюонов при сверхвысоких энергиях первичных космических лучей.

Работа выполнена на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание, проекты № 0723-2020-0040 “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” и № FSWU-2023-0068 “Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей”). Моделирование проводилось с использованием ресурсов высокопроизводительного вычислительного центра НИЯУ МИФИ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dembinski H.P. et al. (EAS-MSU, IceCube, KASCADE-Grande, NEVOD-DECOR, Pierre Auger, SUGAR, Telescope Array, Yakutsk EAS Array Collaborations) // EPJ Web Conf. 2019. V. 210. Art. No. 02004.
2. Soldin D. (EAS-MSU, IceCube, KASCADE-Grande, NEVOD-DECOR, Pierre Auger, SUGAR, Telescope Array, Yakutsk EAS Array Collaborations) // Proc. Sci. ICRC2021 (Berlin, 2021). P. 349.
3. Petrukhin A.A. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A. 2014. V. 742. P. 228.
4. Юрина Е.А., Барбашина Н.С., Богданов А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1034; Yurina E.A., Barbashina N.S., Bogdanov A.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 937.
5. Юрина Е.А., Барбашина Н.С., Богданов А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 594; Yurina E.A., Barbashina N.S., Bogdanov A.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 455.
6. Yurina E.A., Barbashina N.S., Bogdanov A.G. et al. // Proc. Sci. ICRC2021. (Berlin, 2021). P. 383.

7. Петрухин А.А. // УФН. 2015. Т. 185. № 5. С. 521; Petrukhin A.A. // Phys. Usp. 2015. V. 58. No. 5. P. 486.
8. Киндин В.В., Амельчаков М.Б., Барбашина Н.С. и др. // ПТЭ. 2018. № 5. С. 23; Kindin V.V., Amelchakov M.B., Barbashina N.S. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2018. V. 61. No. 5. P. 649.
9. Барбашина Н.С., Езубченко А.А., Кокоулин Р.П. и др. // ПТЭ. 2000. № 6. С. 20; Barbashina N.S., Ezubchenko A.A., Kokoulin R.P. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2000. V. 43. No. 6. P. 743.
10. Амельчаков М.Б., Барбашина Н.С., Вонсовский Н.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. № 11. С. 1611.
11. Богданов А.Г., Громушкин Д.М., Кокоулин Р.П. и др. // ЯФ. 2010. Т. 73. № 11. С. 1904; Bogdanov A.G., Gro-  
mushkin D.M., Kokoulin R.P. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. P. 1852.
12. Кокоулин Р.П., Богданов А.Г., Душкин Л.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 398; Kokoulin R.P., Bogdanov A.G., Dushkin L.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 365.
13. Богданов А.Г., Барбашина Н.С., Душкин Л.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 520; Bogdanov A.G., Barbashina N.S., Dushkin L.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 484.
14. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 506. P. 250.
15. Groom D.E., Mokhov N.V., and Striganov S.I. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 78. P. 183.
16. Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al. // Report FZKA 6019. Karlsruhe: Forschungszentrum, 1998. 90 p.

### Average muon energies in inclined bundles according to NEVOD-DECOR data

**E. A. Yurina<sup>a,\*</sup>, N. S. Barbashina<sup>a</sup>, A. G. Bogdanov<sup>a</sup>, V. S. Vorobev<sup>a</sup>, V. V. Kindin<sup>a</sup>, R. P. Kokoulin<sup>a</sup>,  
K. G. Kompaniets<sup>a</sup>, A. Yu. Konovalova<sup>a</sup>, G. Mannocchi<sup>b</sup>, A. A. Petrukhin<sup>a</sup>, G. Trincheri<sup>b</sup>,  
S. S. Khokhlov<sup>a</sup>, V. V. Shutenko<sup>a</sup>, I. I. Yashin<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

<sup>b</sup>Osservatorio Astrofisico di Torino – INAF, Torino, 10025 Italy

\*e-mail: eayurina@mephi.ru

Results of measurements of the energy characteristics of muon bundles in inclined extensive air showers in the NEVOD-DECOR experiment are presented. Estimates of the average energy of muons in the bundles in the energy range of primary particles from 10 to 1000 PeV were obtained and compared with the calculated expected values for various assumptions about the composition of cosmic radiation and models of hadronic interactions. An excess of experimental values of the average muon energy in comparison with calculations for high local densities corresponding to energies of primary particles above 100 PeV was found.

УДК 539.1.05

## МНОГОЧАСТИЧНЫЕ СОБЫТИЯ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ, РЕГИСТРИРУЕМЫЕ ДРЕЙФОВЫМИ КАМЕРАМИ

© 2023 г. В. С. Воробьев<sup>1</sup>, \*, Е. А. Задеба<sup>1</sup>, Р. В. Николаенко<sup>1</sup>, И. Ю. Трошин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва Россия

\*E-mail: VSVorobev@mephi.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Представлены результаты анализа многочастичных событий в космических лучах на координатно-трековых установках на дрейфовых камерах КТУДК и ПротоТРЕК. Анализ данных ПротоТРЕК показал, что многопроволочные дрейфовые камеры позволяют реконструировать события с плотностью до 15 частиц на квадратный метр. Выполнена оценка энергий первичных космических лучей, ответственных за генерацию групп мюонов, зарегистрированных КТУДК.

DOI: 10.31857/S0367676523701727, EDN: OQZTUS

### ВВЕДЕНИЕ

В современной физике высоких и сверхвысоких энергий актуальны проблемы энергетического спектра, химического состава, распространения и происхождения космических лучей. Для решения этих задач создаются новые установки и расширяются уже существующие [1–5].

В ряде экспериментов по исследованию космических лучей сверхвысоких энергий наблюдается избыток количества мюонов по сравнению с расчетами, в которых используются различные модели адронного взаимодействия [6, 7]. Это указывает на некорректность этих моделей при энергии частиц выше  $10^{17}$  эВ, что не позволяет правильно определять химический состав в этой области.

Среди всех экспериментов выделяется экспериментальный комплекс НЕВОД-ДЕКОР [8], который, обладая наименьшей эффективной площадью (около  $70 \text{ м}^2$ ), позволяет исследовать космические лучи в широком диапазоне  $3 \cdot 10^{14}$ – $3 \cdot 10^{18}$  эВ. Черенковский водный калориметр (ЧВК) НЕВОД позволяет измерять потери энергии мюонов, а координатно-трековый детектор ДЕКОР — определять их локальную плотность и направление прилета. Это единственный в мире комплекс, позволяющий измерять среднюю энергию мюонов широких атмосферных ливней (ШАЛ) — параметр, который способен дать объяснение наблюдаемому избытку [9]. Однако ДЕКОР обладает двумя недостатками: он не полностью перекрывает ЧВК, что не позволяет определить точное

число мюонов, прошедших через калориметр, а двухтрековое разрешение детектора (около 3 см) сильно ограничивает возможность исследования событий с плотностью выше одной частиц/ $\text{м}^2$ , в то время как избыток мюонов наблюдается преимущественно при больших плотностях.

Для решения этой проблемы разрабатывается новый крупномасштабный координатно-трековый детектор ТРЕК [10] на основе многопроволочных дрейфовых камер [11]. Новый детектор будет полностью перекрывать большую сторону калориметра, обладая эффективной площадью  $250 \text{ м}^2$ , и иметь разрешение двух треков около трех мм, что на порядок лучше, чем у ДЕКОР. На сегодняшний день созданы два прототипа детектора — координатно-трековая установка на дрейфовых камерах (КТУДК) [12] и ПротоТРЕК [13]. Целью работы является изучения возможности исследования событий с плотностью выше 10 частиц на квадратный метр с помощью многопроволочных дрейфовых камер, а также исследование групп мюонов, зарегистрированных КТУДК.

### ПРОТОТИПЫ КООРДИНАТНО-ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА ТРЕК

КТУДК состоит из двух плоскостей по 8 камер в каждой с одинаковой ориентацией в пространстве. Плоскости расположены в коротких галереях с противоположных сторон ЧВК (рис. 1). Такое расположение камер не позволяет реконструировать треки частиц в трехмерном пространстве, однако позволяет выделять группы мюонов среди

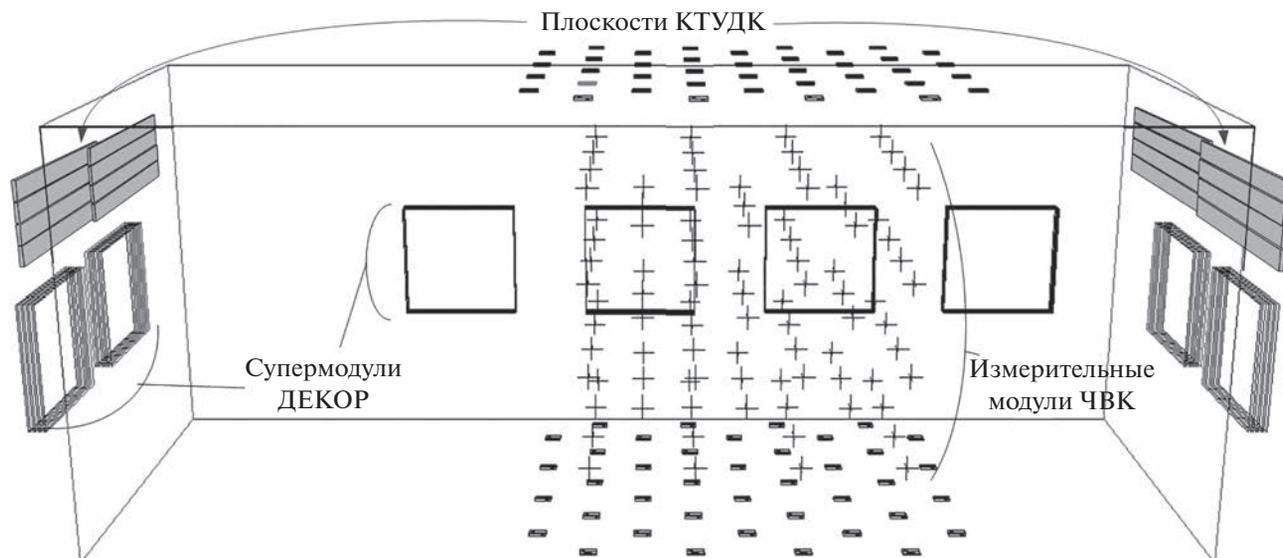


Рис. 1. Расположение дрейфовых камер в установке КТУДК.

многочастичных событий благодаря наличию экранировки в виде калориметра НЕВОД. Эффективная площадь одной плоскости  $15 \text{ м}^2$ .

Второй прототип – ПротоТРЕК (рис. 2) – состоит из двух плоскостей по семь камер в каждой с разной (почти перпендикулярной) ориентацией в пространстве. При этом каждая плоскость повернута на  $3.5^\circ$  относительно горизонта, что повторяет взаимное расположение камер в детекторе ТРЕК. Эффективная площадь установки  $13 \text{ м}^2$ .

ПротоТРЕК не имеет экранировки, поэтому регистрирует все заряженные частицы ШАЛ, которые долетают до поверхности Земли. Это позволяет изучать возможности дрейфовых камер по

регистрации событий с плотностью более 10 частиц на квадратный метр.

КТУДК позволяет изучать околоразнонаправленные ливни, а ПротоТРЕК – околоразнонаправленные. Регистрирующая система КТУДК записывает события при срабатывании любой установки экспериментального комплекса (ЧВК, ДЕКОР и пр.), а ПротоТРЕК получает триггерный сигнал от двух сцинтилляционных счетчиков, между которыми он расположен.

### РЕКОНСТРУКЦИЯ ТРЕКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР

Реконструкция многочастичных событий по данным дрейфовых камер выполняется в несколько этапов. В первую очередь исключаются из анализа послеимпульсы, наличие которых приводит к ложным реконструкциям. Для этого используется фильтр сигналов на основе сверточных нейронных сетей, которые на моделированных методом Монте-Карло событиях позволили исключить 85% послеимпульсов, сохранив 95% полезных сигналов [14].

На втором этапе выполняется сегментация сигналов по трекам с помощью рекуррентной нейронной сети [14], по результатам ее работы задача сводится к реконструкции одночастичных событий. В случае анализа групп мюонов на КТУДК на последнем этапе выделяется угол, для которого в диапазоне  $\pm 5^\circ$  имеется наибольшее число треков. Таким образом, определяется угол квазипараллельных треков мюонов.

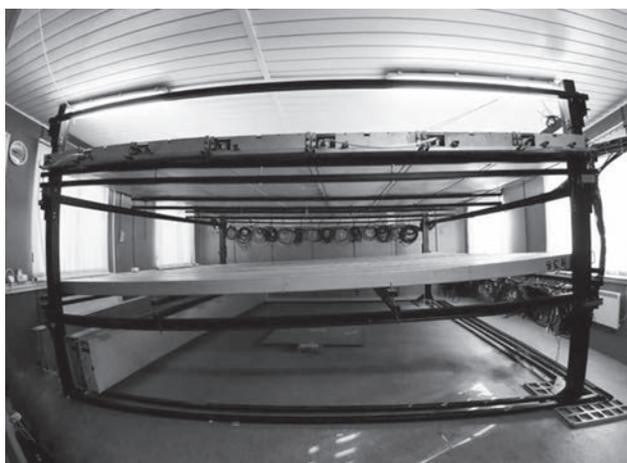
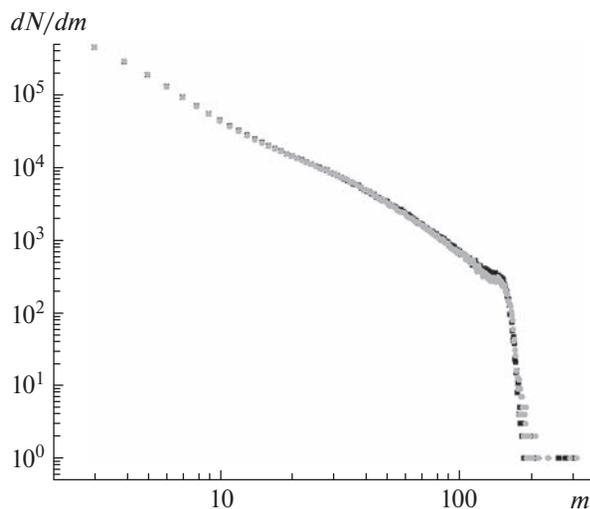


Рис. 2. Фотография установки ПротоТРЕК.



**Рис. 3.** Распределение событий, зарегистрированных в ПротоТРЕК, по множественности реконструированных треков  $m$ . Черные квадратики – верхняя плоскость, серые кружки – нижняя плоскость.

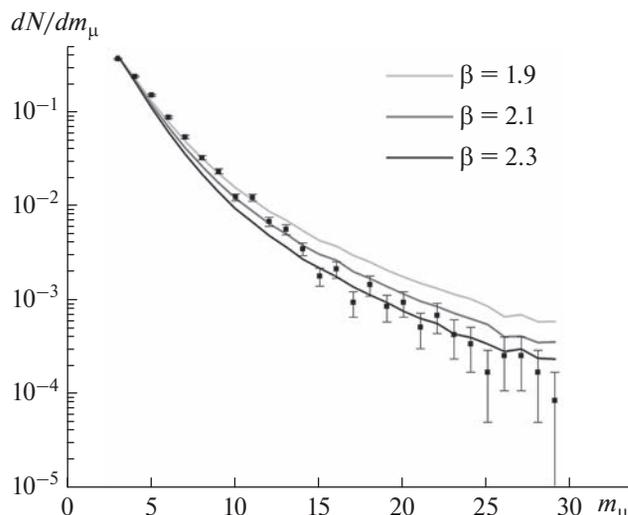
### МНОГОЧАСТИЧНЫЕ СОБЫТИЯ В ПРОТОТРЕК

Для анализа многочастичных событий были отобраны те экспериментальные наборы данных, в которых все 14 дрейфовых камер ПротоТРЕК имели удовлетворительное состояние. Всего за промежуток с 10.06.2021 по 10.02.2022 живое время работы установки составило 1486.2 ч и было реконструировано 1863497 событий с множественностью треков на каждой плоскости не менее трех.

На рис. 3 показано распределение событий по множественности реконструированных треков для каждой плоскости отдельно. Из рисунка видно, что распределение обрывается в районе 170 частиц, что указывает на верхний предел возможности разделения треков по данным дрейфовых камер. С учетом эффективной площади верхний предел плотности составляет примерно 15 частиц на квадратный метр.

### ГРУППЫ МЮОНОВ В КТУДК

В КТУДК группы мюонов выделяются в плоскости, которая для данного события (направления прихода группы) является экранированной калориметром НЕВОД. Анализировались события, зарегистрированные в период с 22.03.2017 по 17.04.2019 со следующими условиями: в экранированной плоскости минимум три параллельных трека, а в неэкранированной по меньшей мере – один; доля параллельных треков на экранированной плоскости больше или равна 0.5; азимутальный угол группы лежит в диапазоне  $\pm 37.5^\circ$  от нор-



**Рис. 4.** Распределение событий, зарегистрированных экранированной плоскостью КТУДК, по множественности мюонов  $m_\mu$ . Кривые – расчет, черные квадратики – экспериментальные данные.

мали к плоскости камеры. С такими условиями были отобраны 16 149 событий.

На рис. 4 показано распределение по множественности мюонов в экранированной плоскости. Разными линиями показаны ожидаемые расчетные значения множественности в предположении о степенном спектре локальной плотности мюонов с показателем  $\beta$ . Значению 1.9 соответствуют первичные космические лучи со средней энергией около 3 ПэВ, а 2.3 – со средней энергией выше 100 ПэВ [15]. Видно, что малые множественности лучше всего описываются кривой с  $\beta = 1.9$ , а самые большие множественности –  $\beta = 2.3$ .

Согласно методу спектров локальной плотности мюонов [15], энергию первичных ядер можно оценить по формуле

$$\langle E, \text{ГэВ} \rangle \approx 7.03 + 1.07 \lg(D, \text{м}^2) + 3.80 \lg(\sec(\theta)), (1)$$

где  $\theta$  – зенитный угол,  $D$  – средняя плотность мюонов. Для определения плотности использовались углы прихода группы, восстановленные по данным ДЕКОР. Найдено, что за генерацию этих групп мюонов ответственны первичные космические лучи с энергиями  $3 \cdot 10^{15} - 10^{18}$  эВ.

Диапазон энергий, доступный для исследования с помощью детектора ТРЕК, будет расширен до  $10^{14} - 10^{19}$  эВ как за счет возможности регистрации событий с плотностью на порядок меньшей благодаря большой площади детектора, так и с плотностью на порядок большей за счет новой регистрирующей системы [16].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ многочастичных событий, зарегистрированных с помощью ПротоТРЕК, показал, что многопроволочные дрейфовые камеры позволяют регистрировать и исследовать события с плотностью до 15 частиц на квадратный метр. Исследование групп мюонов космических лучей на установке КТУДК показало, что за их генерацию ответственны первичные космические лучи с энергиями  $3 \cdot 10^{15}$ – $10^{18}$  эВ. Использование новой регистрирующей системы и методов глубокого обучения позволит в эксперименте ТРЕК расширить этот диапазон до рекордных значений  $10^{14}$ – $10^{19}$  эВ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-32-90155) и Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых и по государственной поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (проект № МК-4137.2021.1.2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Просин В.В., Астапов И.И., Безъязыков П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 525; Prosin V.V., Astapov I.I., Bezъязыkov P.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 395.
2. Буднев Н.М., Астапов И.И., Безъязыков П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1049; Budnev N.M., Astapov I.I., Bezъязыkov P.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 951.
3. Стенькин Ю.В., Алексеенко В.В., Данженглобу и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 538; Stenkin Yu.V., Alekseenko V.V., Danzengluobu et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 405.
4. Alekseev A. K., Atlasov E. A., Bolotnikov N. G. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. No. 6. P. 893.
5. Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al. // JINST. 2021. V. 16. Art. No. 01026.
6. Dembinski H.P., Arteaga-Velazquez J.C., Cazon L. et al. // EPJ Web Conf. 2019. V. 210. Art. No. 02004.
7. Soldin D. // Proc. Sci. ICRC 2021. (Berlin 2021). P. 349.
8. Yurina E.A., Barbashina N.S., Bogdanov A.G. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 9. P. 1369.
9. Petrukhin A.A. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. No. 1. P. 92.
10. Задeba Е.А., Ампилогов Н.В., Барбашина Н.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 411; Zadeba E.A., Ampilogov N.V., Barbashina N.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 377.
11. Bozhko N.I., Borisov A.A., Bulgakov N.K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1986. V. 243. No. 2–3. P. 388.
12. Задeba Е.А., Ампилогов Н.В., Барбашина Н.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 517; Zadeba E.A., Ampilogov N.V., Barbashina N.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 481.
13. Vorobev V.S., Khotchuk E.P., Nikolaenko R.V. et al. // Proc. Sci. ICRC 2021. (Berlin 2021). P. 401.
14. Vorob'ev V.S., Zadeba E.A., Nikolaenko R.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. No. 9. P. 1567.
15. Богданов А.Г., Громушкин Д.М., Коккоулин Р.П. и др. // ЯФ. 2010. Т. 73. № 11. С. 1904; Bogdanov A.G., Gromushkin D.M., Kokoulin R.P. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. No. 11. P. 1852.
16. Vorobev V.S., Borisov A.A., Kozhin A.S. et al. // JINST. 2020. V. 15. Art. No. 08007.

## Multiparticle events in cosmic rays registered by means of drift chambers

V. S. Vorobev<sup>a, \*</sup>, E. A. Zadeba<sup>a</sup>, R. V. Nikolaenko<sup>a</sup>, I. Yu. Troshin<sup>a</sup>

<sup>a</sup>National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

\*e-mail: VSVorobev@mephi.ru

Results of the analysis of multiparticle events in cosmic rays in coordinate-tracking setups on the drift chambers CTUDC and ProtoTREK are presented. The analysis of the ProtoTREK data show that it is possible to reconstruct events with a density of up to 15 particles per square meter. The estimation of the energies of primary cosmic rays responsible for the generation of muon bundles detected in the CTUDC was made.

УДК 524.1-352

## ОТСЛЕЖИВАНИЕ НЕЙТРИННЫХ ОПОВЕЩЕНИЙ ТЕЛЕСКОПА IceCube ГЛУБОКОВОДНЫМ ТЕЛЕСКОПОМ ВАИКАЛ-GVD

© 2023 г. А. В. Аврорин<sup>1</sup>, А. Д. Аврорин<sup>1</sup>, В. М. Айнундинов<sup>1</sup>, В. А. Аллахвердян<sup>2</sup>, С. Бардачова<sup>4</sup>, И. А. Белолоптиков<sup>2</sup>, И. В. Борина<sup>2</sup>, Н. М. Буднев<sup>5</sup>, А. Р. Гафаров<sup>5</sup>, К. В. Голубков<sup>1</sup>, Н. С. Горшков<sup>2</sup>, Т. И. Гресь<sup>5</sup>, Р. Дворнишки<sup>4</sup>, Ж.-А. М. Джилкибаев<sup>1</sup>, В. Я. Дик<sup>2, 10, \*</sup>, Г. В. Домогацкий<sup>1</sup>, А. А. Дорошенко<sup>1</sup>, А. Н. Дьячок<sup>5</sup>, Т. В. Елжов<sup>2</sup>, Д. Н. Заборов<sup>1</sup>, В. К. Кебкал<sup>3</sup>, К. Г. Кебкал<sup>3</sup>, В. А. Кожин<sup>6</sup>, М. М. Колбин<sup>2</sup>, К. В. Конищев<sup>2</sup>, А. В. Коробченко<sup>2</sup>, А. П. Кошечкин<sup>1</sup>, М. В. Круглов<sup>2</sup>, М. К. Крюков<sup>1</sup>, В. Ф. Кулепов<sup>7</sup>, Ю. М. Мальшкин<sup>2</sup>, М. Б. Миленин<sup>1</sup>, Р. Р. Миргазов<sup>5</sup>, В. Назари<sup>2</sup>, Д. В. Наумов<sup>2</sup>, Д. П. Петухов<sup>1</sup>, Е. Н. Плисковский<sup>2</sup>, М. И. Розанов<sup>8</sup>, В. Д. Рушай<sup>2</sup>, Е. В. Рябов<sup>5</sup>, Г. Б. Сафронов<sup>1</sup>, Д. Сеитова<sup>2, 10</sup>, А. Э. Сиренко<sup>2</sup>, А. В. Скурихин<sup>6</sup>, А. Г. Соловьев<sup>2</sup>, М. Н. Сороковиков<sup>2</sup>, А. П. Стромаков<sup>1</sup>, О. В. Суворова<sup>1</sup>, В. А. Таболенко<sup>5</sup>, Б. А. Таращанский<sup>5</sup>, Л. Файт<sup>9</sup>, А. Хатун<sup>4</sup>, Е. В. Храмов<sup>2</sup>, Б. А. Шайбонов<sup>2</sup>, М. Д. Шелепов<sup>1</sup>, Ф. Шимковиц<sup>4, 9</sup>, И. Штекл<sup>9</sup>, Э. Эцкерова<sup>4</sup>, Ю. В. Яблокова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Международная межправительственная организация  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>3</sup>Общество с ограниченной ответственностью “EvoLogics”, Берлин, Германия

<sup>4</sup>Университет имени Я.А. Коменского, Братислава, Словакия

<sup>5</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Иркутский государственный университет”, Иркутск, Россия

<sup>6</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>7</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Нижегородский государственный технический университет имени Р.И. Алексеева, Нижний Новгород, Россия

<sup>8</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>9</sup>Чешский технический университет, Прага, Чешская Республика

<sup>10</sup>Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан, Алматы, Республика Казахстан

\*E-mail: viktoriya@jinr.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Основной целью глубоководного нейтринного телескопа Baikal-GVD является регистрация высокоэнергичных нейтрино астрофизического происхождения через восстановление направления движения мюонов или ливневой частиц, образующихся во взаимодействиях нейтрино с водной средой. С 2020 г. Baikal-GVD отслеживает оповещения подледного телескопа IceCube о регистрации нейтрино с энергией свыше 100 ТэВ. Представлены результаты поиска совпадений событий Baikal-GVD с нейтринными оповещениями IceCube с сентября 2020 г. по апрель 2022 г.

DOI: 10.31857/S0367676523701739, EDN: ORIGDF

### ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение диффузной астрофизической компоненты в потоке нейтрино с энергиями выше десятков ТэВ [1] и ассоциация нейтрино с энергией выше 200 ТэВ с блазаром TXS0506 + 056 в наблюдениях обсерватории IceCube [2] положи-

ли начало поиску и идентификации астрофизических тэватронов и процессов генерации в них нейтрино. В рамках сотрудничества по развитию данного направления IceCube рассылает оповещения о нейтринных кандидатах с энергией выше 100 ТэВ с помощью системы GCN [3].

Baikal Gigaton Volume Detector (Baikal-GVD) — строящийся в озере Байкал нейтринный телескоп объемом  $1 \text{ км}^3$  [4]. Первый кластер телескопа, представляющий собой систему из 288 оптических сенсоров, был установлен в 2016 г. На 2022 г. телескоп состоит из 10 кластеров, каждый из которых работает в автономном режиме [5]. С 2020 г. Baikal-GVD обрабатывает приходящие сообщения в режиме, близкому к режиму реального времени, позволяя давать быстрый отклик. В работе представлены результаты поиска совпадений событий Baikal-GVD с нейтринными оповещениями IceCube.

### ПРИНЦИП РАБОТЫ ТЕЛЕСКОПА БАЙКАЛ-GVD

Работа глубоководных и подледных нейтринных телескопов основана на регистрации черенковского излучения от вторичных частиц, образующихся в результате взаимодействия нейтрино с веществом [6]. В результате взаимодействия  $\nu_\mu$  с веществом через заряженные токи образуются трековые события. Электромагнитные и адронные ливни, называемые каскадами, возникают при взаимодействии  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  со средой через нейтральные токи, а также  $\nu_e$  и  $\nu_\tau$  — через заряженные токи.

Для мюонных треков протяженностью в сотни метров внутри телескопа угловое разрешение восстановления координат события соответствует менее  $1^\circ$  для Baikal-GVD и IceCube [7, 8]. Для подавления атмосферных мюонов при отборе треков Baikal-GVD рассматриваются треки с зенитным углом (Zen) более  $120^\circ$  [9]. Угловое разрешение в реконструкции каскадов менее точное, чем для треков, так как источник черенковского излучения от ливня квазиточечный ( $4.5^\circ$  для GVD и  $15^\circ$  для IceCube) [10, 8]. Точность восстановления энергии зависит от направления прихода каскада и оценки величины его энергии и соответствует 10–30% для энергий 1 ТэВ–10 ПэВ [10].

Для формирования физических событий из первичных данных было разработано специальное программное обеспечение, обеспечивающее их геометрическую реконструкцию и восстановление энергии. С осени 2020 г. Baikal-GVD работает одновременно в быстром режиме и в режиме оффлайн обработки данных. Первичные данные передаются на берег по оптоволоконному кабелю, далее по радиоканалу в г. Байкальск, затем по каналу Internet в компьютерный центр ОИЯИ (г. Дубна), где данные хранятся и обрабатываются. В режиме оффлайн обработка начинается после поступления в компьютерный центр всех файлов данных, соответствующих одному сеансу их набора (ран), что составляет в среднем 24 ч. Время обработки данных в ране зависит от уровня

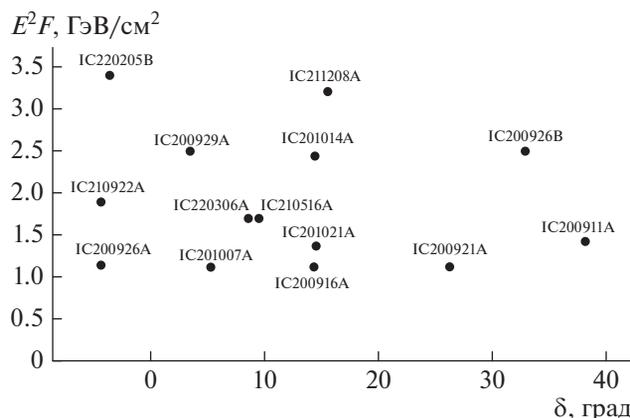
фонового свечения воды в озере и составляет 3–5 ч. Для уменьшения временной задержки была реализована быстрая обработка, которая запускается сразу после появления каждого файла данных в хранилище. Промежуток времени с момента регистрации события до момента завершения обработки файла с предоставлением информации о событии в быстром режиме составляет около 3 мин. при минимальном уровне фона и 5–10 мин при повышенном уровне [11]. На данный момент в быстром режиме используется только статическая информация о координатах фотодетекторов, в то время как в режиме оффлайн используется более точная информация о координатах фотодетекторов по данным акустической системы позиционирования и проводится дополнительный анализ качества данных [12].

### РЕЗУЛЬТАТЫ ОТСЛЕЖИВАНИЯ СОБЫТИЙ ICECUBE

С осени 2020 г. было принято и обработано 54 оповещения о трековых событиях IceCube с  $E > 100 \text{ ТэВ}$ . Для большинства событий направления прихода являются нисходящими относительно горизонта Baikal-GVD (Zen  $< 90^\circ$ ). Далее приведены основные результаты поиска совпадений между треками IceCube и каскадами Baikal-GVD, восстановленными в однокластерном анализе, в конусе с половинным углом раствора  $\Psi = 5^\circ$  и во временном окне  $\pm 500 \text{ с}, \pm 12 \text{ ч}, \pm 24 \text{ ч}$  [13]. Значение  $\Psi$  учитывает величину углового разрешения рассматриваемого типа событий обоих телескопов.

Анализ событий IceCube включает в себя несколько этапов: пространственно-временной анализ, анализ соответствующего фона, расчет  $p$ -value с нулевой гипотезой принадлежности к фону, а также вычисление верхних пределов на поток нейтрино, используя значения эффективных площадей [14].

По итогам 2020 г. в отсутствие значимых превышений над фоном в окне  $\pm 12 \text{ ч}$ . были подсчитаны верхние пределы на потоки нейтрино для спектра  $E^{-2}$ :  $\sim 1\text{--}2.5 \text{ ГэВ/см}^2$  в интервале энергий 1 ТэВ–10 ПэВ [15]. За сезон 2021 г. (апрель 2021–апрель 2022) было обнаружено пять совпадений, соответствующих всем условиям отбора, из них два события прошли оффлайн-отбор. Событие GVD211208A стало кандидатом на нейтрино от яркого радио-блара PKS0735 + 178 наряду с нейтринными событиями от IceCube, Vaksan и KM3Net [16–18]. Каскад Baikal-GVD с  $E = 45 \text{ ТэВ}$  был зарегистрирован через 3.95 ч. после события IC211208A на расстоянии  $5.3^\circ$  от него и на расстоянии  $4.68^\circ$  от активного блара [19]. Вероятность принадлежности GVD211208A к фону составляет 0.0044 без учета trial-фактора и 0.176 с его учетом, как полного числа событий, по которым анализировались данные каскадов Baikal-GVD. Значения



**Рис. 1.** Верхние пределы на 90% д.у. на поток нейтрино для энергий 1 ТэВ–10 ПэВ для спектра  $E^{-2}$  в предположении о равной доле типов нейтрино в полном потоке, рассчитанные для событий IceCube 2020–2022 для временного окна  $\pm 12$  ч. от времени события.

верхних пределов на поток нейтрино во временном окне  $\pm 12$  ч. в направлении событий IceCube по итогам наблюдений сентябрь 2020 г.–апрель 2022 г. приведены на рис. 1.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Важным достижением Baikal-GVD в задаче отслеживания оповещений IceCube является значение временной задержки от 3 до 10 мин между получением оповещения IceCube и предоставлением предварительного ответа. За весь период отслеживания в отсутствие статистически значимых совпадений полученные на 90% д.у. значения пределов на поток нейтрино находятся в диапазоне  $\sim 1\text{--}3$  ГэВ/см<sup>2</sup> для энергий 1 ТэВ–10 ПэВ и во временном окне  $\pm 12$  ч.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта “Наука” (проект № 075-15-2020-778). Работа В. Дик поддержана грантом ОИЯИ для молодых ученых и специалистов № 22-202-02. Большую роль в обработке данных сыграла возможность использования облачной инфраструктуры ОИЯИ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aartsen M.G., Abbasi R., Abdou Y. et al. // Science. 2013. V. 342. Art. No. 1242856.
2. Aartsen M.G., Ackermann M., Adams J. et al. // Science. 2018. V. 361. P. 147.
3. [https://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3\\_archive.html](https://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3_archive.html).
4. Аврорин А.В., Айнутдинов В.М., Балканов В.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 1016; Аврорин А.В., Айнутдинов В.М., Балканов В.А. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 921.
5. Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 7. С. 991; Ав-

- rorin A.V., Avrorin A.D., Aynutdinov V.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 7. (In print).
6. Айнутдинов В.М., Балканов В.А., Белолептиков И.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 3. С. 410; Aynutdinov V.M., Balkanov V.A., Belolapnikov I.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2005. V. 69. No. 3. P. 470.
7. Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // EPJ C. 2021. V. 81. P. 1025.
8. Aartsen M.G., Ackermann M., Adams J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. Art. No. 51103.
9. Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 7. (In print).
10. Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // Proc. 37th ICRC (Berlin, 2021). P. 1144.
11. Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // Proc. 37th ICRC (Berlin, 2021). P. 1040.
12. Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // Proc. 37th ICRC (Berlin, 2021). P. 1094.
13. Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // Proc. 37th ICRC (Berlin, 2021). P. 946.
14. Аврорин А.В., Айнутдинов В.М., Балканов В.А. и др. // Письма в Астрон. журн. 2009. Т. 35. С. 651.
15. Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // JINST. 2021. V. 16. Art. No. C11008.
16. IceCube Collaboration // GRB Coordinates Network. Circular Service No. 31191. 2021.
17. Petkov V.B., Novoseltsev Y.F., Novoseltseva R.V. (Baksan Underground Scintillation Telescope Group) // The Astronomer’s Telegram No. 15143. 2021.
18. Filippini F., Illuminati G., Heijboer A. et al. // The Astronomer’s Telegram No. 15290. 2021.
19. Dzhlkibaev Z.A., Suvorova O.V. et al. // The Astronomer’s Telegram No. 15112. 2021.

## The deep-water BAIKAL-GVD telescope follow-up analysis of the IceCube neutrino alerts

A. V. Avrorin<sup>a</sup>, A. D. Avrorin<sup>a</sup>, V. M. Aynutdinov<sup>a</sup>, V. A. Allakhverdyan<sup>b</sup>, Z. Bardáčová<sup>d</sup>,  
I. A. Belolaptikov<sup>b</sup>, I. V. Borina<sup>b</sup>, N. M. Budnev<sup>d</sup>, A. R. Gafarov<sup>e</sup>, K. V. Golubkov<sup>a</sup>, N. S. Gorshkov<sup>b</sup>,  
T. I. Gress<sup>e</sup>, R. Dvornický<sup>d</sup>, Zh.-A. M. Dzhilkibaev<sup>a</sup>, V. Ya. Dik<sup>b,j,\*</sup>, G. V. Domogatsky<sup>a</sup>,  
A. A. Doroshenko<sup>a</sup>, A. N. Dyachok<sup>e</sup>, T. V. Elzhov<sup>b</sup>, D. N. Zaborov<sup>a</sup>, V. K. Kebkal<sup>c</sup>, K. G. Kebkal<sup>c</sup>,  
V. A. Kozhin<sup>f</sup>, M. M. Kolbin<sup>b</sup>, K. V. Konischev<sup>b</sup>, A. V. Korobchenko<sup>b</sup>, A. P. Koshechkin<sup>a</sup>, M. V. Kruglov<sup>b</sup>,  
M. K. Kryukov<sup>a</sup>, V. F. Kulepov<sup>g</sup>, Yu. M. Malyshkin<sup>b</sup>, M. B. Milenin<sup>a</sup>, R. R. Mirgazov<sup>e</sup>, V. Nazari<sup>b</sup>,  
D. V. Naumov<sup>b</sup>, D. P. Petukhov<sup>a</sup>, E. N. Pliskovsky<sup>b</sup>, M. I. Rozanov<sup>h</sup>, V. D. Rushay<sup>b</sup>, E. V. Ryabov<sup>e</sup>,  
G. B. Safronov<sup>a</sup>, D. Seitova<sup>b,j</sup>, A. E. Sirenko<sup>b</sup>, A. V. Skurikhin<sup>f</sup>, A. G. Solovjev<sup>b</sup>, M. N. Sorokovikov<sup>b</sup>,  
A. P. Stromakov<sup>a</sup>, O. V. Suvorova<sup>a</sup>, V. A. Tabolenko<sup>e</sup>, B. A. Tarashansky<sup>e</sup>, L. Fajt<sup>i</sup>, A. Khatun<sup>d</sup>,  
E. V. Khramov<sup>b</sup>, B. A. Shaybonov<sup>b</sup>, M. D. Shelepov<sup>a</sup>, F. Šimković<sup>d,i</sup>, I. Štekl<sup>i</sup>,  
E. Eckerová<sup>d</sup>, Yu. V. Yablokova<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

<sup>b</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

<sup>c</sup>EvoLogics GmbH, Berlin, 13355 Germany

<sup>d</sup>Comenius University, Bratislava, 81499 Slovakia

<sup>e</sup>Irkutsk State University, Irkutsk, 664003 Russia

<sup>f</sup>Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

<sup>g</sup>Nizhny Novgorod State Technical University, Nizhny Novgorod, 603950 Russia

<sup>h</sup>St. Petersburg State Marine Technical University, St. Petersburg, 190008 Russia

<sup>i</sup>Czech Technical University, Institute of Experimental and Applied Physics, Prague, 11000 Czech Republic

<sup>j</sup>Institute of Nuclear Physics Physics of the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan, Almaty, 050032 Kazakhstan

\*e-mail: viktoriya@jinr.ru

The main goal of the Baikal-GVD deep-sea neutrino telescope is to detect high-energy neutrinos of astrophysical origin by reconstruction of muon tracks or showers of particles generated in interactions of neutrino with water. Since September 2020, Baikal-GVD has been monitoring IceCube telescope alerts about detection of neutrinos with the energy over 100 TeV. When follow-up analysis is carried out in real time, the delay between an IceCube notification and Baikal-GVD analysis does not exceed three minutes. The fast follow-up is complemented by an offline search for coincidences in time intervals of  $\pm 1$  and  $\pm 12$  h with refinement of event's reconstruction. In the absence of a coincidence or in a case of a single coincidence, the value of expected background is calculated and upper limits on the neutrino flux are set.

УДК 524.1-352

## РЕЗУЛЬТАТЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ НЕЙТРИНО В ТРЕКОВОМ КАНАЛЕ НА ГЛУБОКОВОДНОМ ТЕЛЕСКОПЕ ВАИКАЛ-GVD

© 2023 г. А. В. Аврорин<sup>1</sup>, А. Д. Аврорин<sup>1</sup>, В. М. Айнундинов<sup>1</sup>, В. А. Аллахвердян<sup>2</sup>, С. Бардачова<sup>4</sup>,  
И. А. Белолоптиков<sup>2</sup>, И. В. Борина<sup>2</sup>, Н. М. Буднев<sup>5</sup>, А. Р. Гафаров<sup>5</sup>, К. В. Голубков<sup>1</sup>,  
Н. С. Горшков<sup>2</sup>, Т. И. Гресь<sup>5</sup>, Р. Дворниcki<sup>4</sup>, Ж.-А. М. Джилкибаев<sup>1</sup>, В. Я. Дик<sup>2,10</sup>,  
Г. В. Домогацкий<sup>1</sup>, А. А. Дорошенко<sup>1</sup>, А. Н. Дьячок<sup>5</sup>, Т. В. Елжов<sup>2</sup>, Д. Н. Заборов<sup>1</sup>, В. К. Кебкал<sup>3</sup>,  
К. Г. Кебкал<sup>3</sup>, В. А. Кожин<sup>6</sup>, М. М. Колбин<sup>2</sup>, К. В. Конищев<sup>2</sup>, А. В. Коробченко<sup>2</sup>, А. П. Кошечкин<sup>1</sup>,  
М. В. Круглов<sup>2</sup>, М. К. Крюков<sup>1</sup>, В. Ф. Кулепов<sup>7</sup>, Ю. М. Мальшкин<sup>2</sup>, М. Б. Миленин<sup>1</sup>,  
Р. Р. Миргазов<sup>5</sup>, В. Назари<sup>2</sup>, Д. В. Наумов<sup>2</sup>, Д. П. Петухов<sup>1</sup>, Е. Н. Плисковский<sup>2</sup>, М. И. Розанов<sup>8</sup>,  
В. Д. Рушай<sup>2</sup>, Е. В. Рябов<sup>5</sup>, Г. Б. Сафронов<sup>1, \*</sup>, Д. Сеитова<sup>2, 10</sup>, А. Э. Сиренко<sup>2</sup>, А. В. Скурихин<sup>6</sup>,  
А. Г. Соловьев<sup>2</sup>, М. Н. Сороковиков<sup>2</sup>, А. П. Стромаков<sup>1</sup>, О. В. Суворова<sup>1</sup>, В. А. Таболенко<sup>5</sup>,  
Б. А. Таращанский<sup>5</sup>, Л. Файт<sup>9</sup>, А. Хатун<sup>4</sup>, Е. В. Храмов<sup>2</sup>, Б. А. Шайбонов<sup>2</sup>, М. Д. Шелепов<sup>1</sup>,  
Ф. Шимковиц<sup>4, 9</sup>, И. Штекл<sup>9</sup>, Э. Эцкерова<sup>4</sup>, Ю. В. Яблокова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Международная межправительственная организация

“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

<sup>3</sup>Общество с ограниченной ответственностью “EvoLogics”, Берлин, Германия

<sup>4</sup>Университет имени Я.А. Коменского, Братислава, Словакия

<sup>5</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Иркутский государственный университет”, Иркутск, Россия

<sup>6</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>7</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Нижегородский государственный технический университет имени Р.И. Алексеева”, Нижний Новгород, Россия

<sup>8</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Санкт-Петербургский государственный морской технический университет”, Санкт-Петербург, Россия

<sup>9</sup>Чешский технический университет, Прага, Чешская Республика

<sup>10</sup>Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан, Алматы, Республика Казахстан

\*E-mail: grigorybs@gmail.com

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

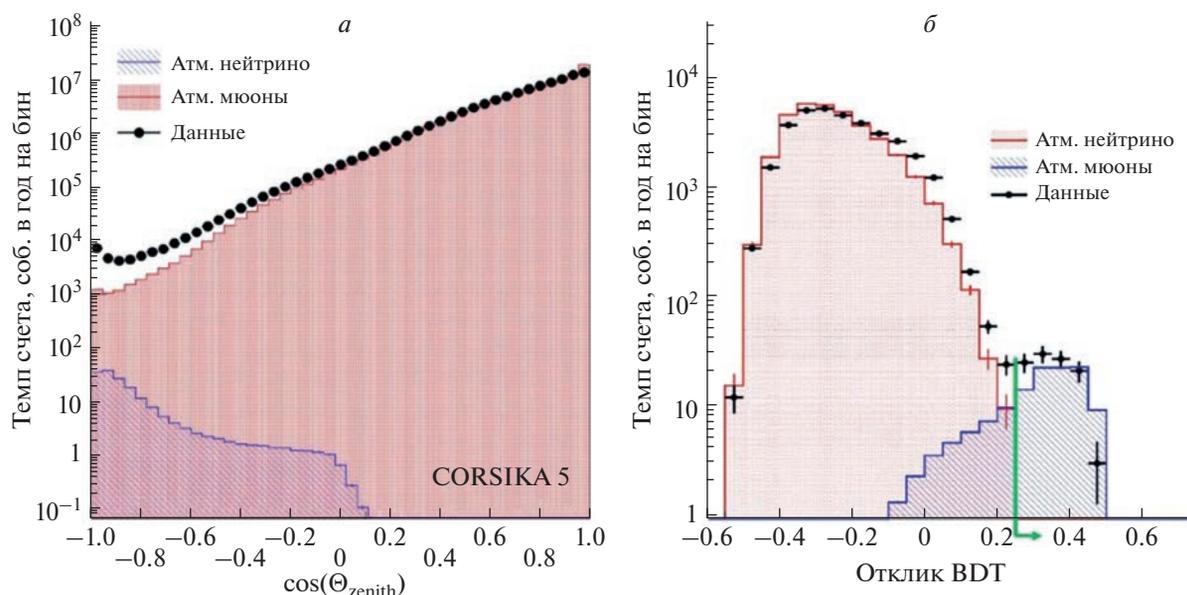
Baikal-GVD — это нейтринный телескоп кубокилометрового масштаба, строящийся в озере Байкал. В настоящее время чувствительный объем детектора составляет около  $0.5 \text{ км}^3$ . В реакциях взаимодействия мюонных и частично тау-нейтрино вблизи телескопа через обмен W-бозонами образуются мюоны, распространяющиеся на большие расстояния в толще воды и скальной породы. Восстановление траектории мюона позволяет получить наиболее точную оценку направления нейтрино на телескопах такого типа. Для достаточно длинных треков угловое разрешение лучше, чем  $0.5^\circ$ . Изложено состояние дел в анализе трековых событий Baikal-GVD.

DOI: 10.31857/S0367676523701740, EDN: ORKZIK

### ВВЕДЕНИЕ

Глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD [1, 2] расположен в южной части озера Байкал. Глубина озера в районе установки примерно постоянна и составляет около 1366 м. Телескоп имеет модульную структуру и в настоящее время состоит из 10 независимых детекторов — так на-

зываемых “кластеров”. Каждый кластер включает в себя 8 гирлянд, несущих оптические модули (ОМ), снабженные фотоумножителями, расположенные на глубинах 750–1275 м с шагом 15 м (кластер 9 имеет дополнительную 9-ю гирлянду). Каждый кластер соединен с береговым центром эксперимента гибридным опто-электрическим кабелем, обеспечивающим питание оптических



**Рис. 1.** Угловое распределение восстановленных атмосферных мюонов, полученное в данных 2019 г. (черные точки), в сравнении с предсказаниями Монте-Карло для атмосферных мюонов (красная гистограмма) и атмосферных нейтрино (синяя гистограмма) (а). Распределение событий по отклику классификатора событий (BDT), полученное в данных в сравнении с фоном от атмосферных мюонов (красная гистограмма) и откликом для атмосферных нейтрино (синяя гистограмма) (б).

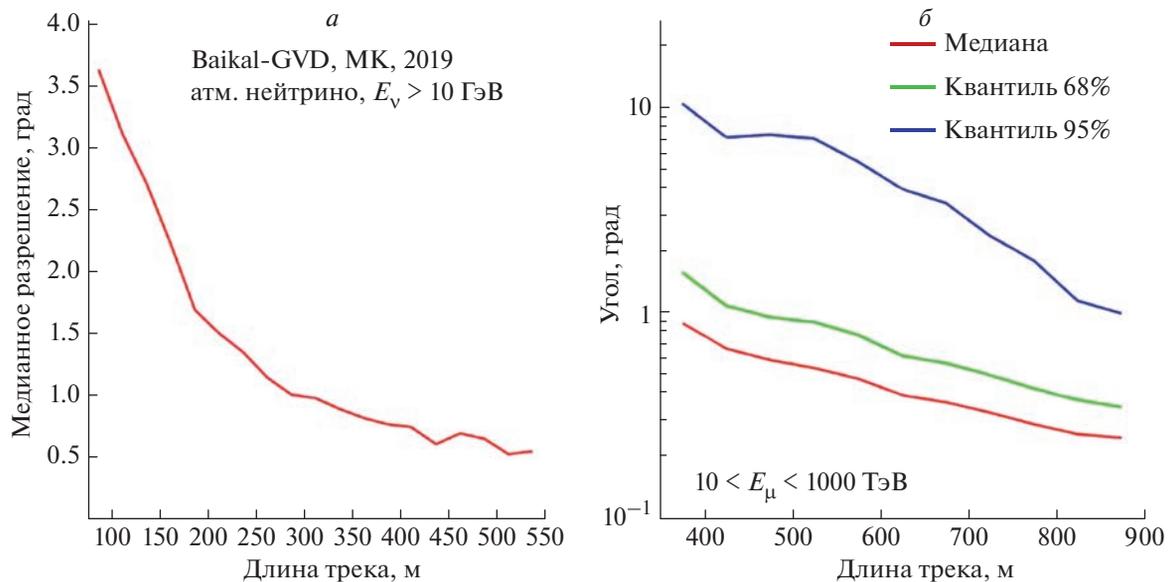
модулей и передачу данных. События с каждого кластера независимо передаются на берег в случае срабатывания триггера любой из гирлянд. Данные из берегового центра передаются в ОИ-ЯИ (Дубна), где происходит их обработка и осуществляется долговременное хранение. Сохраняемые данные разделяются на так называемые однокластерные события – отдельные события для каждого кластера и многокластерные – объединенные события, в которых было обнаружено совпадение срабатывания триггеров на различных кластерах (во временном окне, заданном временем распространения мюона между кластерами).

Основной целью эксперимента является изучение потока астрофизических нейтрино, открытого телескопом IceCube в 2013 г. [3]. Взаимодействия нейтрино вблизи установки сопровождаются каскадом заряженных частиц и/или мюоном, который распространяется на большие расстояния в толще воды и с хорошей точностью (улучшающейся с энергией) сохраняет направление нейтрино. Направление и энергия мюона могут быть восстановлены по временам и интегральным зарядам импульсов, зарегистрированных в ОМ [4, 5]. Угловое разрешение для трековых событий составляет  $0.3^\circ$ – $0.5^\circ$  для мюонов с достаточно длинным треком в чувствительном объеме установки, что превосходит типичное разрешение для каскадов. В то же время энергетическое разрешение для мюонов значительно хуже, чем для каскадов и составляет около 300% для энергии мюона  $\sim 100$  ТэВ. Хорошее угловое разрешение делает трековый анализ особенно

важным для поиска точечных источников нейтрино. Основной поток нейтрино, регистрируемых детектором, составляют атмосферные нейтрино. Спектр атмосферных нейтрино быстро спадает с энергией, и при энергиях частиц  $> \sim 60$  ТэВ начинает доминировать поток астрофизических нейтрино. Для трекового анализа важны и однокластерные и мультикластерные события. Однокластерные события обеспечивают чувствительность телескопа к восходящим нейтрино с зенитными углами более  $\sim 120^\circ$ . Многокластерные события обеспечивают чувствительность к окологоризонтальным событиям, которые особенно важны для высоких энергий ( $> O(500)$  ТэВ), при которых Земля теряет прозрачность для нейтрино. Анализ трековых событий направлен на точное и эффективное восстановление мюонных нейтрино для энергий от 100 ГэВ до нескольких ПэВ. В работе описано развитие методик восстановления мюонных треков в Baikal-GVD.

## МЕТОДИКА АНАЛИЗА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Восстановление треков осуществляется в два этапа: на первом этапе отбираются импульсы, образованные черенковским светом излученным мюоном, и подавляются импульсы от свечения воды озера, на втором этапе восстанавливаются направление, энергия и различные параметры качества трека (например, сходимости фита, значение фитирующей функции). Первый набор событий-кандидатов в атмосферные нейтрино был



**Рис. 2.** Угловое разрешение в зависимости от длины трека в чувствительном объеме установки: для однокластерного анализа для низкоэнергетичных нейтрино (а); для многокластерного анализа для спектра астрофизических нейтрино с  $E > 10$  ТэВ (б).

выделен с помощью т. н. быстрого алгоритма реконструкции однокластерных событий, примененного к первым трем месяцам данных 2019 г. В результате был выделен набор из 44 событий — кандидатов в нейтрино, в котором доминируют атмосферные нейтрино со средней энергией  $\sim 500$  ГэВ [6]. Быстрый алгоритм используется в автоматической системе обработки данных Baikal-GVD и для выработки внутренних оповещений о событиях-кандидатах в нейтрино [7, 8]. В настоящее время разработана более чувствительная методика реконструкции мюонных нейтрино для однокластерных событий, основанная на эффективном алгоритме отбора импульсов [9] и применении машинного обучения для отбора событий — кандидатов в нейтрино.

Подавление шумовых импульсов осуществляется алгоритмом, сканирующим небесную сферу с настраиваемым шагом ( $5-10^\circ$ ). Для каждого направления определяется набор импульсов, попадающих в зависящее от направления временное окно. Направление с достаточно большим числом отобранных импульсов и минимальным значением штрафной функции выбирается в качестве предварительного и соответствующий набор импульсов используется для точного восстановления параметров трека. Подробное описание методов реконструкции мюонов можно найти в [9, 10]. Полученное с помощью такого алгоритма распределение треков по зенитному углу представлено на рис. 2а. Процедура восстановления была применена к набором событий Монте-Карло (МК) симуляций атмосферных мюонов и атмосферных нейтрино. События от атмосферных мюонов, неверно реконструированные как вос-

ходящие, составляют фон к атмосферным нейтрино, превосходящий сигнал на данном этапе в  $10^2-10^4$  раз. Чтобы подавить этот фон была разработана методика классификации на основе деревьев принятия решений с использованием программы TMVA [11]. Деревья были обучены на наборах сигнальных и фоновых событий МК с восстановленным зенитным углом  $>120^\circ$ . Было получено, что порог на значение классификатора 0.25 (см. рис. 2б) полностью подавляет фон для живого времени работы телескопа, соответствующего первым трем месяцам сезона 2019, при этом сохраняя 70% сигнала. В результате применения этого классификатора к данным был выделен набор из 106 событий-кандидатов в нейтрино в наборе данных, соответствующем 326 дням работы одного кластера. При этом, ожидаемое число событий-кандидатов из МК для атмосферных нейтрино составляет 81.2. Обнаруженное расхождение в  $\sim 30\%$  изучается. В результате проделанной работы чувствительность телескопа к низкоэнергетичным нейтрино была улучшена примерно в два раза по сравнению с [6].

Многокластерные события позволяют полностью раскрыть потенциал угловой точности телескопа. Для многокластерных событий была разработана и изучена на МК с энергией нейтрино до 1 ПэВ специальная методика реконструкции, основанная на оценке параметров трека по набору ОМ выработавших триггер в различных кластерах. Методика отбора нейтрино в мультикластерных событиях в настоящее время находится в разработке. Для многокластерного восстановления получено, что угловое разрешение для треков

с длиной более ~600 м в чувствительном объеме телескопа составляет лучше 0.5° (рис. 3).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Телескоп Baikal-GVD в настоящее время включает 10 полномасштабных кластеров. Разработанные методики реконструкции мюонов позволяют достичь углового разрешения лучше 0.5° для достаточно длинных треков. В первых трех месяцах набора данных 2019 г. в однокластерном анализе отобрано 106 событий-кандидатов в нейтрино. Была разработана и валидирована на МК реконструкция мюонов для многокластерных событий для энергий до 1 ПэВ.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках финансирования крупных научных проектов национального проекта «Наука», грант № 075-15-2020-778. Большую роль в обработке данных сыграла возможность использования облачной структуры ОИЯИ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // arXiv: 2109.14344. 2021.*
2. *Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1016.*
3. *Айнутдинов В.М., Балканов В.А., Белолептиков И.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 3. С. 410; Ainutdinov V.M., Balkanov V.A., Belolapnikov I.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2005. V. 69. No. 3. P. 470.*
4. *Аврорин А.В., Айнутдинов В.М., Белолептиков И.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 3. С. 443; Avrorin A.V., Aynutdinov V.M., Belolapnikov I.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 3. P. 414.*
5. *Aartsen M.G., Abbasi R., Abdou Y. et al. // Science. 2013. V. 342. Art. No. 1242856.*
6. *Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 1025.*
7. *Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 7. С. 987; Avrorin A.V., Avrorin A.D., Aynutdinov V.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 7. (In print).*
8. *Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 7. (In print).*
9. *Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // arXiv: 2108.00208. 2021.*
10. *Allakhverdyan V.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V. et al. // arXiv: 2108.11217. 2021.*
11. *Hocker A., Speckmayer P., Stelzer J. et al. // CERN-OPEN-2007-007. 2007.*

## Results of the track-like neutrino event reconstruction at the BAIKAL-GVD neutrino telescope

A. V. Avrorin<sup>a</sup>, A. D. Avrorin<sup>a</sup>, V. M. Aynutdinov<sup>a</sup>, V. A. Allakhverdyan<sup>b</sup>, Z. Bardáčová<sup>d</sup>, I. A. Belolapnikov<sup>b</sup>, I. V. Borina<sup>b</sup>, N. M. Budnev<sup>d</sup>, A. R. Gafarov<sup>e</sup>, K. V. Golubkov<sup>a</sup>, N. S. Gorshkov<sup>b</sup>, T. I. Gress<sup>e</sup>, R. Dvornický<sup>d</sup>, Zh.-A. M. Dzhilkibaev<sup>a</sup>, V. Ya. Dik<sup>b,j</sup>, G. V. Domogatsky<sup>a</sup>, A. A. Doroshenko<sup>a</sup>, A. N. Dyachok<sup>e</sup>, T. V. Elzhov<sup>b</sup>, D. N. Zaborov<sup>a</sup>, V. K. Kebkal<sup>c</sup>, K. G. Kebkal<sup>c</sup>, V. A. Kozhin<sup>f</sup>, M. M. Kolbin<sup>b</sup>, K. V. Konischev<sup>b</sup>, A. V. Korobchenko<sup>b</sup>, A. P. Koshechkin<sup>a</sup>, M. V. Kruglov<sup>b</sup>, M. K. Kryukov<sup>a</sup>, V. F. Kulepov<sup>g</sup>, Yu. M. Malyshkin<sup>b</sup>, M. B. Milenin<sup>a</sup>, R. R. Mirgazov<sup>e</sup>, V. Nazari<sup>b</sup>, D. V. Naumov<sup>b</sup>, D. P. Petukhov<sup>a</sup>, E. N. Pliskovsky<sup>b</sup>, M. I. Rozanov<sup>h</sup>, V. D. Rushay<sup>b</sup>, E. V. Ryabov<sup>e</sup>, G. B. Safronov<sup>a,\*</sup>, D. Seitova<sup>b,j</sup>, A. E. Sirenko<sup>b</sup>, A. V. Skurikhin<sup>f</sup>, A. G. Solovjev<sup>b</sup>, M. N. Sorokovikov<sup>b</sup>, A. P. Stromakov<sup>a</sup>, O. V. Suvorova<sup>a</sup>, V. A. Tabolenko<sup>e</sup>, B. A. Tarashansky<sup>e</sup>, L. Fajt<sup>i</sup>, A. Khatun<sup>d</sup>, E. V. Khramov<sup>b</sup>, B. A. Shaybonov<sup>b</sup>, M. D. Shelepov<sup>a</sup>, F. Šimkovic<sup>d,i</sup>, I. Štekl<sup>i</sup>, E. Eckerová<sup>d</sup>, Y. V. Yablokova<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

<sup>b</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

<sup>c</sup>EvoLogics GmbH, Berlin, 13355 Germany

<sup>d</sup>Comenius University, Bratislava, 81499 Slovakia

<sup>e</sup>Irkutsk State University, Irkutsk, 664003 Russia

<sup>f</sup>Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

<sup>g</sup>Nizhny Novgorod State Technical University, Nizhny Novgorod, 603950 Russia

<sup>h</sup>St. Petersburg State Marine Technical University, St. Petersburg, 190008 Russia

<sup>i</sup>Czech Technical University, Institute of Experimental and Applied Physics, Prague, CZ-11000 Czech Republic

<sup>j</sup>Institute of Nuclear Physics of the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan, Almaty, 050032 Kazakhstan

\*e-mail: grigorybs@gmail.com

Baikal-GVD is a 1 km<sup>3</sup> – scale neutrino telescope being constructed in Lake Baikal. Presently the sensitive volume of the detector constitutes about 0.5 km<sup>3</sup>. Muons being produced in muon and partly tau-neutrino interactions in the vicinity of the telescope ongoing through the W-boson exchange propagate at large distances in Lake water. Reconstructed muon trajectory provides the most precise probe of the neutrino direction attainable at large-volume neutrino telescopes. Angular resolution can be as good as 0.5° for muon tracks of sufficient length. The status of the data analysis in the muon channel at the Baikal-GVD is discussed.

УДК 539.1.074

## БАКСАНСКИЙ БОЛЬШОЙ НЕЙТРИННЫЙ ТЕЛЕСКОП: ТЕКУЩИЙ СТАТУС

© 2023 г. А. Д. Луканов<sup>1</sup>, Д. М. Воронин<sup>1</sup>, А. Н. Фазлиахметов<sup>1</sup>, Е. П. Веретёнкин<sup>1</sup>,  
А. М. Гангапшев<sup>1</sup>, В. Н. Гаврин<sup>1</sup>, Т. В. Ибрагимова<sup>1</sup>, В. В. Казалов<sup>1</sup>, В. В. Кузьминов<sup>1</sup>,  
Б. К. Лубсандоржиев<sup>1</sup>, Ю. М. Малышкин<sup>2</sup>, Д. А. Нанзанов<sup>1</sup>, Г. Я. Новикова<sup>1</sup>, В. Б. Петков<sup>1</sup>,  
А. Ю. Сидоренков<sup>1</sup>, О. Ю. Смирнов<sup>2</sup>, Н. А. Ушаков<sup>1</sup>\*, А. А. Шихин<sup>1</sup>, Е. А. Янович<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Международная межправительственная организация  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

\*E-mail: nikitushakoffa@gmail.com

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Сообщается о текущем состоянии проекта Баксанского большого нейтринного телескопа и описываются некоторые выборочные результаты первого этапа проекта – прототипа детектора с жидким сцинтиллятором массой 0.5 т. Представлены результаты второго этапа проекта, прототипа с массой жидкого сцинтиллятора 5 тонн, и перспективы проекта.

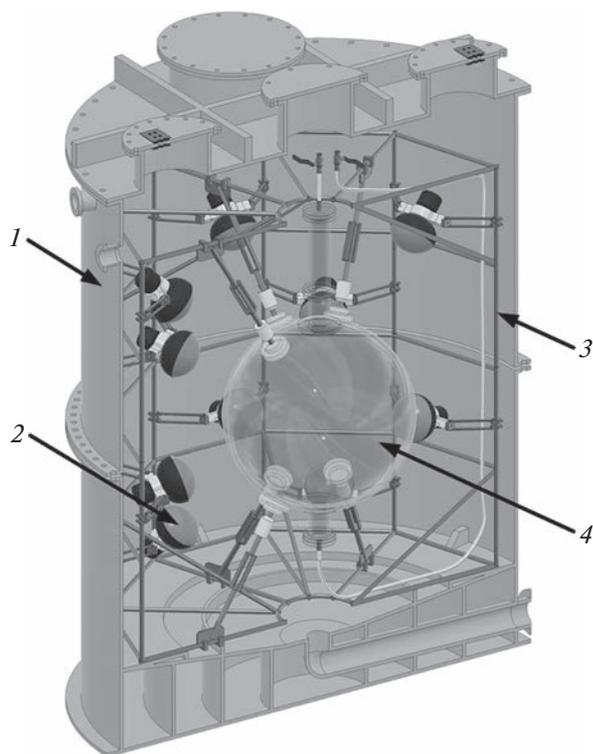
DOI: 10.31857/S0367676523701752, EDN: ORVTPQ

### ВВЕДЕНИЕ

Баксанский большой нейтринный телескоп – это многоцелевой жидкостно-сцинтилляционный нейтринный детектор с массой мишени 10 кт, который предлагается построить на Северном Кавказе в подземной зоне Баксанской нейтринной обсерватории РАН (БНО ИЯИ РАН) на глубине около 4700 м.в.э. (метр водного эквивалента) (в данном случае интегральная глубина с учетом рельефа местности). Основной целью проекта является измерение потоков геонейтрино, т.е. антинейтрино от бета-распадов изотопов естественных радиоактивных семейств  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , а также  $^{40}\text{K}$ , содержащихся в недрах Земли. Надежная регистрация этих частиц позволит установить вклад энерговыделения радиоактивного распада этих изотопов в общий тепловой поток Земли [1]. Другой задачей данного детектора будет регистрация СНО-нейтрино, измерение потока которых позволит с высокой точностью определить химический состав недр Солнца, что особенно актуально в связи с современными трудностями согласования наблюдений за химическим составом фотосферы с данными гелиосейсмологии [2]. Также данный детектор будет направлен на регистрацию изотропного потока антинейтрино, накопленных во Вселенной в результате гравитационных коллапсов ядер массивных звезд и образования нейтронных звезд и чер-

ных дыр; исследование динамики взрыва сверхновой путем регистрации интенсивности и спектра нейтринного всплеска при взрыве сверхновой [3, 4] и др.

Данный проект, если он будет реализован, станет преемником эксперимента *Borexino* (Италия) [5], самого чувствительного на сегодняшний день детектора, регистрирующего нейтрино с помощью жидкого сцинтиллятора. При этом Баксанский большой нейтринный телескоп будет на порядок превосходить по рабочему объему как *Borexino*, так и все существующие подобные установки, в частности, *KamLAND* (Япония) [6] и *SNO+* (Канада) [7]. Помимо десятикратного увеличения объема, будет существенно снижен затрудняющий идентификацию нейтринных сигналов фон, что определяется глубиной залегания, новыми методами очистки сцинтиллятора и удаленностью БНО от атомных электростанций. По последнему параметру БНО уступает лишь планируемому эксперименту *JinPing* (Китай) [8], будущее которого в настоящее время не определено из-за недостатка финансирования. Самый же крупный из подобных экспериментов, строящийся детектор *JUNO* (Китай) [9] с объемом жидкого сцинтиллятора 20 кт, располагается в 53 км от двух АЭС и в первую очередь направлен на регистрацию реакторных антинейтрино; так в диапазоне геонейтрино (до 3.2 МэВ) фон реак-



**Рис. 1.** Модель полутонного прототипа. 1 – полипропиленовый водный резервуар объемом 11.5 м<sup>3</sup>; 2 – 10<sup>4</sup> ФЭУ R7081-100 WA-S70 (20 шт.); 3 – каркас из нержавеющей стали; 4 – акриловая сфера с внутренним радиусом 48 см.

торных антинейтрино для JUNO в несколько десятков раз превосходит фон для БНО.

Проект Баксанского большого нейтринного телескопа включает четыре этапа. Первым и вторым этапами являются прототипы с массами мишени 0.5 т [10] и 5 т соответственно. Третий этап, детектор с массой мишени порядка 100 т, по своему объему будет сопоставим с детектором Wogehino, будет способен выполнять самостоятельные физические задачи, а также в дальнейшем выступать частью полномасштабного детектора, в которой будет осуществляться предварительный контроль качества сцинтиллятора подобно подсистеме OSIRIS [11] детектора JUNO. Четвертым этапом является непосредственно полномасштабный 10-килотонный детектор, способный решить весь диапазон поставленных в проекте задач.

Данная статья посвящена первым двум этапам проекта, завершеному на данный момент полутонному прототипу и находящемуся в данный момент на стадии сборки пятитонному прототипу. В частности, рассмотрено использование концентраторов света и системы мюонного вето для пятитонного прототипа, описаны исследования параметров новых кремнийорганических сцинтилляционных добавок, а также методика разра-

ботки активной системы компенсации магнитного поля.

## ПОЛУТОННЫЙ ПРОТОТИП ТЕЛЕСКОПА

Полутонный прототип Баксанского большого нейтринного телескопа располагается в лаборатории галлий-германиевого нейтринного телескопа (ГГНТ) на глубине 4550 м.в.э. Конструкция прототипа включает в себя две зоны. Центральная зона, служащая мишенью для нейтрино, представляет собой акриловую сферу с внутренним радиусом 48 см, заполненную сверхчистым жидким сцинтиллятором. Окружающая сцинтилляционную мишень внешняя зона заполнена ультрачистой водой, которая служит для защиты от внешней радиоактивности. Модель реального детектора приведена на рис. 1. В качестве растворителя для сцинтиллятора выступает примерно 400 кг линейного алкилбензола (ЛАБ), очищенного от радиоактивных и прочих примесей [12]. В качестве первичной сцинтилляционной добавки используется РРО с концентрацией 2 г · л<sup>-1</sup>. Для согласования спектра высвечивания сцинтиллятора и спектра пропускания оргстекла используется спектросмещающая добавка bis-MSB с концентрацией 10 мг · л<sup>-1</sup>. Сцинтилляционная мишень просматривается двадцатью 10-дюймовыми фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) Hamamatsu R7081-100 WA-S70 [13] с высокой квантовой эффективностью около 35% в диапазоне длин волн 360–430 нм. ФЭУ размещены в четыре уровня по пять штук в шахматном порядке в вершинах правильного пятиугольника. Расстояние от сферы до экватора ФЭУ составляет около 25 см. Акриловая сфера и ФЭУ смонтированы на раме из нержавеющей стали, которая находится в заполненном водой цилиндрическом полипропиленовом баке объемом 11.5 м<sup>3</sup>. При этом все материалы детектора подбирались с учетом их радиоактивного фона, который измерялся в низкофоновой лаборатории глубокого заложения БНО ИЯИ РАН с помощью германиевого полупроводникового детектора. Вода подается через систему очистки и хранения воды в лаборатории, включающую осветление, обезжелезивание, дехлорирование, умягчение и обеззараживание.

Основным элементом электронной системы регистрации событий прототипа являются оцифровщики CAEN V1730 с частотой дискретизации 500 МГц, а триггерная система построена на основе модуля программируемой логики CAEN V2495.

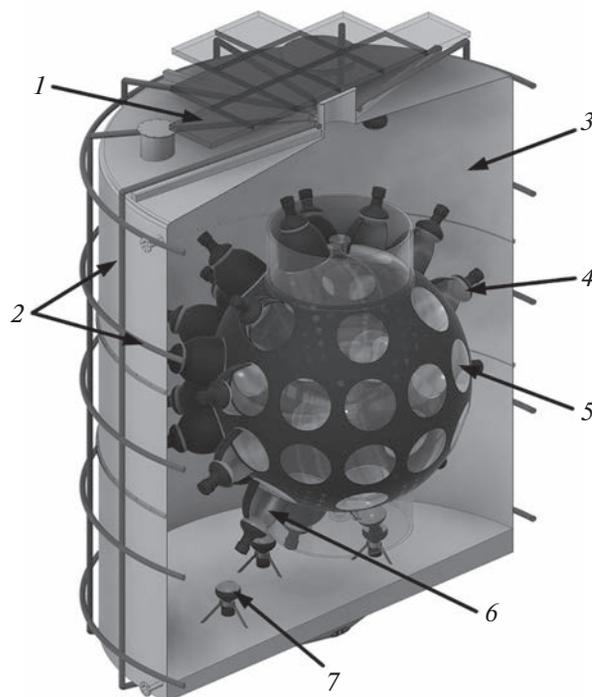
Энергетический отклик детектора, согласно проведенной с помощью радиоактивных источников калибровки, составляет 173 фотоэлектрона на МэВ.

## ПЯТИТОННЫЙ ПРОТОТИП ТЕЛЕСКОПА

Пятитонный прототип Баксанского большого нейтринного телескопа, как и полутонный, располагается в лаборатории ГГНТ и включает две зоны [14]. Радиус акриловой сферы, заполненной жидким сцинтиллятором, для второго прототипа увеличен до 1.1 м. Таким образом, масса сцинтиллятора составляет около 4.8 т. Акриловая сфера, закрепленная на раме из нержавеющей стали, помещена в водный резервуар из нержавеющей стали. Диаметр и высота резервуара составляют 4 м. Сцинтилляционная мишень просматривается сорока двумя 10-дюймовыми ФЭУ R7081-100 WA-S70.

Одним из основных усовершенствований конструкции второго прототипа является использование концентраторов света, которые предназначены для увеличения светосбора ФЭУ. Профиль концентратора рассчитывался “методом струн” [15], использованным Vogehino [16]. Длина концентратора света составляет 30 см, диаметр основания 40.5 см. Согласно результатам моделирования, использование концентратора с рассчитанным профилем увеличивает светосбор ФЭУ примерно в 3 раза. Концентраторы предполагается изготавливать из армированного углеродным волокном полимера. Внутренняя поверхность концентраторов методом магнетронного напыления покрывается слоем серебра толщиной 0.1 мм, а для защиты слоя серебра от воздействия ультрачистой воды дополнительно покрывается слоем полиэфирной смолы [17].

Одним из источников фона для сцинтилляционных детекторов являются мюоны, рождаемые в атмосфере под воздействием космических лучей [18]. Измеренный с помощью полутонного прототипа поток мюонов в лаборатории ГГНТ составляет  $(4.02 \pm 0.24) \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . В связи с этим, другим важным усовершенствованием пятитонного прототипа является использования системы мюонного вето. Система мюонного вето предполагает два типа мюонных детекторов. Для регистрации черенковского излучения, испускаемого пересекающими воду мюонами, используются двенадцать 8-дюймовых ФЭУ Hamamatsu R5912-100 WA-S70 [13], установленных на дне и крышке стального резервуара. При этом акриловая сфера для оптического разделения сцинтилляционной и водной зон в промежутках между концентраторами света покрыта светопоглощающей пленкой. Наружная поверхность концентраторов покрыты черным матовым гелкоатом, который, как и пленка на акриловой сфере, предотвращает нежелательные отражения света. Область непосредственно над центром акриловой сферы, помимо относительно небольшого водного слоя, в значительной степени перекрывается верхним уровнем ФЭУ и элементами конструкции детектора. В связи с этим, над детектором предполага-



**Рис. 2.** Предполагаемая конструкция пятитонного прототипа. 1 – мюонный детектор на основе пластикового сцинтиллятора; 2 – катушки магнитной защиты (12 вертикальных и 5 горизонтальных колец); 3 – водный резервуар из нержавеющей стали объемом 50 м<sup>3</sup>; 4 – основные 10" ФЭУ R7081-100 WA-S70 (42 шт.); 5 – акриловая сфера радиусом 1.1 м, покрытая светопоглощающей пленкой; 6 – концентраторы света; 7 – 8" ФЭУ R5912-100 WA-S70 водного черенковского детектора мюонов (12 шт.).

ется установка мюонного детектора на основе пластикового сцинтиллятора и кремниевых ФЭУ. Предполагаемая конструкция пятитонного детектора приведена на рис. 2.

### ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НОВЫХ КРЕМНИЙОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДОБАВОК

Для проекта Баксанского большого нейтринного телескопа в качестве альтернативы стандартного набора сцинтилляционных добавок для жидкого сцинтиллятора на основе ЛАБ рассматриваются новые кремнийорганические сцинтилляционные добавки, например, NOL37 (Skm219) [19]. Преимуществом данной добавки является отсутствие необходимости использования дополнительной спектросмещающей сцинтилляционной добавки. Такой подход позволяет повысить эффективность сцинтиллятора, поскольку нет потерь при переносе возбуждения от первичной добавки ко вторичной. Спектры поглощения и излучения данной добавки, изображенные на

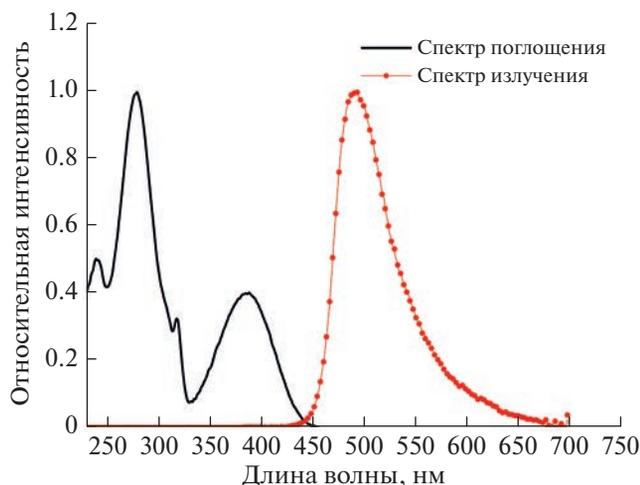


Рис. 3. Спектры поглощения и высвечивания NOL37.

рис. 3, характеризуются большим сдвигом Стокса и низким самопоглощением. Максимум спектра излучения NOL37 лежит в области около 490–500 нм.

Для рассматриваемой сцинтилляционной добавки были исследованы основные сцинтилляционные параметры, такие как световойход и кинетика свечения, а также стабильность этих параметров. Для измерения световыхода использовался ФЭУ с фотокатодом с высокой квантовой эффективностью (Photonis XP5301B). Образцы сцинтиллятора на основе ЛАБ с различными концентрациями NOL37 сравнивались с образцом сцинтиллятора на основе ЛАБ с добавлением РРО в количестве  $2 \text{ г} \cdot \text{л}^{-1}$ . Все образцы помещались в цилиндрическую кварцевую кювету диа-

метром 20 мм и толщиной 10 мм и облучались гамма-квантами с энергией 662 кэВ от  $^{137}\text{Cs}$ . На рис. 4а представлена полученная зависимость относительного световыхода измеренных образцов от концентрации сцинтилляционных добавок. Согласно полученным данным, с учетом спектральной характеристики квантовой эффективности используемого ФЭУ, световойход сцинтиллятора при использовании NOL37 почти в 2 раза превосходит световойход сцинтиллятора с РРО.

Спектры кинетики свечения были получены с помощью метода счета коррелированных во времени фотонов [20]. На рис. 4б представлена полученная зависимость быстрой компоненты свечения от концентрации сцинтилляционных добавок. Как видно из полученных данных, время высвечивания сцинтиллятора на основе ЛАБ при добавлении NOL37 примерно в 2 раза больше, чем при добавлении РРО. Однако вклад быстрой компоненты в общий световойход при добавлении NOL37 значительно выше. Так, например, при концентрации добавки NOL37 равной  $2 \text{ г} \cdot \text{л}^{-1}$  кинетика свечения характеризуется постоянными времени высвечивания  $\tau_1 = 12.1 \text{ нс}$  (83% от полного световыхода),  $\tau_2 = 51.7 \text{ нс}$  (12%), в то время как кинетика свечения сцинтиллятора на основе ЛАБ и  $2 \text{ г} \cdot \text{л}^{-1}$  РРО имеет постоянные времени высвечивания  $\tau_1 = 6.6 \text{ нс}$  (62%),  $\tau_2 = 15.3 \text{ нс}$  (32%).

Наконец, важной характеристикой сцинтилляторов является стабильность их параметров. Измерения стабильности световыхода и кинетики свечения проводились в течение 4 полных лет с июня 2018 по июнь 2022 г. с периодичностью в несколько месяцев. В качестве эталонного сцин-

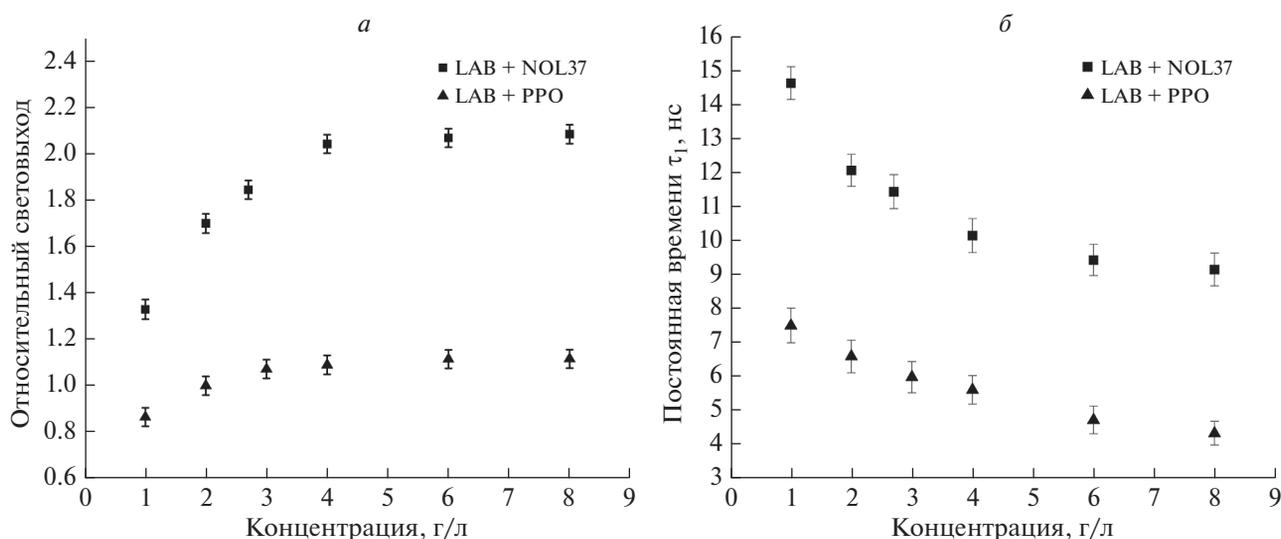


Рис. 4. Зависимость световыхода (а) и быстрой компоненты кинетики свечения (б) жидкого сцинтиллятора на основе ЛАБ от концентрации NOL37 и РРО.

тиллятора, относительно которого измерялся световойход, использовался пластиковый сцинтиллятор EJ204. Результаты измерений стабильности разработанного сцинтиллятора на основе ЛАБ и NOL37 демонстрируют отсутствие значимых изменений световыхода и кинетики свечения в течение 4 лет.

### КОМПЕНСАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Фотоэлектронные умножители, особенно используемые в проекте ФЭУ большого размера, чувствительны к влиянию магнитных полей, в частности, магнитного поля Земли. Такое влияние, во-первых, негативно сказывается на фотоэлектронном разрешении ФЭУ, а, следовательно, на энергетическом разрешении всего детектора. Во-вторых, магнитное поле значительно влияет на разброс времени пролета фотоэлектронов в ФЭУ, что в свою очередь влияет на точность локализации сцинтилляционной вспышки в объеме мишени. Таким образом, для увеличения чувствительности детектора необходимо использование системы компенсации магнитного поля. Одним из способов магнитной защиты является использование экранов для ФЭУ из материалов с высокой магнитной проницаемостью, например, пермаллоя. Данный метод реализован в детекторах Double Chooz [21], Bogexino [5] и OSIRIS [11]. Однако реализация данного метода усложняет общую конструкцию и процесс сборки детектора пропорционально увеличению количества ФЭУ. Помимо этого, данные экраны являются источником нежелательного радиоактивного фона. Исходя из этого, более предпочтительным методом компенсации магнитного поля для проекта Баксанского большого нейтринного телескопа был выбран метод активной компенсации с помощью колец Гельмгольца, который используется детекторами Super-Kamiokande [22] и JUNO [9].

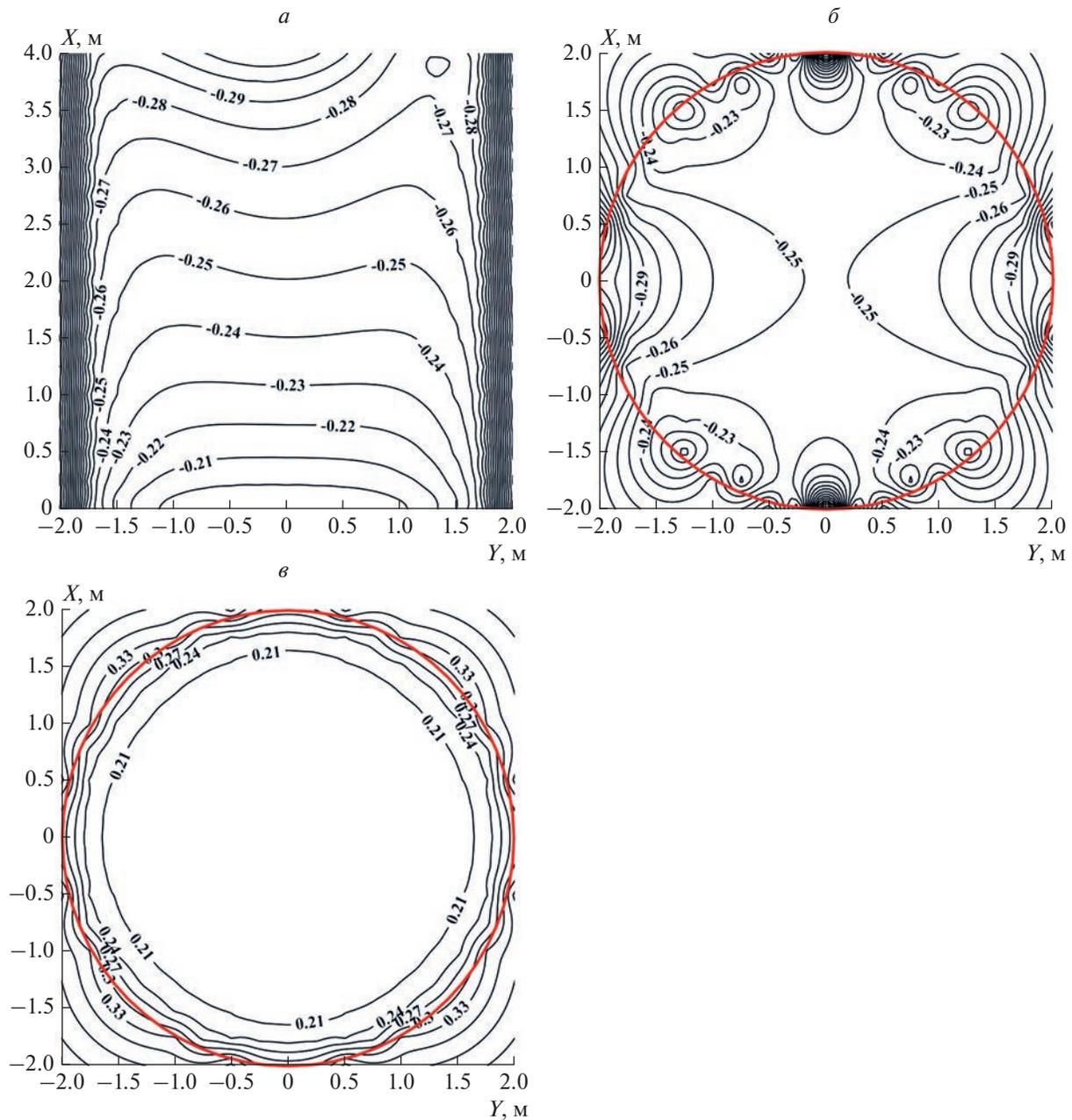
Согласно IGRF-13 [23], величина компонент полного вектора индукции магнитного поля Земли для БНО составляет для оси  $X - 0.23$  Гс,  $Y - 0.03$  Гс,  $Z - 0.44$  Гс. Однако для снижения гамма-фона от окружающих пород главный зал лаборатории ГГНТ обшит стальными листами, которые обладают магнитными свойствами и вносят свой вклад в общее магнитное поле (водный резервуар и каркас детектора изготовлены из немагнитной нержавеющей стали). Измерения магнитного поля в месте расположения детектора проводились с помощью разработанного модуля на основе трехосевого магнитометра QMC5883L с магнито-резистивными датчиками. Калибровка данного магнитометра осуществлялась с помощью катушек Гельмгольца малого радиуса (20 см). Полученные значения магнитного поля в месте распо-

ложения прототипа составили для оси  $X - 0.15$  Гс,  $Y - -0.22$  Гс,  $Z - 0.25$  Гс, при этом результирующая горизонтальная компонента составляет 0.265 Гс.

На рис. 2 указано расположение горизонтальных и вертикальных колец Гельмгольца. Расчет значений индукции магнитного поля от колец производился согласно общей формуле закона Био–Савара–Лапласа отдельно для горизонтальной и вертикальной составляющей в каждой точке пространства детектора, а по полученным значениям были построены карты магнитного поля для разных компонент (рис. 5). При этом наиболее оптимальным количеством вертикальных катушек является 12, по 7 витков, а горизонтальных – 5, по 10 витков, сила тока во всех кольцах составляет 2 А. Как видно из рис. 5, кольца Гельмгольца с подобранными параметрами создают достаточно однородное поле по всему пространству, в котором располагаются ФЭУ, и почти полностью компенсируют магнитное поле Земли. Также, согласно проведенным расчетам, в условиях постоянной циркуляции воды в водном резервуаре, нагревом проводников можно пренебречь.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На данный момент первый этап проекта, полутонный прототип, полностью завершен, проведена калибровка энергетического отклика детектора и с его помощью измерен поток мюонов в месте расположения детектора. Пятитонный прототип находится на стадии сборки детектора. Система регистрации полутонного прототипа масштабирована и модернизирована под нужды второго прототипа. Для пятитонного детектора были измерены все основные характеристики как основных 10-дюймовых ФЭУ R7081-100 WA-S70 (для партии 50 шт.), так и 8-дюймовых ФЭУ R5912-100 WA-S70 (12 шт.), предназначенных для водного черенковского мюонного детектора. Был произведен тестовый экземпляр концентратора света с рассчитанным оптимальным сечением профиля, а в настоящее время проводятся исследования его эффективности. Был рассмотрен активный метод компенсации магнитного поля и рассчитаны параметры колец Гельмгольца для пятитонного прототипа, которые почти полностью компенсируют магнитное поле Земли в области расположения детектора. Производится очистка 6 тонн ЛАБ для использования в пятитонном прототипе. При этом полутонный прототип планируется использовать в качестве полигона по исследованию эффективности использования в крупномасштабных жидко-сцинтилляционных экспериментах новых кремнийорганических добавок, таких как NOL37, который характеризуется высоким световыходом (почти в 2 раза превышает световойход



**Рис. 5.** Карты горизонтальной (*a* – вид сбоку, *б* – вид сверху) и вертикальной (*в*) составляющих магнитного поля, создаваемого катушками Гельмгольца с рассчитанными параметрами.

сцинтиллятора на основе ЛАБ с добавлением РРО) и низким самопоглощением.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта “Наука” (проект № 075-15-2020-778).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ludhova L., Zavatarelli S.* // Adv. High Energy Phys. 2013. V. 2013. Art. No. 425693.
2. *Безруков Л.Б., Заварзина В.П., Карпиков И.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 566; *Bezrukov L.B., Zavarzina V.P., Karpikov I.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 430.
3. *Кочкаров М.М., Болиев М.М., Дзапарова И.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1019; *Kochkarov M.M., Boliev M.M., Dzaparova I.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 923.
4. *Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Болиев М.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 442; *Agafonova N.Y., Ashikhmin V.V., Boliev M.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 407.

5. *Agostini M., Appel S., Bellini G. et al.* // Phys. Rev. D. 2015. V. 92. Art. No. 031101.
6. *Eguchi K., Enomoto S., Furuno Bellini K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. Art. No. 021802.
7. *Andringa S., Arushanova E., Asahi S. et al.* // Adv. High Energy Phys. 2016. V. 2016. Art. No. 6194250.
8. *Beacom J.F., Chen S., Cheng J. et al.* // Chin. Phys. 2017. V. 41. Art. No. 023002.
9. *An F., An G., An Q. et al.* // J. Physics G. 2016. V. 43. Art. No. 030401.
10. *Ushakov N.A., Fazliakhmetov A.N., Gangapshev A.M. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 1787. Art. No. 012037.
11. *Abusleme A., Adam T., Ahmad S. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. Art. No. 973.
12. *Новикова Г.Я.* // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49. № 4. С. 1360.
13. *Ushakov N., Fazliakhmetov A., Gavrin V. et al.* // Proc. Sci. ICRC 2021. V. 395. (Berlin, 2021) Art. No. 1101.
14. *Ushakov N., Fazliakhmetov A., Gangapshev A. et al.* // Proc. Sci. ICRC 2021. V. 395. (Berlin, 2021) Art. No. 1188.
15. *Oberauer L., Grieb C., von Feilitzsch F., Manno I.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2004. V. 530. P. 453.
16. *Winston R., Minano J., Benitez P.* Nonimaging optics. Academic Press, 2005. 497 p.
17. *Fazliakhmetov A.N., Gavrin V.N., Ibragimova T.V. et al.* // Proc. Sci. ICRC 2021. V. 395. (Berlin, 2021) Art. No. 1097.
18. *Хохлов С.С., Богданов А.Г., Кокоулин Р.П. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 588; *Khokhlov S.S., Bogdanov A.G., Kokoulin R.P. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 449.
19. *Lubsandorzhiev S.B., Sidorenkov A.Y., Lubsandorzhiev B.K. et al.* // Proc. Sci. ICRC 2019. V. 358. (Madison, 2019) Art. No. 946.
20. *Becker W.* Advanced time-correlated single photon counting techniques. Berlin, Heidelberg: Springer, 2005. 401 p.
21. *Calvo E., Cerrada M., Fernández-Bedoya C. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2010. V. 621. P. 222.
22. *Fukuda S., Fukuda Y., Hayakawa T. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 501. P. 418.
23. *Alken P., Thébaud E., Beggan C. et al.* // Earth Planets Space. 2021. V. 73. Art. No. 49.

### Baksan large neutrino telescope: current status

**A. D. Lukanov<sup>a</sup>, D. M. Voronin<sup>a</sup>, A. N. Fazliakhmetov<sup>a</sup>, E. P. Veretyonkin<sup>a</sup>, A. M. Gangapshev<sup>a</sup>, V. N. Gavrin<sup>a</sup>, T. V. Ibragimova<sup>a</sup>, V. V. Kazalov<sup>a</sup>, V. V. Kuzminov<sup>a</sup>, B. K. Lubsandorzhiev<sup>a</sup>, Yu. M. Malyshkin<sup>b</sup>, D. A. Nanzanov<sup>a</sup>, G. Ya. Novikova<sup>a</sup>, V. B. Petkov<sup>a</sup>, A. Yu. Sidorenkov<sup>a</sup>, O. Yu. Smirnov<sup>b</sup>, N. A. Ushakov<sup>a</sup>, \*, A. A. Shikhin<sup>a</sup>, E. A. Yanovich<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

<sup>b</sup>*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia*

*\*e-mail: nikitushakoffa@gmail.com*

The status of the Baksan Large Neutrino Telescope project and some selective results of the first stage of the project, namely a prototype detector with a liquid scintillator mass of 0.5 tons are described. The results of the second stage of the project, a prototype with a liquid scintillator mass of 5 tons, and the prospects for the project are discussed.

УДК 523.62-726

## ПОИСКИ ИСТОЧНИКОВ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В СОБЫТИЯХ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

© 2023 г. Г. А. Базилевская<sup>1</sup>, Е. И. Дайбог<sup>2</sup>, \*, Ю. И. Логачев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

\*E-mail: daibog@srd.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Некоторые слабые солнечные протонные события, регистрируемые земным наблюдателем, в которых наблюдались протоны с энергией  $E \geq 10$  МэВ, являются частицами, ускоренными ударной волной в межпланетном пространстве. Им можно сопоставить вспышку и корональный выброс массы за десятки часов до наблюдаемого возрастания потоков протонов, которые обеспечивают инжекцию частиц в процесс их последующего ускорения в межпланетном пространстве.

DOI: 10.31857/S0367676523701764, EDN: ORZTRP

### ВВЕДЕНИЕ

Солнечное протонное событие (СПС) – явление в межпланетной среде потоков солнечных космических лучей (СКЛ) в результате взрывного энерговыделения на Солнце. Одна из главных задач изучения СПС – определение источника, т.е. явления, в котором были генерированы частицы высоких энергий. Главными факторами, инициирующими СПС, являются солнечная вспышка и корональный выброс массы (КВМ), вклад которых в ускорение заряженных частиц до сих пор остается дискуссионным [1–3]. Солнечная вспышка и КВМ – отдельные явления, не зависящие друг от друга. Далеко не все КВМ связаны с вспышками, и большинство вспышек не сопровождается КВМ [4]. Однако в солнечных событиях с большим энерговыделением, к которым относятся мощные события с генерацией СКЛ, практически всегда присутствуют и вспышка, и КВМ, а также интенсивные электромагнитные излучения в радио, рентгеновском и гамма-диапазонах [5–9]. Согласно Каталогам [10, 11], не удается однозначно найти определенный источник частиц для  $\sim 35\%$  солнечных протонных событий с  $(J \geq 10$  МэВ)  $\geq \sim 1-3$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup> · ср<sup>-1</sup> (pfu). Большинство этих событий – слабые. Рассмотрение таких событий необходимо для создания целостной картины генерации и поведения потоков космических лучей в гелиосфере, что послужило мотивацией для данной работы.

### ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПОТОКИ СКЛ, НАБЛЮДАЕМЫЕ В МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЕ

Рассмотрение временных профилей СКЛ, приходящих на орбиту Земли, позволяет выделить события с гладким временным ходом, предполагающим ускорение частиц на Солнце и последующее распространение в межпланетном пространстве (МП). Однако во многих случаях временной профиль потоков СКЛ с энергиями  $< \sim 30$  МэВ указывает на наличие дополнительных частиц, причем максимум этих потоков достигается в момент SC (sudden commencement) – внезапного начала геомагнитной бури, которое как правило ассоциируется с приходом к Земле ударной волны [12]. Совпадение времени максимума потока частиц с прохождением фронта волны свидетельствует о локальном источнике ускорения. Частицы, ускоренные ударной волной в МП, получили название “энергичные штормовые частицы” (англ. energetic storm particles, ESP). Ранее было неоднократно показано, что ударная волна, ускоряющая частицы в МП, связана с КВМ, сопровождающим вспышку [13–16].

### ИЗОЛИРОВАННЫЕ ESP СОБЫТИЯ

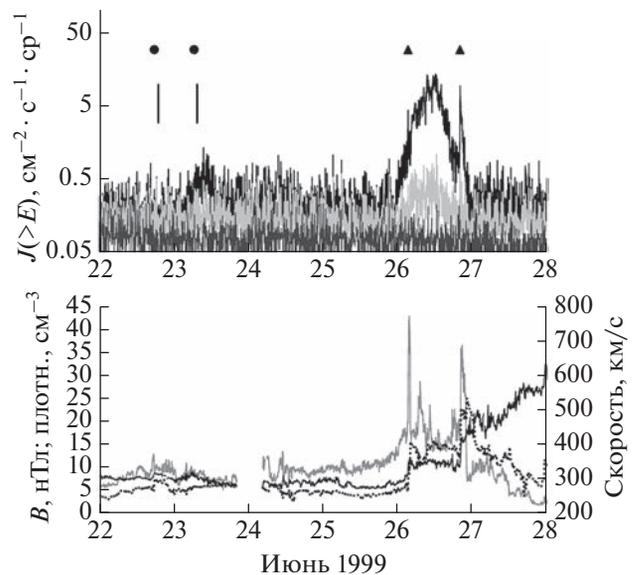
В большинстве случаев ESP наблюдаются на фоне частиц, ускоренных на Солнце, но иногда они наблюдаются и как изолированные события, в которых трудно заметить вклад частиц, уско-

ренных на Солнце. Временные профили таких событий коррелируют с межпланетными параметрами – индукцией межпланетного магнитного поля (ММП),  $B$ , и скоростью солнечного ветра,  $V$ . Такие СПС как правило сопровождаются геомагнитными бурями. Мы предполагаем, что в некоторых СПС, наблюдаемых как изолированные события в потоках протонов с  $E \geq 10$  МэВ, основным источником частиц является ускорение не на Солнце, а в МП. В настоящей работе мы сделали попытку найти источник таких событий.

Мы рассматривали временные профили потоков СКЛ на орбите Земли по данным Каталогов СПС за 23 и 24 циклы солнечной активности [10, 11], где собраны данные об СПС, в которых потоки протонов в максимуме события  $J (\geq 10$  МэВ) были выше 1 rfu. и солнечные источники которых не удалось отождествить с хорошей надежностью. Нами изучались СПС, которые развивались на фоне сильных изменений параметров МП, а также индекса геомагнитной возмущенности  $Dst$  [17]. Практически во всех этих событиях максимум интенсивности частиц достигался одновременно с внезапным началом геомагнитной бури SC [18]. Мы попытались найти для этих событий КВМ, который мог инициировать ударную волну – источник ESP [19]. Главная неопределенность при этом связана с плохой точностью оценки времени распространения КВМ от Солнца до земного наблюдателя. В МП КВМ могут двигаться с ускорением или замедлением, подвергаться влиянию солнечного ветра и структур ММП [4, 20]. Дополнительная неопределенность связана с тем, что КВМ наблюдаются в картинной плоскости. Поэтому точность определения времени прихода КВМ на орбиту Земли разными исследователями оценивается с большим разбросом, максимальная ошибка –  $17.7 \pm 0.85$  ч [21]. Мы рассматривали все КВМ по данным [19] за 6 дней до изучаемого события СКЛ и оценивали время их распространения до орбиты Земли; отбирали КВМ, пришедшие к наблюдателю в разумных пределах от времени максимума события и подбирали подходящую ударную волну в базе данных [22].

Среди КВМ, предположительно пришедших на орбиту Земли во время СПС, выбирался наиболее быстрый и с большим угловым размером, сопровождавший данную вспышку, т.е. находился комплекс событий, отвечающий требованиям к источникам СПС, сформулированным в [10, 11].

Рассмотрим пример такого события 26 июня 1999 г. Солнечные частицы пришли в начале 26 июня, и согласно Каталогу [10], предполагаемым источником была вспышка C4.1, N29W13 24 июня, в 1204 UT. Запаздывание прихода частиц от западной вспышки более 36 ч делает этот источник маловероятным. Событие сопровождалось двумя внезапными началами геомагнитной бури (SC) 26 июня в 0325 UT и в 2016 UT, которые ассоциируются с приходом ударных волн к Зем-



**Рис. 1.** Временной ход параметров в протонном событии 26 июня 1999 г. Верхняя панель: вспышки (кружочки), КВМ (вертикальные отрезки), SC (треугольники), потоки протонов – с энергией (сверху вниз)  $E > 5, 10$  и  $30$  МэВ соответственно. Нижняя панель: индукция ММП (пунктир), скорость солнечного ветра  $V$  (черная линия), плотность межпланетной плазмы (серая линия).

ле, в том числе и к точке либрации L1, где проводилась регистрация потоков частиц, 26 июня в 0235 UT и 1926 UT.

Среди КВМ, указанных в [19], мы отобрали те, которые предположительно могли прийти к Земле в пределах  $\pm 24$  ч относительно зарегистрированных моментов SC. Среди 9 отобранных КВМ оказалось 2 выдающихся: 22 июня – типа гало в 1854 UT, скорость  $V = 1133$  км/с, и 23 июня, типа гало 0731 UT,  $V = 1006$  км/с. Оба КВМ наблюдались на фоне восточных вспышек: 22 июня в 1737 UT, M1.7, N22E37 и 23 июня в 0649 UT, M1.7, N23E42 [23]. Обе вспышки сопровождались радиоизлучением II типа. На верхней панели рис. 1 мы видим 2 вспышки (кружочки), соответствующие КВМ (вертикальные отрезки), SC (треугольники) и потоки частиц с энергиями  $E > 5, >10$  и  $>30$  МэВ [24]. Можно заметить, что восточные вспышки произвели слабое возрастание потоков протонов с  $E > 5$  МэВ и  $>10$  МэВ 23 июня, которые дошли до Земли настолько ослабленными, что практически не отличались от фона. Моменты SC подтверждаются приходом к Земле межпланетных ударных волн, которые видны на нижней панели рис. 1 как скачки  $B$ ,  $V$  и плотности межпланетной плазмы [17]. Потоки протонов распространялись в МП между двумя фронтами ударных волн, причем в окрестности второй из них наблюдались дополнительно ускоренные частицы – пик во время второго SC. Время распространения КВМ до орбиты Земли составляло  $\sim 80$  и  $85$  ч.

Подобные события, по нашим оценкам, могут составлять ~7% всех солнечных протонных событий, включенных в каталоги [10, 11]. Следует отметить, что в диапазоне протонов <1 МэВ изолированные ESP события наблюдаются довольно часто [25–27].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, некоторые слабые солнечные протонные события, регистрируемые земным наблюдателем, в которых интенсивность протонов с  $E > 10$  МэВ была порядка  $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ , являются энергичными штормовыми частицами (ESP), ускоренными ударной волной в межпланетном пространстве. Соответствующие вспышка и КВМ произошли за десятки часов до наблюдаемого СПС, но потоки связанных с ними частиц были слишком слабы и не регистрировались на Земле как СПС.

Мы благодарим всех исследователей, представляющих через Интернет свои данные о СКЛ (<https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/avg/1999/06/goes08/csv/>), вспышках (<https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/>); КВМ ([https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)) и параметрах межпланетной среды ([https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/omni\\_min.html/](https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/omni_min.html/); <https://www.obsebre.es/en/rapid#ssc/>; <http://ipshocks.fi/database/>).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dierckxens M., Tziotziou K., Dalla S. et al.* // *Sol. Phys.* 2015. V. 290. No. 3. P. 841.
2. *Белов А.В.* // *Геомагн. и аэронаом.* 2017. Т. 57. № 6. С. 783; *Belov A.V.* // *Geomagn. Aeron.* 2017. V. 57. No. 6. P. 727.
3. *Reames D.V.* *Solar energetic particles. A modern primer on understanding sources, acceleration and propagation.* Springer Int. Publ., 2021. 202 p.
4. *Webb D.F., Howard T.A.* // *Living Rev. Solar Phys.* 2012. V. 9. No. 3. Art. Irs-2012-3.
5. *Вашенюк Э.В., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2009. Т. 73. № 3. С. 318; *Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Gvozdevsky B.B.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2009. V. 73. No. 3. P. 301.
6. *Белов А.В., Ерошенко Е.А., Крякунова О.Н. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2015. Т. 79. № 5. С. 615; *Belov A.V., Eroshenko E.A., Kryakunova O.N. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2015. V. 79. No. 5. P. 561.
7. *Базилевская Г.А., Логачёв Ю.И., Вашенюк Э.В. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2015. Т. 79. № 5. С. 629; *Bazilevskaya G.A., Logachev Yu I., Vashenyuk E.V. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2015. V. 79. No. 5. P. 627.
8. *Базилевская Г.А., Дайбог Е.И., Логачев Ю.И. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 8. С. 1128; *Bazilevskaya G.A., Daibog E.I., Logachev Yu I. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 8. P. 911.
9. *Струминский А.Б., Садовский А.М., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 8. С. 1180; *Struminsky A.B., Sadovskii A.M., Grigorieva I.Y., Logachev Y.I.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 8. P. 907.
10. *Логачёв Ю.И., Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В. и др.* *Каталог солнечных протонных событий 23-го цикла солнечной активности (1996–2008 гг.).* Москва, 2016.
11. *Логачёв Ю.И., Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В. и др.* *Каталог солнечных протонных событий 24-го цикла солнечной активности (2009–2019 гг.).* Москва: Мировой центр данных по солнечно-земной физике, 2022. 970 с.
12. *Bryant D.A., Cline T., Desai U.D., McDonald F.B.* // *J. Geophys. Res.* 1962. V. 67. No. 13. P. 4983.
13. *Gopalswamy N., Yashiro S., Lara A. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. No. 12. Art. No. SEP 3.
14. *Yashiro S., Gopalswamy N., Akiyama S. et al.* // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. Art. No. A12S05.
15. *Lee M.A., Mewaldt R.A., Giacalone J.* // *Space Sci. Rev.* 2012. V. 173. P. 247.
16. *Battarbee M., Guo J., Dalla S. et al.* // *Astron. Astrophys.* 2018. V. 612. Art. No. A116.
17. [https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/omni\\_min.html](https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/omni_min.html).
18. <https://www.obsebre.es/en/rapid#ssc>.
19. [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list).
20. *Gopalswamy N., Lara A., Lepping R.P. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. No. 2. P. 145.
21. *Vourlidis A., Patsourakos S., Savani N.P.* // *Phil. Trans. Royal Soc. A.* 2019. V. 377. No. 2148. Art. No. 20180096.
22. <http://ipshocks.fi/database>.
23. <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs>.
24. <https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/avg/1999/06/goes08/csv>.
25. *Mäkelä P., Gopalswamy N., Akiyama S. et al.* // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. No. A8. Art. No. A08101.
26. *Cohen C.M.S., Christian E.R., Cummings A.C. et al.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2020. V. 246. No. 2. Art. No. 20.
27. *Chiappetta F., Laurenza M.L., Lepreti F.L., Consolini G.* // *Astrophys. J.* 2021. V. 915. No. 1. Art. No. 8.

## Search for sources of solar cosmic rays in weak events

G. A. Bazilevskaya<sup>a</sup>, E. I. Daibog<sup>b, \*</sup>, Yu. I. Logachev<sup>b</sup>

<sup>a</sup>*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

<sup>b</sup>*Lomonosov Moscow State University, Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia*

\*e-mail: daibog@srd.sinp.msu.ru

Some of the weak solar proton events recorded by the Earth observer, in which protons with energy  $E > 10$  MeV were observed, are really particles accelerated by a shock wave in interplanetary space. They can be associated with a flare and a coronal mass ejection ten of hours before the observed proton event, which ensure the injection of particles into the process of their subsequent acceleration in interplanetary space.

УДК 524.1-352

## ПРОТОННЫЕ ВОЗРАСТАНИЯ И ФОРБУШ-ЭФФЕКТЫ С ОДНИМИ И ТЕМИ ЖЕ СОЛНЕЧНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

© 2023 г. А. В. Белов<sup>1</sup>, Н. С. Шлык<sup>1</sup>\*, М. А. Абунина<sup>1</sup>, Е. А. Белова<sup>1</sup>,  
А. А. Абуни<sup>1</sup>, А. Папаиоанноу<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова  
Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт астрономии, астрофизики, космических приложений и дистанционного зондирования,  
Афинская национальная обсерватория, Пентели, Греция

\*E-mail: nshlyk@izmiran.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Сравниваются характеристики Форбуш-эффектов и солнечных протонных событий, вызванных одним и тем же солнечным источником (корональным выбросом массы и связанной с ним солнечной вспышкой). Выбран диапазон гелиодолгот (E04–W35), в котором вспышки ассоциированы как с Форбуш-эффектами, так и солнечными протонными событиями у Земли. Независимо рассматривались солнечные протонные события для разных энергий ( $E > 10$ ,  $> 100$  МэВ) и с разными порогами потоков, а также GLE (наземные возрастания солнечных космических лучей). Результаты проанализированы в сравнении с контрольной группой вспышек в той же гелиодолготной зоне, не приводивших к солнечным протонным событиям. Показано, что корональные выбросы массы, связанные с солнечными протонными событиями, с большой вероятностью вызывают значительный Форбуш-эффект на орбите Земли и геомагнитную бурю. Ускорительная и модулирующая эффективность таких солнечных явлений взаимосвязаны, что, в основном, объясняется высокими скоростями корональных выбросов массы. На практике данные результаты могут применяться для улучшения прогнозов геомагнитных бурь и Форбуш-эффектов.

DOI: 10.31857/S0367676523701776, EDN: OSBGEZ

### ВВЕДЕНИЕ

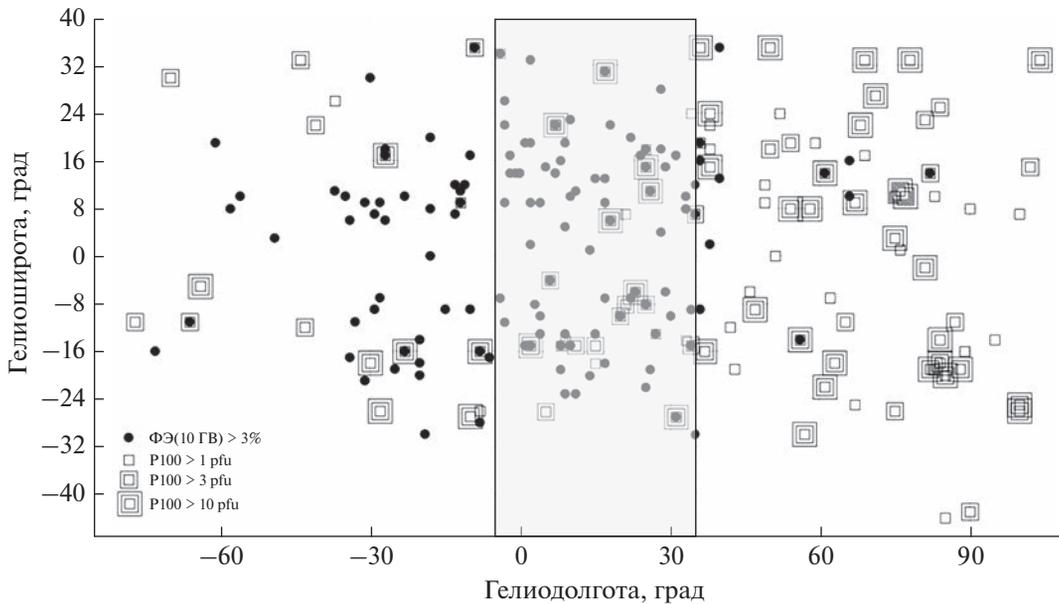
Существует немало исследований, демонстрирующих хорошее согласие между величиной протонных возрастаний со скоростью коронального выброса массы (КВМ) и мощностью сопутствующих рентгеновских вспышек [1–7]. С развитием наземных детекторов и спутниковой электроники появилась возможность уверенного детектирования и выделения солнечных протонных событий (СПС).

Наряду с СПС, Форбуш-эффекты (ФЭ) или Форбуш-понижения – изменения плотности и анизотропии космических лучей (КЛ) [8–12] – часто представляют собой последствия спорадических процессов на Солнце и наблюдаются после выбросов солнечного вещества, ассоциированных с солнечными вспышками. Несмотря на то, что СПС – это события в солнечных КЛ, а ФЭ – в галактических КЛ, оба явления часто связаны с одним и тем же высокоскоростным КВМ. Поэтому между характеристиками этих событий могут существовать статистические связи. Во многих ра-

ботах установлены статистические связи ФЭ с характеристиками вспышек и КВМ [13–15]. В работе [16] показано, что в 23 солнечном цикле КВМ, приведшие к GLE, с большой вероятностью создавали большие ФЭ ( $> 7\%$  для частиц с жесткостью 10 ГВ) на орбите Земли и вызывали очень большие магнитные бури. Особенно это оказалось выражено для событий с солнечным источником к востоку от W30.

Целью данной работы является изучение и сравнение характеристик событий, связанных с солнечными вспышками и КВМ, в которых были зарегистрированы как возрастание потока солнечных КЛ (СПС), так и изменение плотности/анизотропии галактических КЛ (ФЭ) в период с 1975 по 2020 гг.

Мы использовали базу данных солнечных вспышек и протонных событий и базу данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений, созданные в ИЗМИРАН. В эти базы данных собирается всевозможная информация из открытых Интернет-источников о: солнечных вспышках



**Рис. 1.** Распределение долгот солнечных источников, связанных с большими ФЭ (>3%) и протонными возрастаниями (для частиц с энергиями >100 МэВ) с различными максимальными потоками.

(<https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/>, <http://www.swpc.noaa.gov/ftpdir/lists/xray>, <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events>), КВМ ([https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list)), параметрах межпланетной среды ([http://isgi.unistra.fr/data\\_download.php](http://isgi.unistra.fr/data_download.php), <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>), КЛ (<http://www01.nmdb.eu/>) и геомагнитной активности (ГА) (<ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc/>, <http://wdc.kugi.kyotou.ac.jp/dstdir/index.html>).

Рассмотрим распределение долгот солнечных источников, связанных с протонными возрастаниями с различными максимальными потоками и приведших к регистрации больших ФЭ (>3% для частиц с жесткостью 10 ГВ) (рис. 1). Очевидно, что источники больших ФЭ, в основном, располагаются в центральной зоне (E30–W30), а источники СПС смещены к западу (W20–W80), что согласуется с выводами ранних работ (например, [16]). Поэтому для данного исследования мы ограничились центральным диапазоном долгот (E04–W35), который находится на пересечении двух вышеупомянутых зон (отмечен на рис. 1 затененной областью).

### СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИССЛЕДУЕМЫХ СОБЫТИЙ

В работе [16] авторы рассматривали только GLE. В настоящем исследовании мы расширили исследуемую выборку и рассмотрели все вспышки в долготном диапазоне E04–W35, после которых были зарегистрированы СПС в 1975–2020 гг. Найденные события были разделены на четыре

группы по величине максимальных потоков СПС для частиц с разными энергиями (здесь и далее по тексту P10 – поток протонов с энергиями >10 МэВ, P100 – поток протонов с энергиями >100 МэВ). Для сравнения была добавлена контрольная группа вспышек из того же долготного диапазона, после которых не последовала регистрация СПС, и в итоге рассматривались следующие пять групп:

- 1) GLE (10 событий, группа GLE);
- 2)  $P100 \geq 0.5$  pfu (1 pfu = 1 частица/см<sup>2</sup> с ср; 29 событий, группа P100);
- 3)  $P10 \geq 1$  pfu and  $P100 < 0.5$  pfu (39 событий, группа P10);
- 4)  $P10 < 1$  pfu и P100 не зарегистрированы (62 события, группа Weak);
- 5) Вспышки, после которых СПС не были зарегистрированы (9564 вспышки, группа Control).

Далее из выделенных событий мы выбрали только те, в которых на Земле сетью нейтронных мониторов были зарегистрированы Форбуш-эффекты, уверенно идентифицированные с солнечным источником.

Средние значения основных параметров солнечного ветра (СВ), межпланетного магнитного поля (ММП), КЛ и ГА для всех выделенных ФЭ (табл. 1, названия групп соответствуют представленным выше, в скобках указано количество событий) показывают, что наиболее мощные межпланетные возмущения связаны с солнечными вспышками и сопутствующими КВМ, после которых были зарегистрированы GLE: в них наблюдаются самые большие значения всех указанных

**Таблица 1.** Средние значения основных параметров СВ, ММП, КЛ и ГА для исследуемых ФЭ. В скобках указано количество событий в каждой группе

Параметр/ группа	GLE (9)	P100 (20)	P10 (26)	Weak (55)	Control (91)
$A_F$ , %	$9.77 \pm 1.73$	$4.29 \pm 0.67$	$5.29 \pm 0.71$	$3.16 \pm 0.29$	$1.84 \pm 0.18$
$Kp_{max}$	$7.85 \pm 0.43$	$6.57 \pm 0.35$	$6.53 \pm 0.35$	$5.39 \pm 0.22$	$4.78 \pm 0.17$
$Ap_{max}$	$235.22 \pm 39.61$	$136.00 \pm 22.03$	$136.58 \pm 17.86$	$76.45 \pm 7.76$	$58.00 \pm 5.26$
$Dst_{min}$ , нТл	$-220.3 \pm 37.5$	$-114.2 \pm 19.1$	$-119.6 \pm 17.1$	$-78.5 \pm 8.0$	$-57.8 \pm 4.8$
$B_{max}$ , нТл	$35.13 \pm 6.33$	$22.82 \pm 3.11$	$24.63 \pm 2.08$	$18.68 \pm 1.21$	$14.21 \pm 0.66$
$V_{max}$ , км/с	$1036.9 \pm 151.3$	$698.9 \pm 48.9$	$644.5 \pm 32.1$	$562.9 \pm 16.0$	$492.9 \pm 13.3$

**Таблица 2.** Вероятность регистрации (в %) различных величин ФЭ и максимальных геомагнитных индексов после всплывающих событий с определенными характеристиками

Параметр/группа	GLE	P100	P10	Weak	Control
	Вероятность, %				
$A_F < 3\%$	0	50	30.5	56	82.5
$3 \leq A_F < 10\%$	67	50	58	44	17.5
$A_F \geq 10\%$	33	0	11.5	0	0
$Kp_{max} < 5-$	0	10	19.5	32.5	45
$Kp_{max} = 5-...6+$	11	40	19	34.5	41
$Kp_{max} = 7-...8+$	56	40	50	33	14
$Kp_{max} = 9-...9$	33	10	11.5	0	0

параметров. Во время всех межпланетных возмущений из этой группы зарегистрированы магнитные бури (в двух случаях – исключительно большие) и большие ФЭ (от 4.7 до 20.4%); все межпланетные возмущения имели высокие максимальные скорости СВ у Земли (от 669 до 1876 км/с) и большие значения модуля ММП (от 17.5 до 62 нТл).

Поскольку определяющим параметром для создания как СПС, так и ФЭ является скорость соответствующего КВМ, мы рассчитали зависимости амплитуды ФЭ ( $A_F$ ),  $Ap$  и  $Dst$ -индексов ГА от транзитной скорости КВМ ( $V_{tr}$ ) для всех исследуемых событий (рис. 2а–2в). Связь для всех параметров получилась довольно тесная, коэффициенты корреляции следующие:  $cc(A_F - V_{tr}) = 0.7 \pm 0.05$ ,  $cc(Ap_{max} - V_{tr}) = 0.68 \pm 0.05$ ,  $cc(Dst_{min} - V_{tr}) = -0.63 \pm 0.05$ .

Приведенные выше закономерности позволяют использовать связь СПС с последующими вариациями КЛ и геомагнитными эффектами для прогнозирования состояния космической погоды. Так, например, если после большой солнечной вспышки в центральной зоне с сопутствующим

быстрым КВМ было зарегистрировано GLE, можно ожидать, что на Земле будет зарегистрирована как минимум малая магнитная буря ( $Kp = 5$ , вероятность 11%), как максимум – исключительно большая ( $Kp = 9-...9$ , вероятность 33%), самая большая вероятность (55%) регистрации большой или очень большой магнитной бури ( $Kp = 7-...8+$ ). Что касается изменения  $Dst$ -индекса, то с вероятностью 77% он будет иметь минимальные значения  $< -100$  нТл, а с вероятностью 55% – ниже  $-250$  нТл. Ожидаемая максимальная скорость СВ во время межпланетного возмущения с вероятностью 71% будет  $> 900$  км/с, а транзитные скорости в 77% случаев будут  $> 1100$  км/с. Максимальное значение ММП с вероятностью 57% будет  $> 30$  нТл. Существует 100% вероятность регистрации ФЭ с величиной не менее 4.5%, а регистрация ФЭ  $> 13\%$  произойдет с вероятностью 33%. Возможен (с вероятностью 11%) даже ФЭ  $> 20\%$ . Мы свели полученные результаты вероятности регистрации ФЭ определенной амплитуды и ГА различного уровня в таблицу (табл. 2) для более удобного использования.

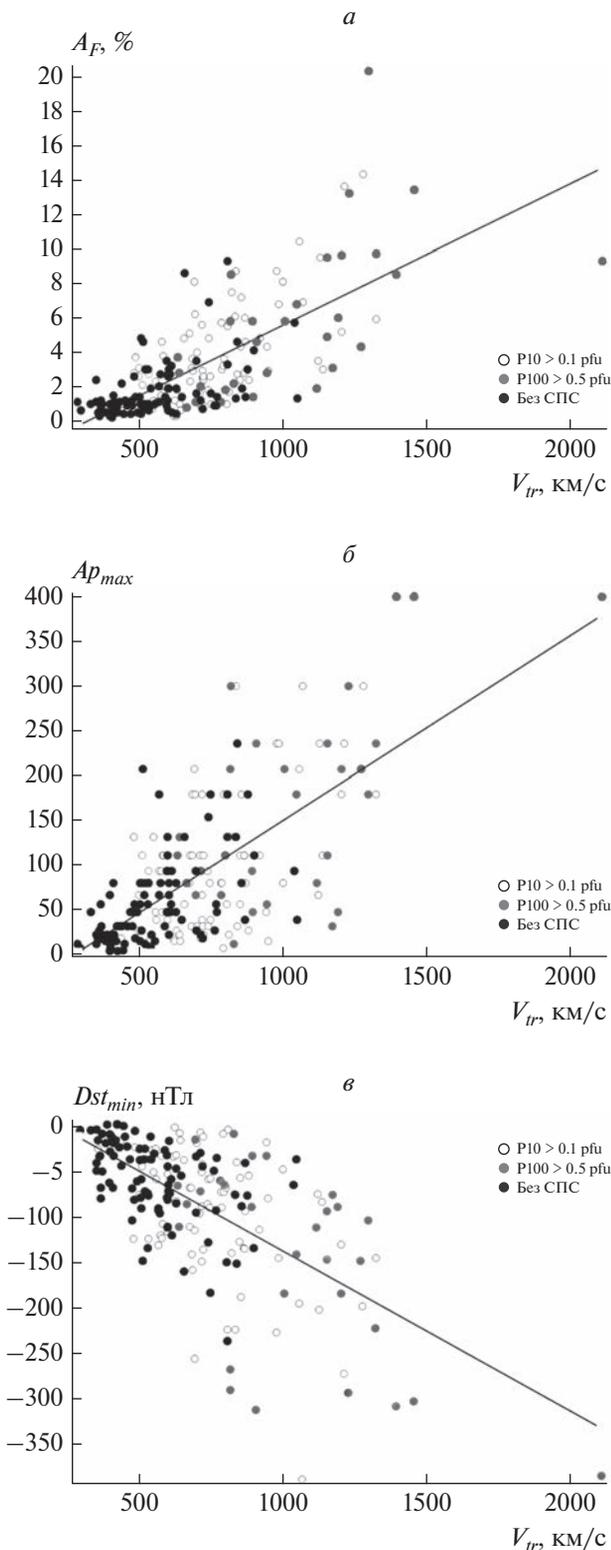
## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подтверждена взаимосвязь ускорительной и модуляционной эффективности высокоскоростных КВМ. Получен прогностический инструмент для определения возможной величины ФЭ и изменения уровня геомагнитной активности, основанный на данных уже начавшегося СПС (координаты вспышки, максимальный поток частиц) и начальной скорости соответствующего КВМ.

Работы Абунина А.А., Абуниной М.А., Белова А.В. и Шлык Н.С. поддержаны Российским научным фондом (проект № 20-72-10023).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kahler S.W.* // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. Art. No. 20947.
2. *Bazilevskaya G.A., Sladkova A.I., Svirzhetskaya A.K.* // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 1421.
3. *Cliver E.W., Ling A.G., Belov A., Yashiro S.* // Astrophys. J. Lett. 2012. V. 756. No. 2. Art. No. L29.
4. *Dierckxens M., Tziotziou K., Dalla S. et al.* // Solar Phys. 2015. V. 290. No. 3. P. 841.
5. *Richardson I.G., von Rosenvinge T.T., Cane H.V.* // Adv. Space Res. 2017. V. 60. P. 755.
6. *Белов А.В.* // Геомагн. и аэроном. 2017. Т. 57. № 6. С. 783; *Belov A.V.* // Geomagn. Aeron. 2017. V. 57. P. 727.
7. *Белов А., Ерошенко Е., Крякунова О. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 615; *Belov A.V., Eroshenko E.A., Kryakunova O.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 561.
8. *Forbush S.E.* // Phys. Rev. 1937. V. 51. P. 1108.
9. *Lockwood J.A.* // Space Sci. Revs. 1971. V. 12. No. 5. P. 658.
10. *Belov A.V., Eroshenko E.A., Oleneva V.A. et al.* // Adv. Space Res. 2001. V. 27. P. 625.
11. *Cane H.V.* // Space Sci. Rev. 2000. V. 93. No. 1/2. P. 55.
12. *Абунин А.А., Абунина М.А., Белов А.В., и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 5. С. 599; *Abunin A.A., Abunina M.A., Belov A.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 5. P. 535.
13. *Чертюк И.М., Белов А.В., Гречнев В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 6. С. 845; *Chertok I.M., Belov A.V., Grechnev V.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 6. P. 796.
14. *Белов А.В., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 7. С. 1019.
15. *Papaioannou A., Belov A., Abunina M. et al.* // Astrophys. J. 2020. V. 890. Art. No. 101.
16. *Belov A.V., Eroshenko E.A., Oleneva V.A., Yanke V.G.* // Proc. 31st ICRC (Lodz, 2009). P. 2984.



**Рис. 2.** Связь амплитуды ФЭ  $A_F$  для частиц с жесткостью 10 ГВ (а); максимального значения  $A_p$ -индекса ( $A_{pmax}$ ) (б); минимального значения  $Dst$ -индекса ( $Dst_{min}$ ) (в) с транзитной скоростью соответствующего межпланетного КВМ ( $V_{tr}$ ).

**Solar proton enhancements and Forbush decreases with the same sources**

**A. V. Belov<sup>a</sup>, N. S. Shlyk<sup>a, \*</sup>, M. A. Abunina<sup>a</sup>, E. A. Belova<sup>a</sup>, A. A. Abunin<sup>a</sup>, A. Papaioannou<sup>b</sup>**  
<sup>a</sup>*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences,  
Moscow, 108840 Russia*

<sup>b</sup>*Institute for Astronomy, Astrophysics, Space Applications and Remote Sensing,  
National Observatory of Athens, Penteli, 15236 Greece*

*\*e-mail: nshlyk@izmiran.ru*

The characteristics of Forbush decreases (FDs) and solar energetic particle (SEP) events driven by the same solar sources (i.e. coronal mass ejection and associated solar flare) are investigated. The part of the solar disk (E04–W35) was chosen in which most of the solar events lead both to an FD and SEP event at Earth. SEPs for different energies ( $E > 10$ ,  $>100$  MeV, and ground level enhancements) and with different flux thresholds were considered independently. The obtained results were compared with the control group of solar events that had solar sources within the same longitudinal zone but did not lead to any SEPs. It is shown that coronal mass ejections (CMEs) followed by SEPs have a very high probability to create a large FD in the Earth's orbit and further to cause a geomagnetic storm. It is also obtained that the accelerative and modulating efficiencies of such driving solar events are well correlated; this can be explained mostly by high solar wind speeds of the corresponding CMEs.

УДК 524.1-52:523.9

## ПРОГНОЗ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ЯВЛЕНИЙ: СОЛНЕЧНЫЕ ПРОТОННЫЕ СОБЫТИЯ

© 2023 г. В. Н. Ишков\*

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова  
Российской академии наук”, Москва, Россия*

*\*E-mail: ishkov@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

С современных позиций рассматриваются вопросы прогноза солнечных вспышечных событий — единственного источника высокоэнергичных протонов, как от самого процесса энерговыделения, так и от сопровождающих его динамических явлений: ударных волн и корональных выбросов вещества, распространяющихся от места выделения энергии. Возможность прогноза самих вспышечных событий обеспечивает взаимодействие новых всплывающих магнитных потоков с магнитными полями активных областей и вне их, но всегда на линии раздела полярностей. Появление солнечных протонов во вспышечном событии определяется характеристиками во всем спектре его излучения, локализацией его на Солнце и параметрами его коронального выброса вещества.

DOI: 10.31857/S0367676523701788, EDN: OSEKDF

### ВВЕДЕНИЕ

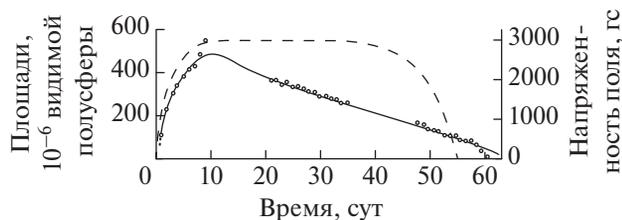
Большие солнечные вспышечные события (СВС) со всем спектром сопровождающих их динамических возмущений — ударных волн, поверхностных волн в крайнем ультрафиолете, волн Мортон (солнечное цунами), плазменных структур (вспышечные арочные системы, возвратные выбросы), в том числе и корональных выбросов вещества (КВВ), которые происходят в активных областях (АО), как с пятнами, так и без них, в основном определяют состояние околоземного космического пространства: геомагнитные возмущения, состояние ионосферы и степень радиационной опасности при полетах на высоких широтах в атмосфере Земли и в космическом пространстве.

Наблюдения показали, что все эволюционное многообразие магнитных образований от эфемерных АО до комплексов активности можно рассматривать как следствие всплывания магнитных потоков [1, 2], от величины и скорости всплывания которых зависят размеры и времена существования магнитных структур и их вспышечная активность (рис. 1). Само явление АО на Солнце, можно рассматривать как эволюцию одного или нескольких магнитных потоков ( $\sim 10^{13}$  Вб), одновременно или последовательно всплывающих в атмосферу Солнца с малой или средней скоростью ( $10^7$ – $10^8$  Вб/с — масштаб времени из-

менений больше суток). Это обеспечивает их внедрение в систему существующих магнитных полей (МП) в виде достаточно медленного образования новых пятен и роста площади всей АО (рис. 1). Эволюция таких АО, проходит путь от появления флоккула, через стадию образования, развития и распада группы пятен, до их полного исчезновения [3]. Однако взаимодействие новых магнитных потоков с большой скоростью всплывания [4] носит совершенно другой характер — они быстро (масштаб времени десятки минут — часы) усложняют магнитную структуру АО и увеличивают запасенную в ней магнитную энергию. Целью статьи дать реальное состояние прогноза СВС и связанным с ним прогноз солнечных протонных событий на данном этапе исследования солнечных активных явлений, его возможности и ограничения.

### ПРОГНОЗ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ СОБЫТИЙ

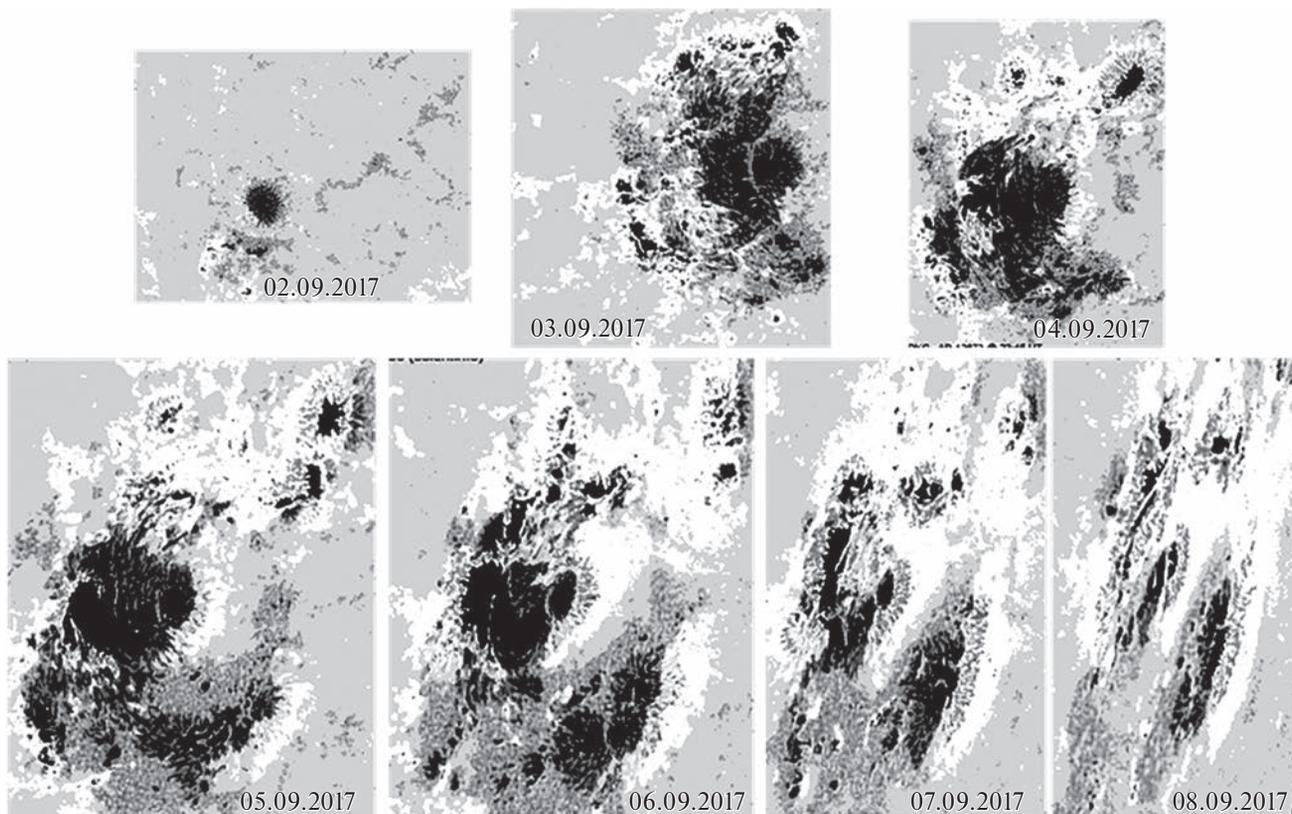
Физические и наблюдательные принципы прогноза СВС вытекают из динамических процессов всплывания именно быстрых магнитных потоков и их взаимодействия с существующим МП [1, 2]. Такой магнитный поток быстро образует новые пятна и поры, усложняя магнитную конфигурацию АО, и создает условия осуществления ограниченного по времени периода вспышечного



**Рис. 1.** Изменение со временем площади и величины магнитного поля группы пятен (по Каулингу из [3]). Сплошная кривая — площадь группы пятен, штриховая кривая — максимальная напряженность магнитного поля.

энерговыведения. За этот интервал времени в данной АО реализуется практически вся последовательность СВС больших и средних рентгеновских классов соответственно количеству привнесённой энергии. После осуществления периода вспышечного энерговыведения АО часто приходит в соответствие с начальной конфигурацией, что позволяет рассматривать процесс реализации

больших СВС, как самостоятельный физический процесс внутри общей эволюции АО, который имеет конкретное начало — всплытие нового магнитного потока, максимум — период вспышечного энерговыведения и конец — полная реализация энергии нового магнитного потока. Ограниченный по времени, такой процесс может повлиять на эволюцию АО, но, в общем случае, такое влияние можно считать не существенным. Таблица 1 представляет характеристики СВС в зависимости от локализации появления магнитных потоков относительно МП, в которых они всплывают. В пределах развитой АО СВС — это солнечные вспышки всех классов, в беспятенных АО со слабыми магнитными полями — низкоэнергичные (хайдеровские) вспышки, с очень большими площадями эмиссии в оптике (H $\alpha$ , HeII, D $_3$ ), но очень слабой энергетикой в других диапазонах электромагнитного спектра. В фоновых полях (вне АО — <50 Гс) — это вспышечные уярчения и выбросы солнечных волокон или их каналов. Возможность классификации СВС в зависимости от их локализации в существующих МП объеди-



**Рис. 2.** Вид группы пятен AR12673 и динамика ее развития после последовательного всплытия 3 новых магнитных потоков 02.09, 04.09, и 06.09, обеспечивших три периода вспышечного энерговыведения 04–05.09 (12 ч) и 06–08.09 (12 ч) и 06–08.09 (17 ч), за которые произошли 5 СВС рентгеновского класса X и 24 — класса M, в том числе самые мощные СВС СЦ24 X9.3 и X8.2, по наблюдениям космической солнечной обсерватории SDO в непрерывном спектре (4500 Å) с наложенным магнитным полем (белое “+” полярность) за 2–08.09.2017 г. Север сверху, восток слева. Преобразованный рисунок из <http://www.solen.info/solar/>.

**Таблица 1.** Характеристики СВС в различных МП на Солнце

МП, Гс	Конфигурация МП	Тип явления	Максимальный балл $H_{\alpha}$	Класс 1–8 Å	$F_{\text{см макс}}$ , с.е.п.	HXR, $\gamma$	КВВ	ВАС
<50	–	ВСВ	Уярчения	$\leq C7$	<50	–	+	+
<500	–	СВ б/п	4N	$\leq M7$	$\leq 300$	–	+	+
$\leq 2000$	$\gamma, \delta$	СВ	3B	$> X17.5$	$> 10000$	+	+	+
>2500	$\delta$	СВ	1B	$\leq M5$	<5000	+	–	–

МП – средняя величина магнитного поля в солнечных структурах, б/п – беспятенные, ВСВ – выброс солнечного волокна,  $F_{\text{см макс}}$  – максимальный поток радиоизлучения в см диапазоне в солнечных единицах потока, HXR,  $\gamma$  – наличие значимого излучения в жестком рентгене и  $\gamma$ -диапазоне, КВВ – корональный выброс вещества, ВАС – вспышечные арочные системы.

няет их в единый процесс и позволяет подойти к реальному прогнозу СВС.

Из наблюдений можно суммировать признаки, после которых наступает рост вспышечной активности [1]:

- появление нового быстрого магнитного потока любой мощности приводит к увеличению вспышечной активности;

- для осуществления значимых СВС необходимо, чтобы новый магнитный поток был достаточно большим ( $> 10^{13}$  Вб) и скорость его всплытия была не менее  $10^9$  Вб/с;

- вспышки появляются через 0.5–2 сут после обнаружения такого потока в пределах АО;

- СВС больших и средних баллов всегда группируются в серии, кортежи, [2], которые образуют период вспышечного энерговыделения, за который в АО происходит основная доля таких СВС. Его длительность 16–80 ч, в среднем  $55 \pm 30$  ч или не более 16% времени прохождения АО по видимому диску Солнца [1].

Эти признаки позволяют осуществлять прогноз именно периода вспышечного энерговыделения за 12 (для эпохи пониженной СА) – 48 ч до реализации первого значимого СВС.

Возможность выхода и ускорения солнечных высокоэнергичных протонов (СПС) в реализуемом СВС определяется самим процессом энерговыделения, локализацией вспышечного события на диске Солнца, характеристиками ударных волн и КВВ [5–7], которые могут вносить существенный вклад в ускорение образовавшихся протонов вплоть до релятивистских энергий, и соотношением энергетики СВС в разных диапазонах излучения. В настоящее время прогноз СПС по характеристикам АО не представляется возможным, т.е. нет особых “протонных” АО. Реально, диагностика развития СПС осуществляет-

ся по приходу первых частиц различных энергий в околоземное космическое пространство по детекторам, установленным на геостационарных спутниках и космических аппаратах в точке Лагранжа L1 [8–10].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прогноз геоэффективных солнечных вспышечных событий в настоящее время возможен как прогноз периода осуществления серии значимых СВС, которые с вероятностью до 90% начнутся в интервале времени 12 (для эпохи пониженной СА) – 48 ч от времени появления первых признаков значимого по мощности и скорости всплытия нового магнитного потока. За этот период принесенная всплывающим магнитным потоком в АО энергия полностью реализуется и осуществляются практически все СВС среднего и большого рентгеновского класса. Следующий период вспышечного энерговыделения возможен исключительно при появлении следующего ВМП. Дать прогноз порядка осуществления больших вспышек, мощности, класса и характера СВС внутри периода вспышечного энерговыделения не представляется возможным, т.к. внутри его работает случайная триггерная схема начала реализации последующих СВС. Прогноз СПС по характеристикам АО или по характеристикам самого СВС не представляется возможным – не существует особых активных областей, в которых изначально заложена возможность выхода солнечных высокоэнергичных частиц. В настоящее время работают только модели диагностики развития СПС по приходу первых частиц различных энергий в окрестности Земли (околоземное космическое пространство, точки Лагранжа) на детекторы космических аппаратов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ишков В.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1998. Т. 62. № 9. С. 1835.
2. *Ишков В.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. № 11. С. 2148.
3. *де Ягер К.* // Строение и динамика атмосферы Солнца. Москва: Изд. иностр. лит., 1962. 376 с.
4. *Головко А.А.* // Солн. данные. 1986. № 4. С. 48.
5. *Kahler S.W., Cliver E.W., Ling A.G.* // JASTP. 2007. V. 69. No. 1-2. P. 43.
6. *Balch C.* // Space Weather. 2008. V. 6. Art. No. S01001.
7. *Belov A.* // Adv. Space Res. 2009. V. 43. No. 4. P. 467.
8. *Posner A.* // Space Weather. 2007. V. 5. Art. No. S05001.
9. *Núñez M.* // Space Weather. 2011. V. 9. Art. No. S07003.
10. *Núñez M.* // Space Weather. 2015. V. 13. P. 807.

**Solar flare phenomena forecast: solar proton events****V. N. Ishkov\***

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Science,  
Moscow, 108840 Russia*

*\*e-mail: ishkov@izmiran.ru*

The problems of predicting solar flare events, the only source of high-energy protons, both from the process of energy release itself and from the accompanying dynamic phenomena: shock waves and coronal mass ejections propagating from the place of energy release, are considered from modern positions. The possibility of predicting the flare events themselves ensures the interaction of new emerging magnetic fluxes with the magnetic fields of active regions and outside them, but always on the dividing line of polarities. The possibility of the release of solar protons during of a flare event is determined by the characteristics and localization of the flare event, its CME parameters, and the ratio of its energy in different radiation ranges.

УДК 524.1-352

## ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА ЯДЕР ГЕЛИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ЭНЕРГИЧНЫХ СОБЫТИЯХ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА РАМЕЛА

© 2023 г. Д. В. Павленко<sup>1</sup>, \*, С. А. Роденко<sup>1</sup> от имени коллаборации РАМЕЛА

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

\*E-mail: pdv017@campus.mephi.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Обсуждаются предварительные результаты анализа данных научного эксперимента РАМЕЛА, в частности, восстановления энергетических спектров солнечных энергичных частиц – ядер гелия во время вспышек и корональных выбросов масс за период с 2006 по 2016 год. РАМЕЛА – международный космический эксперимент, основной задачей которого является измерение спектров частиц и античастиц в космическом излучении в широком диапазоне энергий, в том числе солнечных энергичных частиц. С помощью данных эксперимента возможен анализ потоков солнечных частиц в диапазоне от ~80 МэВ до нескольких ГэВ. Для восстановления спектров ядер гелия разработаны методы идентификации частиц и оценки эффективности отбора.

DOI: 10.31857/S036767652370179X, EDN: OSLACR

### ВВЕДЕНИЕ

Солнечные энергичные частицы (СЭЧ) генерируются на Солнце в мощных взрывных процессах. Главными механизмами ускорения СЭЧ являются: ускорение на фронтах ударных волн, стохастическое ускорение и ускорение в электрическом поле, возникающее при пересоединении силовых линий солнечного магнитного поля. Ускорение СЭЧ может происходить в месте возникновения вспышки, солнечной короне и в межпланетном пространстве. СЭЧ представляют опасность для космонавтов и научной аппаратуры в околоземном космическом пространстве. Наиболее интенсивные события СЭЧ вызывают атмосферные ливни, вторичные продукты которых регистрируют наземные детекторы: нейтронные мониторы, мюонные годоскопы и ионизационные камеры.

Благодаря прецизионным измерениям эксперимента РАМЕЛА, получены экспериментальные данные СЭЧ в широком диапазоне энергий, что позволяет лучше понять механизмы рождения и ускорения СЭЧ. С помощью экспериментальных данных РАМЕЛА, ранее был проведен поиск протонов [1, 2] и нейтронов [3] солнечного происхождения, а также детальный анализ солнечных событий 13–14 декабря 2006 г., в которых были зарегистрированы ядра гелия [4]. В данной работе проводился поиск ядер гелия в других сол-

нечных событиях, зарегистрированных экспериментом РАМЕЛА.

### ЭКСПЕРИМЕНТ РАМЕЛА

Эксперимент РАМЕЛА – международный эксперимент на российском спутнике Ресурс-ДК1. Эксперимент проводился с июня 2006 г. по конец января 2016 г. Основными задачами эксперимента являлись: изучение характеристик потока частиц и античастиц галактических космических лучей (ГКЛ), регистрация высокоэнергичных частиц в солнечных вспышках и исследование вторичных космических лучей в околоземном космическом пространстве [5–8]. Для решения поставленных задач эксперимент включал в себя набор детекторов, позволяющих измерять различные характеристики частиц [9].

Отбор частиц, попадающих в апертуру прибора, проводился с помощью базовых критериев. Отбор ядер гелия проводился с помощью измеренных значений ионизационных потерь и магнитной жесткости в трековой системе. Также, для отбора при жесткости  $R < 1$  ГВ использовалась зависимость ионизационных потерь от скорости частицы по данным времяпролетной системы. Основным критерием отбора являлись характеристические линии, ограничивающие область нахождения ядер гелия (рис. 1). Также для отбора

были использованы значения энерговыделения в первой плоскости калориметра в зависимости от значений магнитной жесткости в трековой системе.

Затем проводилась оценка эффективности отбора — отношения числа событий, прошедших через все критерии отбора всех систем к числу событий, прошедших через критерии одной системы. Для определения эффективности отбора по каждому детектору использовались экспериментальные данные с других детекторов. Подробное описание методики оценки эффективности отбора приведено в работе [10].

Выделение галактической компоненты космических лучей основывалось на аппроксимации закона Штермера. Для этого использовалось условие:  $R > aR_c$ , где  $R$  — абсолютная величина измеренной жесткости для каждого события,  $R_c$  — локальная жесткость геомагнитного обрезания на высоте пролета эксперимента PAMELA, значение  $a = 1.23$  необходимо для надежного отделения компоненты ГКЛ. Значение  $R_c$  вычислялось по координатам Мак-Илвайна, которое однозначно определяется из модели магнитного поля Земли IGRF и положения спутника. В работе рассматривался диапазон энергий от 80 МэВ до нескольких ГэВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ

С помощью критериев отбора для ядер гелия был проведен отбор экспериментальных данных PAMELA и анализ солнечных событий. В статье [1] представлен список вспышек, в которых удалось зарегистрировать повышенный темп счета протонов в период с июля 2006 г. по сентябрь 2014 г.

Первоначально для всех событий были восстановлены темпы счета частиц от времени. Для определения начала времени регистрации события и его продолжительности темпы счета строились за несколько дней. Всего было обработано 30 событий из статьи [1]. Для поиска возможных солнечных энергичных событий без ускорения протонов был также проведен анализ данных GOES [11] за 2011–2014 г.

Повышенный темп счета гелия по результатам проведенного анализа был зарегистрирован в следующие временные интервалы: 27.01–01.02.2012, 13.03–15.03.2012, 17.05–19.05.2012, 06.01–07.01.2014, 25.02–03.03.2014. Для этих событий восстановлены интегральные энергетические спектры ядер гелия (рис. 2). Для сравнения на график добавлены также спектры протонов за тот же временной диапазон. Подробный анализ солнечных событий приведен в статье [1]. Перед построением спектров проводилась процедура выделения ядер гелия от фонового потока ГКЛ.

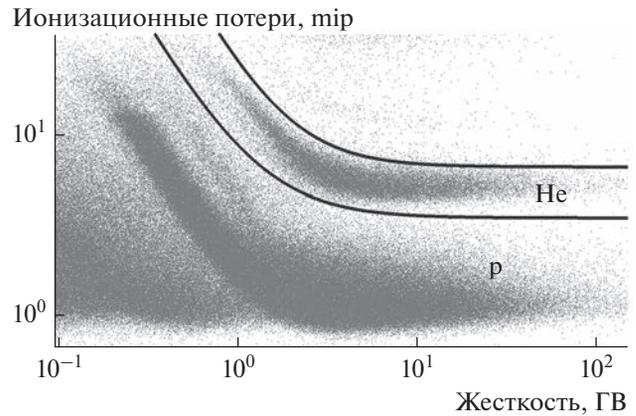


Рис. 1. Зависимость средних ионизационных потерь от жесткости частицы для ноября 2006 г. По оси X — жесткость частицы, измеренная трековой системой. По оси Y — средние ионизационные потери частицы в трековой системе.

Интегральные спектры гелия СКЛ были аппроксимированы двумя функциями:

1. функция Эллисон и Рамати (E–P) [12]:

$$A = b \left( \frac{E}{E_s} \right)^{-\gamma} \exp \left( \frac{-E}{E_0} \right),$$

где  $\gamma$  — спектральный индекс,  $E_s$  — энергетический порог регистрации ядер гелия,  $E_0$  — энергия отсечки при которой прекращается ускорение частиц. Этот степенной закон можно интерпретировать в терминах степени сжатия ударной волны, а энергия отсечки является отражением предела ускорения процесса.

2. степенной закон:

$$A = bE^{-\gamma},$$

где  $E$  — энергия,  $\gamma$  — спектральный индекс. Закон характеризует ускорение космических лучей на ударной волне ускорением Ферми.

Аппроксимация экспериментальных данных выполнялась с помощью метода наименьших  $\chi^2$ . Отклонения параметров аппроксимации  $\gamma_1, \gamma_2, E_0$  соответствуют квадратному корню из диагонального элемента ковариационной матрицы. Используемый уровень значимости  $\alpha = 0.05$ . Полученные спектральные показатели сведены в табл. 1.

При низких энергиях (<0.5 ГэВ) интегральный спектр отклоняется от степенного закона, поэтому для описания таких энергий используют комбинацию зависимость, состоящую из степенной функции и экспоненты.

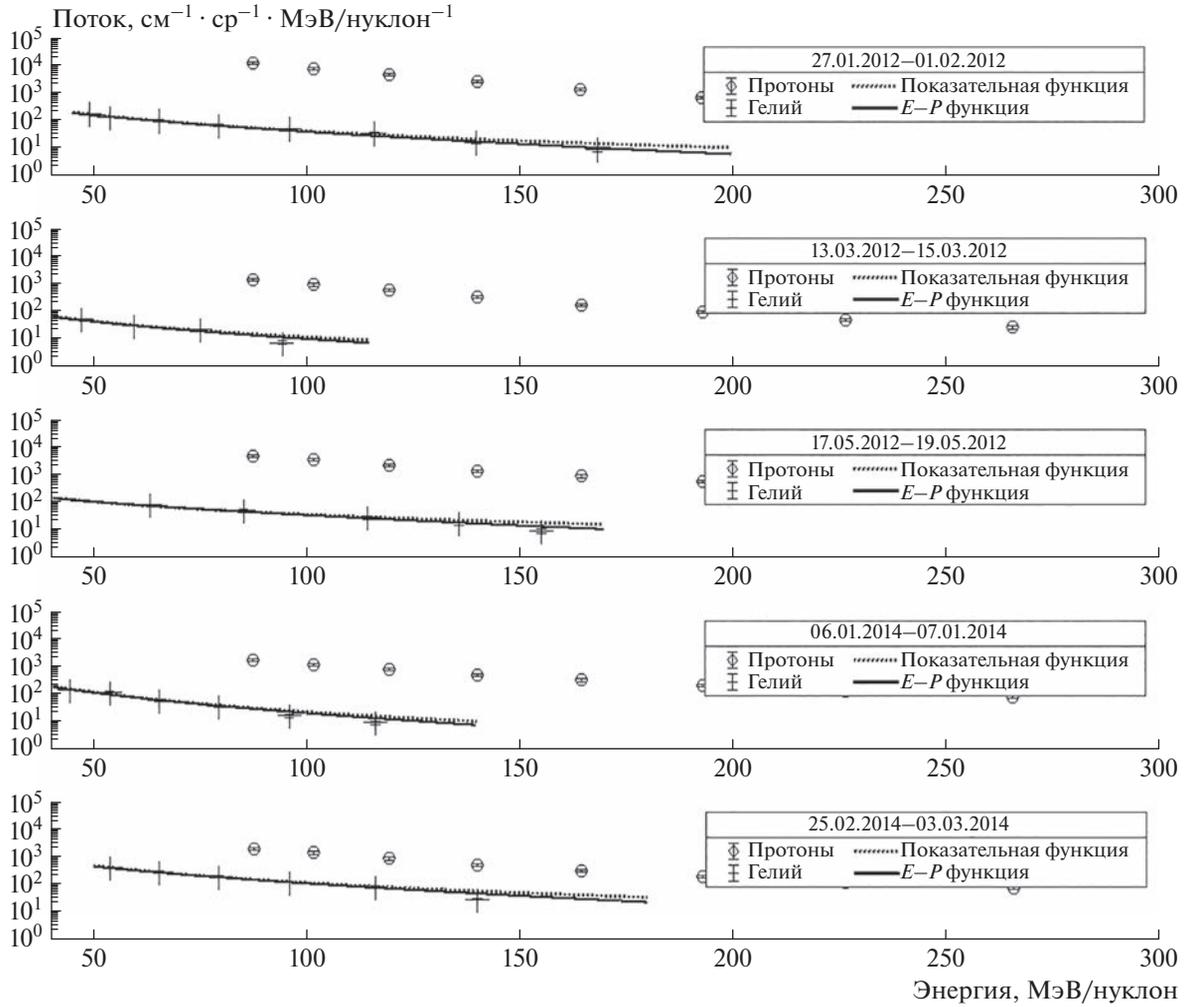


Рис. 2. Интегральные энергетические спектры ядер гелия для 5 зарегистрированных событий СЭЧ в хронологическом порядке. На графике показаны протоны [1], ядра гелия, фитирование функцией  $E-P$  и степенной функцией.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, восстановлены дифференциальные энергетические и интегральные спектры ядер гелия по данным эксперимента РAMELA в диапазоне энергий от 80 МэВ до нескольких ГэВ.

Для этого разработаны критерии отбора ядер гелия, обработаны экспериментальные данные в период с 2006 года по 2014 год. Повышенная интенсивность регистрации ядер гелия найдена в пяти крупных солнечных событиях, сопровож-

Таблица 1. Спектральные показатели для каждого события.  $\gamma_1$ ,  $\chi_1^2$  – спектральный индекс и хи-квадрат степенной функции,  $\gamma_2$ ,  $\chi_2^2$  – спектральный индекс и хи-квадрат функции  $E-P$ ,  $E_0$  – энергия отсечки

№	Событие	$\gamma_1$	$\chi_1^2$	$\gamma_2$	$E_0$	$\chi_2^2$	Класс вспышки по данным GOES
1	27.01–01.02.2012	$1.99 \pm 0.18$	3.17	$1.69 \pm 0.07$	$700 \pm 425$	2.98	X1.7
2	13.03–15.03.2012	$2.19 \pm 0.29$	2.29	$1.51 \pm 0.67$	$312 \pm 168$	1.44	X5.4
3	17.05–19.05.2012	$1.78 \pm 0.23$	1.34	$1.34 \pm 0.21$	$500 \pm 303$	0.98	M5.1
4	06.01–07.01.2014	$2.79 \pm 0.34$	1.57	$1.52 \pm 0.35$	$118 \pm 53$	0.64	X3.5
5	25.02–03.03.2014	$1.05 \pm 0.41$	1.05	$1.47 \pm 1.05$	$306 \pm 207$	0.60	X4.9

денных высокоэнергичными протонами: (>1 ГэВ): 27.01–01.02.2012, 13.03–15.03.2012, 17.05–19.05.2012, 06.01–07.01.2014, 25.02–03.03.2014.

Авторы выражают благодарность Колдобскому Сергею Александровичу за курирование научной деятельности, оказанную поддержку и созданную благоприятную атмосферу для проведения исследований. Работа по идентификации частиц, расчету эффективности и восстановлению спектров гелия была выполнена П.Д. при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-72-10170). Работа по геомагнитному отбору частиц галактического и солнечного происхождения была выполнена Р.С. при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” № 0723-2020-0040).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bruno A., Bazilevskaya G.A., Boezio M. et al. // *Astrophys. J.* 2018. V. 862. No. 2. P. 97.
2. Базилевская Г.А., Майоров А.Г., Малахов В.В. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2013. Т. 77. № 5. С. 557; *Bazilevskaya G.A., Mayorov A.G., Malakhov V.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2013. V. 77. No. 5. P. 157.
3. Богомолов Э.А., Адриани О., Базилевская Г.А. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2017. Т. 81. № 2. С. 151; *Bogomolov E.A., Adriani O., Bazilevskaya G.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2017. V. 81. No. 2. P. 132.
4. Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. // *Astrophys. J.* 2011. V. 742. No. 2. P. 102
5. Майоров А.Г., Адриани О., Базилевская Г.А. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2011. Т. 75. № 6. С. 828; *Mayorov A.G., Adriani O., Bazilevskaya G.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2011. V. 75. No. 6. P. 779.
6. Лагойда И.А., Михайлов В.В., Воронов С.А., Нгобени М.Д. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 11. С. 1615; *Lagoida I.A., Mikhailov V.V., Voronov S.A., Ngobeni M.D. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 11. P. 1276.
7. Троицкая И.К., Майоров А.Г., Малахов В.В. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2019. Т. 83. № 5. С. 635; *Troitskaya I.K., Mayorov A.G., Malakhov V.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2019. V. 83. No. 5. P. 576.
8. Юлбарисов Р.Ф., Галикян Н.Г., Майоров А.Г. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 11. С. 1611; *Yulbarisov R.F., Galikyan N.G., Mayorov A.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 11. P. 1272.
9. Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al. // *Astropart. Phys.* 2007. V. 27. No. 4. P. 296.
10. Колдобский С.А. Спектры дейтронной компоненты космического излучения в окрестности Земли. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Москва: НИЯУ МИФИ, 2015. 125 с.
11. <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/dataaccess.html>.
12. Ellison D.C., Ramaty R. // *Astrophys. J.* 1985. V. 298. P. 400.

## Preliminary results of the search for helium nuclei in solar energetic events measured in the PAMELA experiment

D. V. Pavlenko<sup>a</sup>\*, S. A. Rodenko<sup>a</sup> on behalf of the PAMELA collaboration

<sup>a</sup>National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

\*e-mail: pdv017@campus.mephi.ru

We presented the preliminary results of the search for helium nuclei in solar energetic events measured in the PAMELA experiment in the rigidity range from 0.1 to 1 GV from 2006 to 2014. We constructed selection criteria for helium nuclei and estimated their efficiency. The spectra are approximated using a simple power-law function and functional form based on Ellison-Ramaty, consisting of a power-law spectrum modulated by an exponential.

УДК 523.62-726

## ХАРАКТЕРИСТИКИ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ В ПЕРИОДЫ ИНВЕРСИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА ЗА ПОСЛЕДНИЕ 6 СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ

© 2023 г. М. В. Подзолко<sup>1, \*</sup>, В. В. Калегаев<sup>1, 2</sup>, К. А. Устинов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Физический факультет, Москва, Россия

\*E-mail: spacerad@mail.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Рассмотрены характеристики солнечных протонных событий в периоды инверсии магнитного поля Солнца в 19–24 циклах солнечной активности. В каждом из этих солнечных циклов найдены интервалы времени длительностью 8–12 месяцев, приходящиеся на время инверсии поля Солнца, во время которых число солнечных событий, суммарный и максимальный флюенс протонов ниже и энергетические спектры мягче, чем в равные по длительности периоды времени до и после этого. В большинстве рассмотренных циклов указанные периоды наступают после максимума цикла или во время локальных “минимумов Гневывшева”.

DOI: 10.31857/S0367676523701806, EDN: OSLIEN

### ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрим характеристики солнечных протонных событий (СПС) в периоды инверсии магнитного поля Солнца, которая происходит в каждом 11-летнем солнечном цикле вблизи максимума его активной фазы.

Имеется ряд публикаций, посвященных изучению локальных особенностей гелиосферной модуляции галактических космических лучей в периоды инверсии магнитного поля Солнца, (например, [1–5] и др.). Однако публикаций, где исследуются характеристики солнечных космических лучей (СКЛ) в периоды инверсии поля Солнца, довольно мало.

В работах [6, 7] показано, что в периоды инверсии магнитного поля Солнца, определенные по данным наблюдений Солнца в 17–22 солнечных циклах, не происходили солнечные события с высокими энергиями протонов, регистрируемые наземными нейтронными мониторами (GLE: Ground Level Enhancement) и на стратосферных аэростатах. В [8] показано, что в 21–22 солнечных циклах периоды инверсии поля Солнца совпадают с локальными периодами уменьшения числа СПС и “минимумами Гневывшева” солнечной активности. В [9] обнаружено,

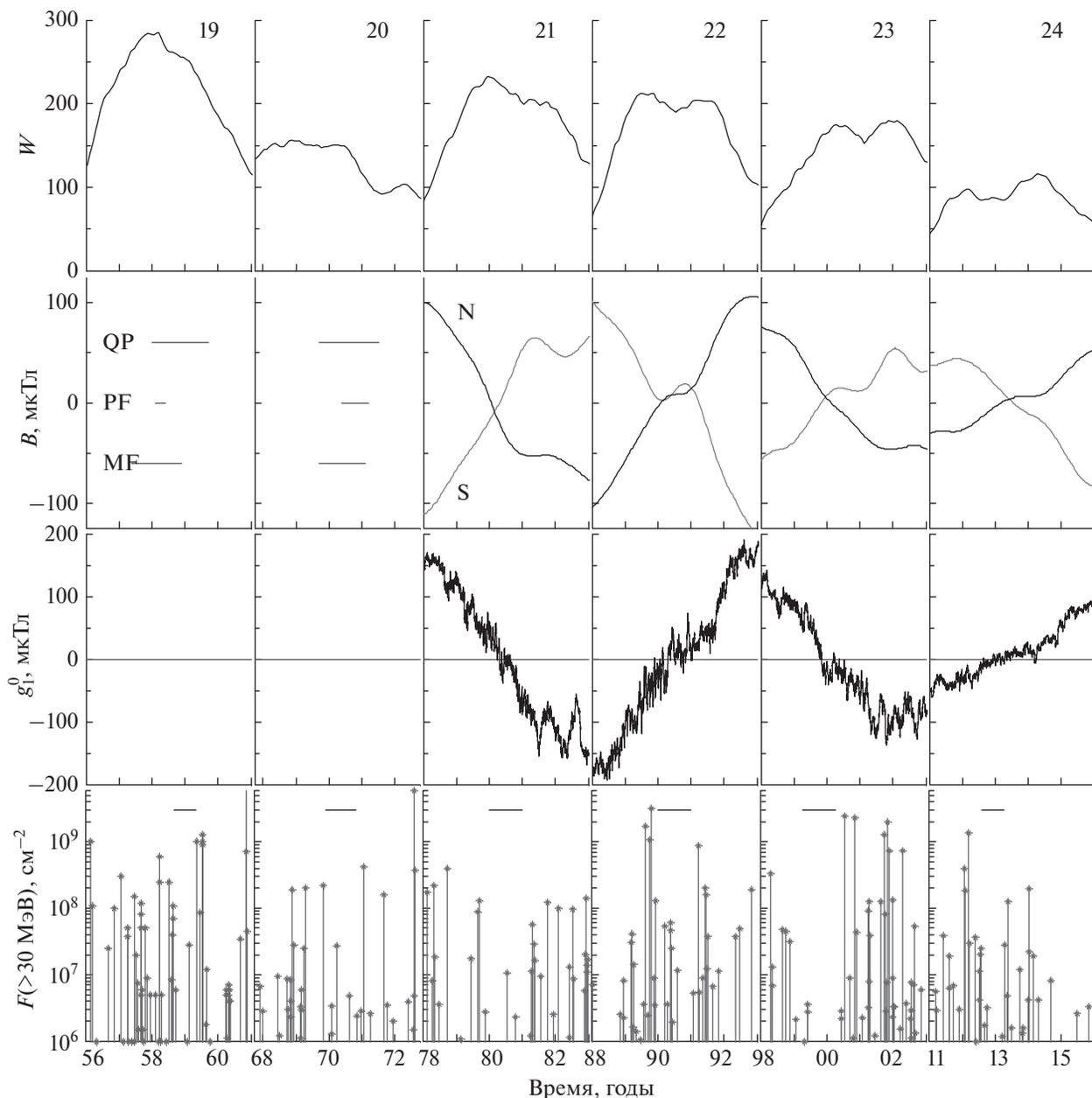
что в 21–23 солнечных циклах в периоды инверсии, определенные с точностью до 1 календарного года по данным наблюдений полярного магнитного поля Солнца обсерватории Wilcox, число СПС и суммарный флюенс протонов с энергиями >30 МэВ в СПС по данным измерений спутника IMP-8 были заметно ниже, чем в годы до и после этого.

В настоящей работе на основе анализа данных экспериментальных измерений потоков СКЛ на высокоорбитальных спутниках и наземных наблюдений Солнца в 1956–2017 гг. анализируются характеристики СПС, включая флюенсы и энергетические спектры протонов, в периоды инверсии магнитного поля Солнца в 19–24 солнечных циклах.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Использованные экспериментальные данные проиллюстрированы на рис. 1.

В работе использовалась составленная нами база данных, содержащая сведения о ~450 СПС в 19–24 солнечных циклах, включающие время события, величину интегрального флюенса протонов с различными энергиями и характеристики



**Рис. 1.** Временные ряды сглаженных чисел Вольфа  $W$  и вертикальных компонент северного и южного полярного поля Солнца  $B_{N,S}$ , главного гауссового коэффициента магнитного поля Солнца  $g_{10}$ , и флюенсов  $F$  протонов с  $E > 30$  МэВ в СПС в 19–24 циклах солнечной активности. Для 19–20 циклов показаны периоды инверсии по ранним наблюдениям полярного поля (MF), числа полярных факелов (PF) и положения волокон (QP) [7]. Найденные периоды понижения числа и флюенсов СПС во время инверсии поля показаны горизонтальными линиями на нижнем графике.

солнечной вспышки. Она использовалась ранее в ряде работ, где анализировалась величина, энергетическое, временное и гелиодолготное распределение флюенсов протонов в СПС (например, [10–13]). Для 19 и 20 циклов сведения об СПС и величинах флюенсов протонов с  $E > 30$  МэВ в них для базы данных взяты из различных опубликованных каталогов [14, 15]. Для СПС с 1970-х гг. по настоящее время флюенсы протонов с различны-

ми энергиями рассчитаны на основе данных долговременных измерений потоков протонов на высокоорбитальных спутниках серий IMP [16] и GOES [17] и космическом аппарате ACE в точке либрации L1 системы Солнце-Земля [18].

Для определения периодов инверсии магнитного поля Солнца в 21–24 солнечных циклах использовались ряды сглаженных значений верти-

кальных компонент  $B_N$  и  $B_S$  северного и южного полярного магнитного поля Солнца и главного гауссова коэффициента  $g_{10}$  поля Солнца по данным обсерватории Wilcox [19]. Для 19–20 циклов использовались данные более ранних наблюдений Солнца, систематизированные в работе [7].

Также использовался ряд сглаженных значений международных чисел Вольфа солнечных пятен новой версии 2.0 [20].

## РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

В [9] было показано, что в периоды инверсии магнитного поля Солнца в 21–23 циклах, определенные с точностью до 1 календарного года, имеет место понижение числа СПС и суммарных флюенсов протонов с  $E > 30$  МэВ. В настоящей работе предпринято развитие предыдущего исследования. В 19–24 солнечных циклах найдены интервалы времени длительностью 8–12 календарных месяцев, характеризующиеся следующими свойствами:

- интервал приходится на время инверсии магнитного поля Солнца: в 21–24 циклах значения  $|B_N - B_S|$  и  $g_{10}$  приближаются к 0; в 19–20 циклах интервал частично совпадает с периодами инверсии, определенными по данным более ранних наблюдений Солнца [7];

- наблюдается уменьшение числа СПС (учитывались СПС с флюенсом  $\geq 10^6$  см<sup>-2</sup>) и значительное, на  $\geq 1$ –2 порядка величины, снижение суммарных флюенсов протонов с  $E > 30$  МэВ в СПС за этот период, по сравнению с периодами равной длительности до и после этого;

- в указанные периоды максимальный флюенс протонов с  $E > 30$  МэВ в СПС, в зависимости от мощности солнечного цикла,  $\leq 1$ –6 · 10<sup>7</sup> см<sup>-2</sup>, тогда как в периоды равной длительности до и после этого происходили мощные СПС с флюенсами  $> 10^8$ – $10^9$  см<sup>-2</sup>.

Найденные интервалы времени показаны на рисунке горизонтальными линиями на нижнем графике. Как видно из рис. 1, на эти интервалы действительно приходится время инверсии магнитного поля Солнца, и во время них заметно уменьшение числа СПС и значительное, не менее чем на порядок величины, снижение максимальных флюенсов.

Также были проанализированы энергетические спектры суммарных интегральных флюенсов протонов с энергиями от  $>1$  до  $>60$  МэВ в СПС в найденные периоды времени и до, и после них в 21–24 циклах. Спектры для 21–23 циклов строили с использованием данных спутника IMP-8, для 24 цикла – GOES 13–15. Рассчитывали аппроксимацию энергетических спектров сте-

пенной функцией  $F(>E) = CE^\gamma$ . Обнаружено, что в найденные периоды времени показатель степени  $\gamma$  уменьшается, т.е. спектры становятся более мягкими.

В табл. 1 сведены найденные периоды инверсии магнитного поля Солнца и понижения числа и флюенсов СПС, число событий, величины суммарных и максимальных флюенсов протонов с  $E > 30$  МэВ в СПС и показателей энергетических спектров в периоды инверсии и равные по длительности периоды до и после этого в 19–24 солнечных циклах.

Также из сравнения со значениями сглаженных чисел Вольфа на рисунке видно, что в рассмотренных солнечных циклах найденные периоды времени расположены после максимума (19, 20 циклы), либо во время локального минимума между 2 “максимумами Гневывшева” (21, 22, 24 циклы); исключением является только 23 солнечный цикл.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе анализа данных спутниковых измерений потоков протонов СКЛ и наблюдений Солнца в 19–24 солнечных циклах найдены интервалы времени длительностью 8–12 месяцев, на которые приходится инверсия магнитного поля Солнца, и во время которых наблюдается понижение числа и флюенсов СПС. В эти периоды времени число солнечных событий меньше, суммарные и максимальные флюенсы протонов в них существенно, на  $\geq 1$ –2 порядка величины, ниже, а энергетические спектры в диапазоне энергий от  $>1$  до  $>60$  МэВ – мягче, чем за равные по длительности периоды до и после этого. В большинстве рассмотренных циклов указанные периоды наступают после максимума сглаженных чисел Вольфа, или в циклах с 2 “максимумами Гневывшева” – во время локальных минимумов между ними.

Данный результат представляется весьма примечательным, в том числе для прикладных задач. Фактически показано существование вблизи максимума активной фазы 19–24 циклов достаточно длительных интервалов времени, когда происходит значительное понижение флюенсов протонов СКЛ.

Авторы не берутся назвать физическую причину данного явления. Например, в [6], оно вызвано уменьшением эффективности ускорения протонов на Солнце в силу структурных изменений поля в период инверсии. В продолжение данного исследования предполагается проанализировать в т.ч. частоту и мощность солнечных вспышек и

**Таблица 1.** Число СПС с флюенсом  $\geq 10^6$  см $^{-2}$ , суммарный и максимальный флюенсы протонов с  $E > 30$  МэВ, и показатель энергетического спектра  $\gamma$  флюенсов протонов с  $E > 1-60$  МэВ в периоды до, во время и после инверсии магнитного поля Солнца в 19–24 солнечных циклах

Цикл	Параметр	До инверсии	Во время инверсии	После инверсии
19	Время	01.1958–08.1958	09.1958–04.1959	05.1959–12.1959
	$N$ СПС	12	3	8
	$\text{sum}F$	$1.3 \cdot 10^9$	$3.5 \cdot 10^7$	$4.3 \cdot 10^9$
	$\text{max}F$	$6 \cdot 10^8$	$2.8 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^9$
20	Время	01.1969–11.1969	12.1969–10.1970	11.1970–09.1971
	$N$ СПС	7	4	5
	$\text{sum}F$	$4.6 \cdot 10^8$	$4.0 \cdot 10^7$	$5.9 \cdot 10^8$
	$\text{max}F$	$2.2 \cdot 10^8$	$2.7 \cdot 10^7$	$4.2 \cdot 10^8$
21	Время	01.1979–12.1979	01.1980–12.1980	01.1981–12.1981
	$N$ СПС	4	2	7
	$\text{sum}F$	$2.3 \cdot 10^8$	$1.3 \cdot 10^7$	$2.5 \cdot 10^8$
	$\text{max}F$	$1.2 \cdot 10^8$	$1.1 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^8$
	$\gamma$	–1.4	–1.8	–1.4
22	Время	01.1989–12.1989	01.1990–12.1990	01.1991–12.1991
	$N$ СПС	14	8	10
	$\text{sum}F$	$6.2 \cdot 10^9$	$2.0 \cdot 10^8$	$1.3 \cdot 10^9$
	$\text{max}F$	$3.2 \cdot 10^9$	$6.0 \cdot 10^7$	$8.9 \cdot 10^8$
	$\gamma$	–0.9	–1.3	–1.1
23	Время	04.1998–03.1999	04.1999–03.2000	04.2000–03.2000
	$N$ СПС	8	3	9
	$\text{sum}F$	$4.8 \cdot 10^8$	$8.0 \cdot 10^6$	$5.0 \cdot 10^9$
	$\text{max}F$	$3.4 \cdot 10^8$	$3.5 \cdot 10^6$	$2.5 \cdot 10^9$
	$\gamma$	–1.4	–1.6	–0.9
24	Время	12.2011–07.2012	08.2012–03.2013	04.2013–11.2013
	$N$ СПС	10	3	8
	$\text{sum}F$	$2.1 \cdot 10^9$	$6.0 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^8$
	$\text{max}F$	$1.4 \cdot 10^9$	$3.1 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^8$
	$\gamma$	–1.3	–2.5	–1.6

характеристики активных областей в периоды инверсии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крайнев М.Б., Стожков Ю.И., Чарахчян Т.Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. № 11. С. 2099.
2. Крайнев М.Б. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55. С. 1942.
3. Krainev M.B., Bazilevskaya G.A., Makhmutov V.S. // Proc. 27th ICRC (Hamburg, 2001). P. 3847.
4. Охлопков В.П., Стожков Ю.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 7. С. 1009; Okhlopkov V.P., Stozhkov Yu.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. No. 7. P. 977.
5. Крайнев М.Б. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 185; Krainev M.B. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 166.
6. Nagashima K., Sakakibara S., Morishi I. // Geomagn. Geoelectr. 1991. V. 43. No. 8. P. 685.
7. Крайнев М.Б., Базилевская Г.А., Сладкова А.И. // Тр. конф. “Современные проблемы солнечной цикличности” (Санкт-Петербург, 1997). С. 362.
8. Крайнев М.Б., Базилевская Г.А., Флюкигер Е. и др. // Труды конф. “Новый цикл активности Солнца” (Санкт-Петербург, 1998). С. 95.
9. Гецелев И.В., Охлопков В.П., Чучков Е.А. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2004. № 3. С. 25.
10. Гецелев И.В., Подзолко М.В., Веселовский И.С. // Астрон. вестн. 2009. Т. 43. № 2. С. 145; Getselev I.V.,

- Podzolkо M.V., Veselovsky I.S.* // Sol. Sys. Res. 2009. V. 43. No. 2. P. 136.
11. *Гецелев И.В., Охлопков В.П., Чучков Е.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. № 4. С. 486.
12. *Podzolkо M.V.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1181. No. 1. Art. No. 012016.
13. *Подзолко М.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 594; *Podzolkо M.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 535.
14. *Долгинова Ю.Н.* Солнечно-земная физика. Т. 2. М.: ИЗМИРАН, 1972.
15. *Акиньян С.Т., Базилевская Г.А., Ишков В.Н. и др.* Каталог солнечных протонных событий 1970–1979 гг. М.: ИЗМИРАН, 1982.
16. <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>.
17. <http://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes>.
18. <http://izwl.caltech.edu/ACE>.
19. <http://wso.stanford.edu>.
20. <http://sidc.be/silso>.

## Characteristics of solar proton events during the periods of Sun's magnetic field reversal in the last 6 solar cycles

**M. V. Podzolkо<sup>a,\*</sup>, V. V. Kalegaev<sup>a,b</sup>, K. A. Ustinov<sup>b</sup>**

<sup>a</sup>*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia*

<sup>b</sup>*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia*

*\*e-mail: spacerad@mail.ru*

Characteristics of solar proton events during the periods of Sun's magnetic field reversal in 19–24 solar activity cycles have been considered. In each of these solar cycles periods of time with duration of 8–12 months have been found, during which the number of solar events, total and maximal proton fluences were lower and the energy spectra were softer, than during the periods of equal duration before and after that. In most of the considered cycles the mentioned periods occurred after the cycle maximum or during the local “Gnevyshev minima”.

УДК 537.591.5

## СОЛНЕЧНЫЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОНЫ И ПРОТОНЫ 28 ОКТЯБРЯ 2021 ГОДА (GLE 73)

© 2023 г. А. Б. Струминский<sup>1</sup> \*, И. Ю. Григорьева<sup>2</sup>, Ю. И. Логачев<sup>3</sup>, А. М. Садовский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт космических исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Главная астрономическая обсерватория Российской академии наук”, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

\*E-mail: astruminsky@gmail.com

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Рассматривается протонное событие 28 октября 2021 года, сопровождавшееся первым в текущем 25 цикле (73 в истории наблюдений) наземным возрастанием интенсивности космических лучей (GLE73). Период развития родительской вспышки с наибольшим энерговыделением длился более 10 мин, в процессе которого происходили: ускорение коронального выброса массы и, одновременно, ускорение заряженных частиц до релятивистских энергий. Подобие временных профилей интенсивности релятивистских электронов и протонов на орбите Земли, свидетельствует о стохастическом механизме их ускорения. Эруптивная вспышка X1.0 28 октября 2021 года в жестком рентгеновском излучении ( $>100$  кэВ) по временным характеристикам подобна вспышке M5.1 17 мая 2012 г. с координатами N11W76 (GLE71). Относительно позднее начало возрастания потоков релятивистских электронов и протонов на орбите Земли в событии GLE73 по сравнению с событием GLE71 объясняется расположением вспышки 28 октября 2021 г. (S26W05) и вылетом коронального выброса массы в южном направлении.

DOI: 10.31857/S0367676523701818, EDN: OSLIHV

### ВВЕДЕНИЕ

Анализ наблюдений солнечных релятивистских электронов и протонов в некоторых событиях 23 и 24 циклов активности позволил нам сделать вывод, что ускорение на ударных волнах корональных выбросов массы (КВМ) не является преобладающим механизмом набора энергии электронами и протонами [1, 2]. Этот вывод следовал из невозможности ускорения релятивистских электронов ударными волнами и наблюдающегося подобия временных профилей электронов  $>1$  МэВ и протонов  $>100$  МэВ. Солнечные электроны  $>1$  МэВ и протоны  $>100$  МэВ ускоряются стохастически в эруптивных вспышках длительностью  $>10$  мин одновременно с ускорением КВМ [3].

Ниже мы применяем методы и подходы, развитые в [3–5], для исследования протонного события 28 октября 2021 г., которое сопровождалось первым в текущем 25 цикле солнечной активности наземным возрастанием (ground level

enhancement, GLE) интенсивности космических лучей и 73 GLE в истории их наблюдений [6].

Мы исследуем взаимосвязь солнечной вспышки X1.0 28 октября 2021 г. и сопровождающего ее КВМ. Показываем, как это было сделано в [3, 7] для события 17 мая 2012 г. (GLE 71), что наблюдения солнечных релятивистских протонов и электронов вблизи Земли не противоречат их ускорению во время наиболее эффективного вспышечного энерговыделения – ускорения КВМ. Далее мы сравниваем наблюдения этих двух протонных событий и делаем обобщающие выводы.

### НАБЛЮДЕНИЯ 28 ОКТЯБРЯ 2021 ГОДА

Основные характеристики относительно нулевого времени приведены в табл. 1, данные взяты из файлов YYYYMMDDevents.txt [8]. Так как для события 28 октября 2021 г. в файле 20211028events.txt [8] нет информации об излучении на частотах  $>610$  МГц, то за нуль времени выбрано начало радиоизлучения на частоте

**Таблица 1.** А – дата, нулевое время UT, балл и координаты вспышки, Б – начало, максимум и конец SXR вспышки (GOES); В – время  $T_{max}$  и  $EM_{max}$ ; Г – время первого появления КВМ (LASCO\_C2) и его средняя скорость, момент второго кадра и скорость КВМ (1, 2), измеренный позиционный угол (MPA); Д – начало, максимум и конец радиоизлучения на 245 МГц (RSTN); Е – момент, величина максимума (1 СЕП =  $10^{-22}$  Вт/м<sup>2</sup>Гц) и конец излучения на 15.4 ГГц (RSTN); Ж – начало радио всплесков III, II и IV типов; З – начало отклика ACS SPI на солнечные протоны и начало GLE

А	Б, мин	В, мин	Г, мин, км/с, мин, км/с, град	Д, мин	Е, мин, СЕП, мин	Ж, мин	З, мин
17.05.2012	–5	+10	+18, 1582	–1	+6	+3	+10
01:30 M5.1	+17	+22	+30, 1757	+12	300	+1	+13
N07W28	+44		268	+28	+14	+2	
28.10.2021	–10	+3.5	+21, 1520	0	–	+2	+20
15:27 X1.0	+8	+9.5	+33, 1934	+2		+2	+18 ± 6 [12]
S26W05	+21		190	+25		+5	

610 МГц, а не 15.4 ГГц, как было принято в [1–3]. Температура  $T$  и мера эмиссии  $EM$  вспышечной плазмы, излучающей мягкий рентген (SXR), рассчитывались по данным наблюдений GOES в двух SXR каналах. Была использована стандартная процедура SolarSoft.

Информация о КВМ взята из каталога SOHO/LASCO [9]. В табл. 1 приведены времена первого и второго кадра КВМ –  $t_1$  и  $t_2$ , его средняя скорость  $V_{cp}$  и скорость распространения от первого до второго зарегистрированного положения  $V_{12}$  (скорость первого появления). Направление распространения КВМ в каталоге характеризуется позиционным углом (PA – Position Angle), который измеряется от направления на север против часовой стрелки ( $\sim 270^\circ$  соответствует западной полусфере, экватору Солнца и плоскости эклиптики).

Антисовпадательная защита спектрометра на КА ИНТЕГРАЛ (Anti-Coincidence Shield of Spectrometer on INTEGRAL – ACS SPI) [10] регистрирует жесткое рентгеновское излучение (HXR)  $> 100$  кэВ и протоны  $> 100$  МэВ. Мы используем эффективный, но не калиброванный детектор ACS SPI для исследования взаимосвязи солнечных вспышек и протонных событий [1–3, 7]. Момент первого прихода солнечных протонов на орбиту Земли в табл. 1 указан по данным ACS SPI (превышение над фоном HXR излучения) и по данным нейтронных мониторов – начало GLE события.

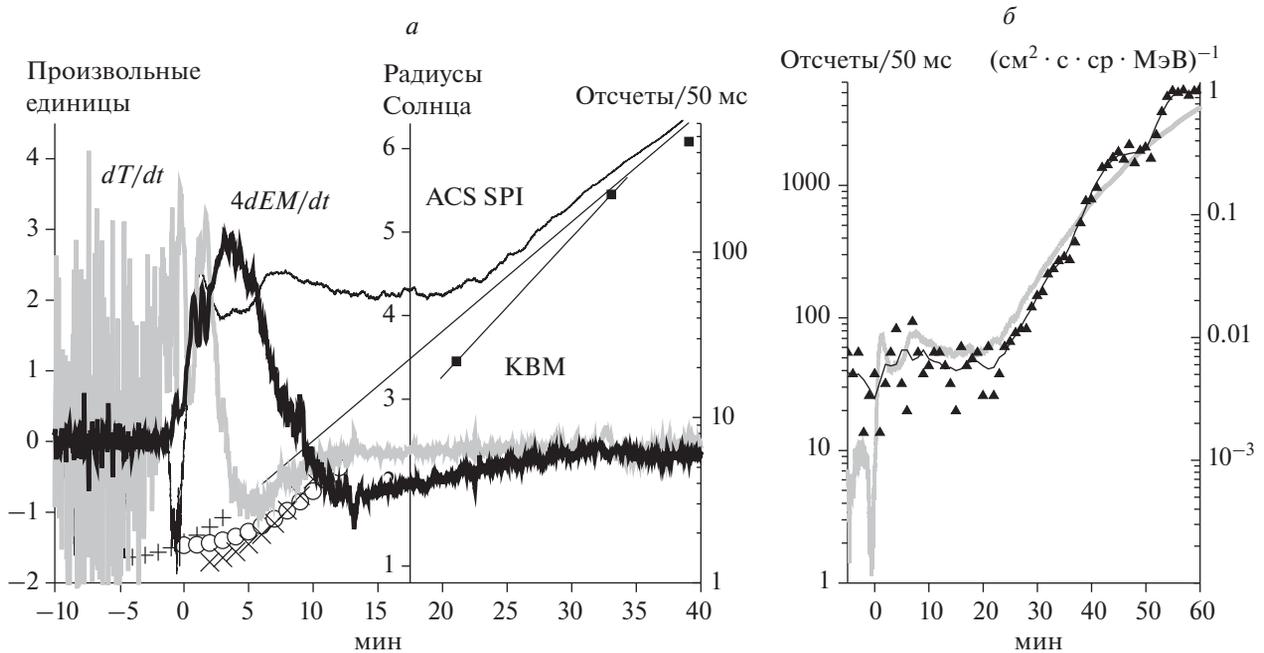
Вспышка X1.0 28 октября 2021 г. примечательна тем, что о ее радиоизлучении на частотах выше 610 МГц по данным Radio Solar Telescope Network (RSTN) нет информации в файле 20211028events.txt [8]. Возможно, интенсивность радиоизлучения этих частотах не превысила порог регистрации RSTN. Нам известна еще только одна вспышка, в которой отсутствовало радиоизлучение на ча-

стотах выше 1415 ГГц, но при этом она сопровождалась HXR излучением – C7.2 22 декабря 2009 г. [11].

Взаимосвязь развития явлений во вспышке 28 октября 2021 г. и ускорения КВМ иллюстрирует рис. 1а. Вблизи 0 мин практически одновременно началось HXR (ACS SPI) и радиоизлучение на частотах 610–245 МГц RSTN, рост  $EM$  (SXR) (см. рис. 1а и табл. 1). На развитие вспышек на больших высотах в короне, как в случае 17 мая 2012 г. [3], так и 28 октября 2021 г, указывает радиоизлучение на частоте 245 МГц, (табл. 1), малый темп счета ACS SPI и относительно малые величины  $dEM/dt$ .

По величине  $EM$  можно оценить линейный размер SXR источника. Действительно,  $L(t) < \sqrt[3]{EM(t)/2n_0(t)^2}$ , где  $n_0$  – концентрация плазмы источника радиоизлучения. При  $t = 0$  мин  $EM = 1.8 \cdot 10^{48}$  см<sup>–3</sup>, для концентраций плазмы  $4.6 \cdot 10^9$  и  $7.4 \cdot 10^8$  см<sup>–3</sup>, характерных для плазменных частот 610 и 245 МГц, получаем линейные размеры 35 и 118 Мм. В максимуме температуры  $t = +3.5$  мин  $EM = 1.8 \cdot 10^{49}$  см<sup>–3</sup> и соответствующие оценки линейных размеров SXR источника будут 75 и 254 Мм, а в максимуме меры эмиссии при  $t = +9.5$  мин  $EM = 4.0 \cdot 10^{49}$  см<sup>–3</sup> – 98 и 332 Мм. Таким образом, первичное ускорение электронов и выделение энергии происходило в нижней короне на высотах  $\sim 35$ –100 Мм. Эти оценки обосновывают выбор положения КВМ перед началом его ускорения  $R_0$ , который сделан ниже.

По нашим представлениям эффективное ускорение КВМ происходит на фоне роста  $T$  и  $EM$  [3, 5], при их положительных производных (рис. 1а). Для оценки положения КВМ до его появления в поле зрения LASCO C2 мы используем метод сшивки равноускоренного и равномерного движения [5]. Предполагаем, что КВМ начинает



**Рис. 1.** Событие 28 октября 2021 г. Производные по времени температуры и меры эмиссии вспышечной плазмы (а) – толстые серая и черная кривые; темп счета ACS SPI за 50 мс (сглаженные средние за 1 мин, фон вычтен) – темно серая кривая. Положения КВМ – черные квадраты (наблюдения LASCO), черные прямые (линейные аппроксимации наблюдений) – “ранняя” и “поздняя”. Результаты расчета положения КВМ при разных параметрах шивки и ускорения (см. описание в тексте и параметры в табл. 2): крестики “+” – “ранняя аппроксимация” и  $R_0 = 1.1 \cdot R_S$ ; открытые кружки – “поздняя аппроксимация” и  $R_0 = 1.25 \cdot R_S$ ; крестики (×) – “поздняя аппроксимация” и  $1.1 \cdot R_S$ . Временные профили темпа счета ACS SPI за 50 мс (б) (толстая серая кривая – сглаженные средние за 1 мин, фон вычтен) и потока электронов 2.64–10.4 МэВ SOHO/EPHIN (черные треугольники – 1 мин средние, тонкая черная линия – сглаженные средние за 5 мин).

двигаться из положения  $R_0$  в момент  $t_0$  с начальной скоростью  $V_0 = 0$  и ускорением  $a = \text{const}$  до момента  $t$ . После момента  $t$  до положения  $R$  КВМ движется со скоростью  $V = \text{const}$ , которая известна из наблюдений коронографа LASCO. Линейная аппроксимация положений КВМ в различные моменты наблюдений – это  $R(t) = A + Bt$ . Из условий шивки находим, что  $t = (2R_0 - 2A - Bt_0)/B$ .

В табл. 2 и на рис. 1а представлены два варианта аппроксимации наблюдений LASCO – “ранняя” (использованы все зарегистрированные положения КВМ) и “поздняя” (использованы первое и второе положения КВМ) для двух значений  $R_0 = 1.1R_S$  и  $R_0 = 1.25R_S$ . Нижние индексы у величин  $t$  и  $a$  в табл. 2 соответствуют выбранному значению  $R_0$ . На рис. 1а видно, что “ранняя аппрок-

симация” “промахивается” относительно времени развития вспышки.

Согласно оценкам [12] длина пути, пройденного солнечными протонами 28 октября 2021 г. была  $\approx 1.4$  а.е. Для протонов 100 и 500 МэВ ( $V/c = 0.43$  и  $0.76$ ) время запаздывания относительно электромагнитного сигнала будет  $\sim 10$  мин и  $\sim 7$  мин. Если первые протоны были зарегистрированы на +20 мин (табл. 1), то момент их выхода на нужную силовую линию будет на +10 мин и +13 мин, соответственно. Таким образом, протоны от 100 до 500 МэВ ускорялись во время наибольшего энерговыделения вспышек – ускорения КВМ согласно “поздней аппроксимации” (см. рис. 1а и табл. 2).

Сравнение временных профилей интенсивности электронов 2.64–10.4 МэВ SOHO/EPHIN [13]

**Таблица 2.** Режимы ускорения КВМ от вспышки X1.0 28.10.2021

	$t_0$ , с	$A$ , км	$B$ , км/с	$t_{1.1}$ , с	$a_{1.1}$ , км/с <sup>2</sup>	$t_{1.25}$ , с	$a_{1.25}$ , км/с <sup>2</sup>
Ранняя	–300	829451	1520	216	2.9	354	2.5
Поздняя	0	–44488	1934	766	2.5	946	2.0
	180			658	4.0	674	3.9

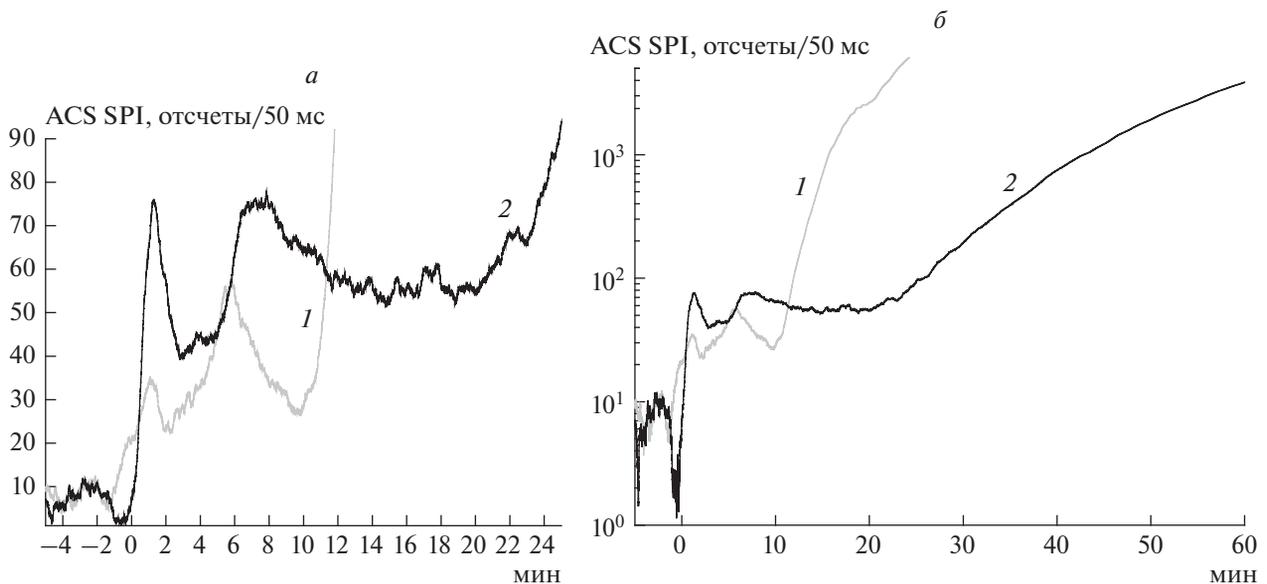


Рис. 2. Временные профили темпа счета ACS SPI за 50 мс (сглаженные средние за 1 мин, фон вычтен) в событиях: (1) – 17 мая 2012 г. и (2) 28 октября 2021 г. Панели (а) и (б) различаются горизонтальными и вертикальными масштабами.

и темпа счета ACS SPI показаны на рис. 1б. Видно подобие временных профилей примерно с +25 мин. Не исключено, что значительные флуктуации потока электронов между 0 и +20 мин (рис. 1б) связаны с отдельными актами ускорения электронов. Интенсивность НХР была значительно выше фона (рис. 2а) до начала протонного возрастания ACS SPI, поэтому, по крайней мере, электроны >100 кэВ ускорились в это время.

## ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2а сравниваются временные профили ACS SPI в событиях 28 октября 2021 г. и 17 мая 2012 г. в линейном масштабе. Большой темп счета НХР излучения 28 октября 2021 г. может быть связан как с большим числом уже ускоренных нетепловых электронов, так и большей  $EM$  (концентрацией частиц и объемом излучающей SXR плазмы). Действительно в событии X1.0 28 октября 2021 г.  $EM$  была больше, чем  $EM$  в M5.1 17 мая 2012 г., между +0.5 и +16.7 мин.

По классификации [14] обе вспышки относятся к стандартным эруптивным вспышкам, происходящим над группами пятен. По нашему мнению [15], эруптивные вспышки надо разделять на две группы: с выраженной и не выраженной импульсной фазой в SXR излучении. Сравнивая  $dT/dt$  и  $dEM/dt$  в двух рассматриваемых вспышках (рис. 1а и см. рис. 3 [3]) можно заключить, что импульсная фаза во вспышке X1.0 28 октября 2021 года выражена сильнее.

Согласно наблюдениям EOVSA (the extended owens valley solar array) вспышки X1.0 28 октября 2021 г. максимум спектра микроволнового излу-

чения 1–18 ГГц наблюдался на частоте ~5 ГГц. Поток в максимуме спектра был менее 1000 СЕП [16]. В работе [17] сделан вывод, что спектр радиоизлучения вспышки X1.0 28 октября 2021 г. не является характерным для протонных вспышек. Отметим, что согласно критерию “протонности” по радиоизлучению вспышек [18], как вспышка X1.0 28 октября 2021 г., так вспышка M5.1 17 мая 2012 г., таковыми быть не должны.

Временная динамика НХР излучения (вспышечного энерговыделения) в рассматриваемых двух вспышках схожа первые ~10 мин. В этот отрезок времени в нижней короне происходит мощное энерговыделение (способствующее стохастическому ускорению заряженных частиц) и ускорение КВМ – “синергия” вспышек и КВМ. Понятие “синергии” было введено в работе [19], где было проведено комплексное исследование события 10 сентября 2017 г. (GLE 72). Однако, несмотря на схожую “синергию” (динамику процессов ускорения) и близкие длины пути распространения частиц  $\approx(1.3 \pm 0.1)$  а.е. [3, 12], в двух рассматриваемых событиях значимо различаются времена первого видимого отклика ACS SPI на приход первых солнечных протонов и скорости роста протонного сигнала ACS SPI (рис. 2).

В случае протонного события 17 мая 2012 г. (GLE 71) условия выхода и распространения частиц в межпланетном пространстве до Земли были наиболее благоприятными (N11W76, PA = 268), что обеспечило ранний приход протонов и быстрый рост их интенсивности. В случае же события 28 октября 2021 года (GLE 73) положение активной области на солнечном диске (S26W05) и распространение КВМ в южном на-

правлении (РА ~ 190) не были благоприятными, что создало условия для позднего прихода протонов и медленного роста их интенсивности. Отметим, что исследование анизотропии протонов в [12] показало приход протонов с южного направления. Это указывает на то, что процесс коронального распространения солнечных протонов [20] непосредственно связан с распространением и расширением корональной плазмы.

Электроны и протоны ускорялись стохастически во множество элементарных актов, чья длительность меньше всего события, до, во время и после ускорения КВМ. В этом случае большое количество протонов, способных генерировать  $\pi_0$ -мезоны, находились длительное время между областью вспышки и фронтом КВМ, а распадающиеся  $\pi_0$ -мезоны были источником длительного  $\gamma$ -излучения с энергией > 100 МэВ. Действительно по информации [16] такое солнечное излучение наблюдалось детектором Fermi/LAT 28 октября 2021 г.

Авторы благодарны участникам космических экспериментов ACS SPI, GOES, EPHIN и LASCO за возможность использовать открытые данные.

Работа была поддержана субсидиями по теме “Плазма” (АБС и АМС) в ИКИ РАН и теме “Энерговыведение” (ИЮГ) в (ГАО РАН).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И. и др. // Физ. плазмы. 2020. Т. 46. № 2. С. 139; *Struminskiy A.B., Grigor'eva I.Yu., Logachev Yu.I. et al. // Plasma Phys. Rep.* 2020. V. 46. No. 2. P. 176.
2. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И. и др. // Астрофизика. 2020. Т. 63. № 3. С. 437; *Struminsky A.B., Grigoriva I.Yu., Logachev Yu.I. et al. // Astrophysics.* 2020. V. 63. No. 3. P. 388.
3. Григорьева И.Ю., Струминский А.Б. // Астрон. журн. 2022. Т. 99. № 6. С. 486; *Grigorieva I.Yu., Struminsky A.B. // Astron. Reports.* 2022. V. 66. No. 6. P. 481.
4. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., Садовский А.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 8. С. 1180; *Struminsky A.B., Grigorieva I.Yu., Logachev Yu.I., Sadovskii A.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 8. P. 907.
5. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., Садовский А.М. // Геомагн. и аэроном. 2021. Т. 61. № 6. С. 683; *Struminskiy A.B., Grigorieva I.Yu., Logachev Yu.I., Sadovski A.M. // Geomagn. Aeron.* 2021. V. 61. No. 6. P. 781.
6. *Papaioannou A., Kouloumvakos A., Mishev A. et al. // Astron. Astrophys.* 2022. V. 660. Art. No. L5.
7. Струминский А.Б. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 597; *Struminsky A.B. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2019. V. 83. No. 5. P. 538.
8. [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/NOAA/org\\_events\\_text](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/org_events_text).
9. [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list).
10. <https://isdc.unige.ch/~savchenk/spiacs-online/spiacs-ip-nlc.pl>.
11. Григорьева И.Ю., Струминский А.Б., Шаховская А.Н. // Тр. XXV конф. “Солнечная и солнечно-земная физика-2021” (Санкт-Петербург, 2021). С. 101.
12. *Mishev A.L., Leon G., Kocharov L.G. et al. // Sol. Phys.* 2022. V. 298. P. 88.
13. <http://www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phpeph/EPHIN.htm>.
14. *Ishkov V.N. // Astron. Astrophys. Trans.* 2001. V. 20. No. 3. P. 563.
15. *Struminsky A.B., Logachev Yu. I., Grigorieva I.Yu. et al. // Geomagn. Aeron.* 2020. V. 60. P. 1057.
16. *Klein K.-L., Musset S., Vilmer N. et al. // Astron. Astrophys.* 2022. V. 663. P. A173.
17. *Chertok I.M. // MNRAS.* 2022. V. 517. P. 2709.
18. *Чертюк И.М. // Геомагн. и аэроном.* 2018. Т. 58. С. 471; *Chertok I.M. // Geomagn. Aeron.* 2018. V. 58. P. 457.
19. *Kocharov L., Omodei N., Mishev A. et al. // Astrophys. J.* 2021. V. 915. P. 12.
20. *Базилевская Г.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1984. Т. 48. С. 11.

### Solar relativistic electrons and protons on October 28, 2021 (GLE73)

A. B. Struminsky<sup>a, \*</sup>, I. Yu. Grigorieva<sup>b</sup>, Yu. I. Logachev<sup>c</sup>, A. M. Sadovskii<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

<sup>b</sup> Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Saint-Petersburg, 196140 Russia

<sup>c</sup> Lomonosov Moscow State University, Sobel'syn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 111234 Russia

\*e-mail: astruminsky@gmail.ru

The proton event of October 28, 2021, which was accompanied by the first in the current 25th cycle and the 73rd in the history of observations, a ground-based enhancement in the intensity of cosmic rays (GLE73), is considered. The development of the parent flare lasted more than 10 min against the background of the highest energy release simultaneously creating the conditions both for acceleration of the coronal mass ejection (CME) and acceleration of charged particles to relativistic energies. The similarity of time intensity profiles of relativistic electrons and protons in the Earth's orbit indicates a stochastic mechanism of their acceleration. The X1.0 eruptive flare on October 28, 2021, is similar in hard X-ray emission to the M5.1 flare on May 17, 2012 (GLE71). The relatively late start of the increase in the fluxes of relativistic electrons and protons in the Earth's orbit compared to the GLE71 event is explained by the location of the flare on October 28, 2021 (S26W05) and the southward launch of the CME.

УДК 524.1-352

## МОНИТОРИНГ ГЕЛИОСФЕРЫ, МАГНИТОСФЕРЫ И АТМОСФЕРЫ ПО ЭФФЕКТАМ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ В АВГУСТЕ 2018 ГОДА

© 2023 г. И. И. Ковалев<sup>1, \*</sup>, С. В. Олемской<sup>1</sup>, В. Е. Сдобнов<sup>1</sup>, А. Н. Дмитриева<sup>2</sup>, В. В. Шутенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики  
Сибирского отделения Российской академии наук”, Иркутск, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

\*E-mail: ivankov@mail.iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

По данным наземных измерений космических лучей на мировой сети нейтронных мониторов с привлечением данных комплекса мюонных телескопов в Якутске и мюонного годоскопа УРАГАН (Москва) без исправления их на температурный эффект модифицированным методом спектрографической глобальной съемки для события в августе 2018 г. выполнено разделение вариаций космических лучей на составляющие межпланетного, магнитосферного и атмосферного происхождения. Получены временные траектории изотропного потока первичных частиц разных жесткостей,pitch-угловой анизотропии космических лучей, ориентации межпланетного магнитного поля, изменения жесткости геомагнитного обрезания в Иркутске и среднемассовой температуры атмосферы в пунктах наблюдений заряженных компонент.

DOI: 10.31857/S036767652370182X, EDN: OSNWXJ

### ВВЕДЕНИЕ

Август 2018 г. в основном отличался низким уровнем солнечной активности. Основная масса событий, произошедших на Солнце в этот период, имела низкую геоэффективность [1]. Исключением являлся корональный выброс массы, произошедший 20 августа 21:43 UTC. Источник – эрупция жгута, координаты источника – N40W05. Скорость солнечного ветра (СВ) не превышала 400 км/с. Модуль и  $B_z$ -компонента межпланетного магнитного поля (ММП) составили 3.3 и  $-1.9$  нТл. Событие проходило в два этапа и наблюдалось с аппарата STEREO-A, при этом значительных изменений в потоке мягкого рентгена оба этапа не вызвали. Тем не менее, событие вызвало магнитную бурю 25–26 августа 2018 г. В течение геомагнитной бури значение  $Dst$ -индекса достигло  $-175$  нТл, скорость СВ – 444 км/с. Модуль и  $B_z$ -компонента ММП достигли значений 18.2 и  $-14.7$  нТл соответственно. Магнитная буря сопровождалась форбуш-эффектом [3]. Также на некоторых станциях космических лучей (КЛ) – преимущественно в северном полушарии – после форбуш-эффекта наблюдалось резкое повышение интенсивности КЛ. Согласно моделированию ISWA [4], КВМ был направлен под небольшим углом в сто-

рону севера и не затронул южное полушарие планеты.

Целью данной работы является исследование состояния гелиосферы, магнитосферы и атмосферы в период августа 2018 г. по данным наземных наблюдений интенсивности КЛ на мировой сети станций с привлечением данных Якутского комплекса мюонных телескопов (МТ) (ИКФИА СО РАН, Якутск) [5] и мюонного годоскопа УРАГАН (МИФИ, Москва) [6, 7].

### МЕТОД И ДАННЫЕ

Анализ проводился с помощью метода спектрографической глобальной съемки (СГС) [8, 9]. Данный метод использует данные мировой сети нейтронных мониторов и успешно применяется для анализа событий в межпланетной среде [10, 11]. Благодаря учету магнитосферных вариаций метод СГС может также использоваться для проверки моделей магнитосферы [12].

Метод был модифицирован для использования данных заряженных компонент КЛ без введения предварительных поправок на температурный эффект [13]. Привлечение данных заряженной компоненты позволяет увеличить диапазон энергий регистрируемых первичных КЛ и расши-

речь наблюдательную базу [14]. Также в результате модификации метод приобрел дополнительную возможность получать информацию о температурном режиме атмосферы.

В данном исследовании использовались среднечасовые данные: мировой сети нейтронных мониторов (36 станций); мюонного годоскопа УРАГАН – интенсивности частиц под зенитными углами 0–17, 17–26, 26–34, 34–44, 44–90 градусов, интегрированные по азимутальному углу, зарегистрированные тремя супермодулями (15 каналов) [6, 7]; комплекса мюонных телескопов в Якутске (использовались сглаженные скользящим средним данные 10 каналов телескопов на уровнях 0 и 7 м.в.э.) [5].

В качестве базового уровня для расчета относительной интенсивности была выбрана средняя скорость счета за 1 августа 2018 г.

Для проверки достоверности полученных результатов по ориентации ММП привлекались данные OmniWEB [15], а также данные по температурному разрезу, полученному от системы прогнозирования атмосферы GDAS [17].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены модуль ММП ( $|B|$ ), скорость солнечного ветра ( $V$ ), наблюдаемые на космических аппаратах (КА) (сплошная линия) и рассчитанные по данным наземных измерений на мировой сети станций КЛ (штриховая линия) широта ( $\Psi_0$ ) и долгота ( $\lambda_0$ ) направления вектора ММП, вариации изотропного потока ( $\Delta J/J$ ), амплитуды первой ( $A1$ ) и второй ( $A2$ ) гармоник питч-угловой анизотропии для частиц с жесткостью 4 ГВ и изменения жесткости геомагнитного обрезания (ЖГО) ( $\Delta R_c$ ) для Иркутска ( $R_c = 3.66$  ГВ).

Можно отметить общее согласие данных о направлении вектора ММП, полученных от КА и методом СГС.

По совокупности данных, представленных на рис. 1, за август 2018 г. можно выделить два события, 15–17 и 25–27 августа. Первое из них характеризуется форбуш-эффектом и отрицательным изменением ЖГО,  $Dst$ -индекс достигал значения  $-34$  нТл, скорость солнечного ветра 543 км/с, модуль и  $B_z$ -компонента ММП 9.5 и  $-7.9$  нТл соответственно. При этом значение  $\Delta R_c$  в Иркутск составило  $\sim -0.36$  ГВ, падение интенсивности изотропного потока частиц с жесткостью 4 ГВ на границе магнитосфер:  $-5\%$ .

Более значительным является второе событие, более подробно описанное во введении. По данным СГС наблюдается: максимальное падение интенсивности изотропного потока частиц с жесткостью 4 ГВ на границе магнитосферы за период 25–27 августа вместе с форбуш-эффектом

до  $\sim -15\%$ ; повышения амплитуды  $A1$  за период 25–27 августа до 30%, свидетельствующие о входе и выходе Земли из образования типа магнитной ловушки [6]; повышение амплитуды  $A2$  до 5%, свидетельствующее о наличии на орбите Земли структуры типа магнитной петли в период 25–27 августа [18]. Максимальное изменение  $\Delta R_c$  в период геомагнитного возмущения в Иркутске составило  $\sim -1.04$  ГВ, а временной ход  $\Delta R_c$  хорошо коррелирует с временным ходом  $Dst$ -индекса (коэффициент корреляции  $\sim 0.8$ ).

В пунктах измерения интенсивности заряженных компонент (Москва и Якутск) модифицированным методом СГС получены изменения и значения среднемассовой температуры. Результаты приведены на рис. 2. Можно отметить удовлетворительное согласие с данными GDAS.

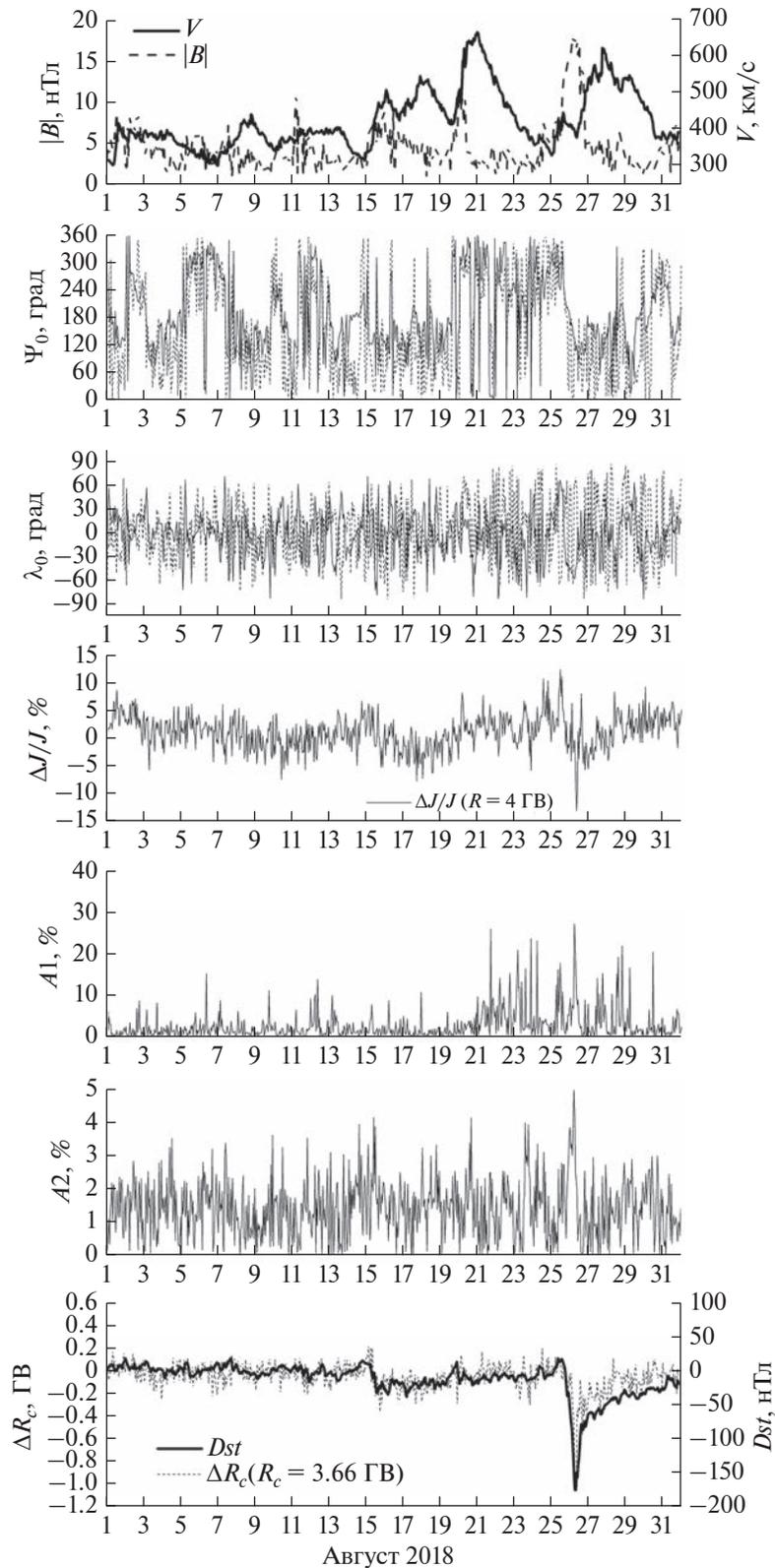
## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По наземным наблюдениям КЛ на мировой сети нейтронных мониторов с привлечением данных измерений интенсивности заряженных компонент в Якутске (ИКФИА СО РАН) и Москве (МИФИ) проведен мониторинг межпланетной среды, магнитосферы и атмосферы Земли в августе 2018 г. Получены вариации первичных КЛ различных жесткостей на орбите Земли, амплитуды питч-угловой анизотропии КЛ, информация об ориентации и конфигурации ММП, изменения планетарной системы ЖГО в периоды геомагнитных возмущений, а также среднемассовая температура атмосферы в точках измерений интенсивности заряженных компонент.

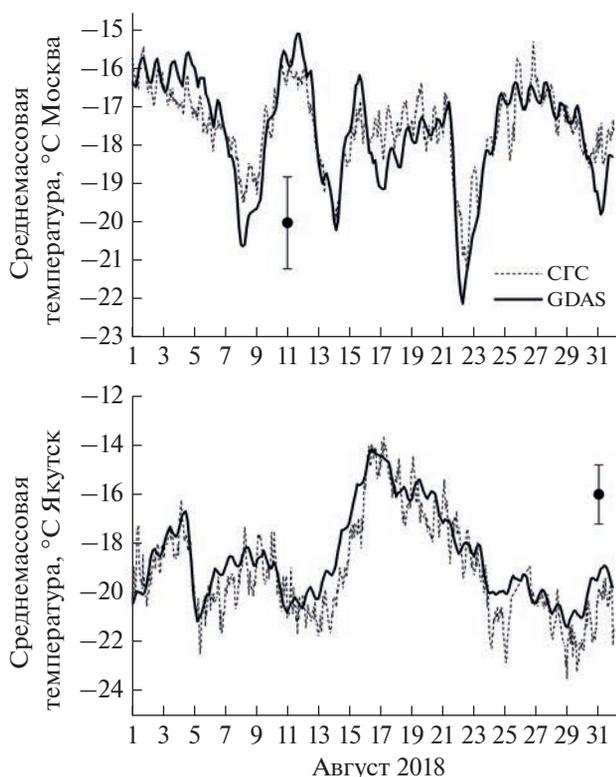
Для периода магнитной бури 25–27 августа 2018 года определено падение интенсивности изотропного потока частиц ( $-15\%$  для частиц с жесткостью 4 ГВ) и изменение ЖГО ( $-1.04$  ГВ в Иркутске). Также по анализу поведения амплитуд первой и второй гармоник питч-угловой анизотропии установлено наличие в этот период на орбите Земли структур типа “петлеобразная магнитная ловушка”.

Показано, что по данным наблюдений интенсивности КЛ на мировой сети станций с привлечением данных наблюдений заряженных компонент можно эффективно проводить мониторинг и диагностику некоторых параметров, как межпланетной среды и магнитосферы, так и атмосферы Земли.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (государственное задание № 075-00964-20-01). Результаты получены на оборудовании Центра коллективного пользования “Ангара” <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/> и Уникальной научной установки “Российская нацио-



**Рис. 1.** Модуль ММП ( $|B|$ ) скорость солнечного ветра ( $V$ ), эклиптические долгота ( $\psi_0$ ) и широта ( $\lambda_0$ ) ориентации ММП, изотропная компонента ( $\Delta J/J$ ) и вариации интенсивности НМ ( $\Delta I/I$ ) в Оулу, 1-я ( $A1$ ) и 2-я ( $A2$ ) гармоники питч-угловой анизотропии для частиц с жесткостью 4 ГВ, а также изменение ЖГО в Иркутске ( $\Delta R_c$ ) и  $Dst$ -индекс за август 2018 г.



**Рис. 2.** Временной ход среднemasсовой температуры атмосферы над Москвой и Якутском. Сплошная линия – данные GDAS, пунктирная линия – результаты, полученные расширенным методом CFC по данным наблюдений КЛ.

нальная наземная сеть станций космических лучей (Сеть СКЛ)”.

Авторы выражают благодарность Петру Гололобову и Сергею Стародубцеву (Институт космофизических исследований и астрономии) за предоставление данных Якутского комплекса МТ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/DONKI>.
2. <https://solarmonitor.org>.
3. Abunin A.A., Abunina M.A., Belov A.V., Chertok I.M. // Solar Phys. 2020. V. 295. Art. No. 7.
4. <https://iswa.gsfc.nasa.gov/IswaSystemWebApp>.
5. <https://www.ysn.ru/ipm/yktMT00>.
6. Барбашина Н.С., Езубченко А.А., Коккоулин Р.П. и др. // ПТЭ. 2000. № 6. С. 20; Barbashina N.S., Ezubchenko A.A., Kokoulin R.P. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2000. No. 6. P. 743.
7. Шутенко В.В., Астапов И.И., Барбашина Н.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 714; Shutenro V.V., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 660.
8. Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Sergeev A.V. // Proc. 18th ICRC. V. 3. (Bangalore, 1983). P. 249.
9. Dvornikov V.M., Sdobnov V.E. // IJGA. 2002. V. 3. No. 3. P. 217.
10. Сдобнов В.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 6. С. 854; Sdobnov V.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 6. P. 805.
11. Кравицова М.В., Сдобнов В.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 5. С. 602; Kravtsova M.V., Sdobnov V.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 5. P. 538.
12. Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 5. С. 611; Tyasto M.I., Danilova O.A., Sdobnov V.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 5. P. 547.
13. Kovalev I.I., Olemskoy S.V., Sdobnov V.E. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2022. V. 235. Art. No. 105887.
14. Янчуковский В.Л., Сдобнов В.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 6. С. 920; Yanchukovsky V.L., Sdobnov V.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 6. P. 869.
15. <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>.
16. [http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst\\_final/index.html](http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_final/index.html).
17. <http://ready.arl.noaa.gov/gdas1.php>.
18. Richardson I.G., Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Cane H.V. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105A. Art. No. 12579.

**Monitoring of heliosphere, magnetosphere and atmosphere via cosmic ray effects in August 2018**

I. I. Kovalev<sup>a,\*</sup>, S. V. Olemskoy<sup>a</sup>, V. E. Sdobnov<sup>a</sup>, A. N. Dmitrieva<sup>b</sup>, V. V. Shutenko<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Institute of Solar-Terrestrial Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Irkutsk, 664033 Russia

<sup>b</sup>National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

\*e-mail: [ivankov@mail.iszf.irk.ru](mailto:ivankov@mail.iszf.irk.ru)

Using data of ground-level cosmic ray measurements on the neutron monitor network, along with data of Yakutsk muon telescope complex and muon hodoscope URAGAN (Moscow) uncorrected for temperature, we used modified spectrographic global survey method for an August 2018 event to split cosmic ray variations into components of primary, magnetospheric and atmospheric origin. Time evolutions of isotropic primary flux for different rigidities, pitch-angle anisotropy of cosmic rays, interplanetary magnetic field orientation were obtained, variations in geomagnetic cut-off rigidity in Irkutsk and average-mass temperature over charged components’ measurement sites were also shown.

УДК 524.1-65

## ЗАВИСИМОСТЬ МОДУЛЯЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ ЗНАКА ЗАРЯДА ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА РАМЕЛА

© 2023 г. П. Мухин<sup>1</sup> \*, В. В. Михайлов<sup>1</sup>, А. В. Михайлова<sup>1</sup> от имени коллаборации РАМЕЛА

<sup>1</sup> Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

\*E-mail: pasha\_muxin@mail.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Для изучения солнечной модуляции потоков космических лучей с энергиями ниже 1 ГэВ методами машинного обучения получены соотношения потоков позитронов и электронов энергий от 100 до 500 МэВ, а также потоков электронов и протонов жесткостей 1–1.7 ГВ по данным эксперимента РАМЕЛА за 2006–2016 годы. По наблюдаемым особенностям в полученных результатах по РАМЕЛА, и сравнением их с данными эксперимента AMS-02, можно исследовать зависимость модуляции от знака заряда частиц, в частности в периоды около солнечного минимума 2009 года и максимума 2015 года.

DOI: 10.31857/S0367676523701831, EDN: OJMHUF

### ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных задач является исследование космических лучей низких энергий, в частности электронов и позитронов. В области энергий до 1 ГэВ значительно влияние солнечной модуляции на потоки космического излучения. Зависимость модуляции от знака заряда частиц может быть изучена по вариации потоков электронов и позитронов. В последние годы получены новые данные из экспериментов РАМЕЛА [1–6], AESOP [7], которые рассчитаны на регистрацию электронов и позитронов с энергиями от десятков МэВ и при более высоких энергиях в эксперименте AMS-02 [8, 9]. В частности, коллаборацией РАМЕЛА получены отношения потоков позитронов к электронам с 2006 по 2015 гг. с интервалами 90 дней для диапазонов энергий от 0.5 до 5 ГэВ [6]. Для увеличения статистической обеспеченности данных за весь период работы могут быть использованы методы машинного обучения для отбора электронов и позитронов, что в результате позволит более детально исследовать знакозарядную зависимость солнечной модуляции за полный 11-летний цикл солнечной активности.

### ОТБОР ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ

РАМЕЛА представляет собой спутниковый эксперимент с геометрическим фактором до  $21.6 \text{ см}^2 \cdot \text{ср}$ , главной задачей которого является регистрация античастиц в космических лучах [10]. Магнитный спектрометр прибора РАМЕЛА с трековой системой позволяет определить жест-

кость частицы и знак ее заряда. С помощью калориметра, состоящего из полупроводниковых кремниевых стриповых детекторов и вольфрамовых пластин, можно восстановить пространственную картину электромагнитного каскада, образуемого проходящими электронами и позитронами, и отделить их от протонов. Также, по времяпролетной системе определяются скорость и величина заряда частицы, а система антисовпадений дает возможность исключить из рассмотрения “ложные” внеапертурные события. При анализе данных детекторов можно идентифицировать типы регистрируемых частиц космического излучения.

Прибор РАМЕЛА был установлен на спутнике Ресурс ДК-1 [10] и работал на низкой околоземной орбите с 2006 по 2016 гг.; орбита спутника имела наклонение  $70^\circ$ , что позволяет регистрировать первичную компоненту низкоэнергетических космических лучей. Для ее выделения отбираются частицы с жесткостью  $R > kR_c$ , где  $R_c = 14.9/L^2$  – жесткость геомагнитного обрезания в ГВ,  $L$  – параметр Мак-Илвейна [11],  $k = 1.2$  – коэффициент запаса. Ввиду этого первичные частицы с энергиями до 100 МэВ могут быть зарегистрированы только в узкой приполярной области ( $L > 13$ ), поэтому требуется обеспечить высокую эффективность их отбора.

Ранее использованная методика отбора электронов и позитронов представляла собой набор критериев, значительная часть которых была основана на параметрах ливня в калориметре. Эта методика была испытана на событиях, промодели-

лированных в GEANT4, и использовалась в ранее опубликованных работах [4–6]. При низких энергиях (менее 100 МэВ) эффективность такого отбора резко падает, так как электроны и позитроны практически не доходят до калориметра. Вследствие этого, для отбора частиц в диапазоне энергий 50–100 МэВ требуется более тщательный анализ данных времяпролетной системы.

Для объединения данных с разных детекторов и повышения эффективности отбора в данной работе были применены методы машинного обучения. Был выбран метод Boosted Decision Tree, реализованный в пакете ROOT для мультивариационного (многопараметрического) анализа TMVA [12]. Для выделения электронов и позитронов выбрано более 20 параметров одноканальных событий из базы данных PAMELA, которые относятся к времяпролетной системе (скорость и ионизационные потери частицы), характеристикам трека в магнитном спектрометре и ливня в калориметре, и использовались для идентификации типов частиц в предыдущих работах [4–6]. В качестве “сигнальной” и фоновой выборок для обучения алгоритма идентификации частиц по этим параметрам взяты смоделированные в GEANT4 соответственно электронные и протонные события с энергиями 0.05–50 ГэВ. После обучения алгоритм был применен к экспериментальным данным прибора PAMELA. В результате применения данного метода в диапазоне энергий от 50 МэВ до 3 ГэВ получен коэффициент режекции протонов  $\sim 10^4$  при эффективности выделения электронов выше 80%; при данных энергиях число отобранных событий увеличилась примерно в 1.5 раза по сравнению с ранее проведенным анализом.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

После обучения программы метод испытан на полной базе данных эксперимента за 2006–2016 гг. Для исследования зависимости модуляции от знака заряда построены временные зависимости отношения потоков частиц позитронов и электронов, аналогичные полученным в работе [6], в более широком диапазоне, включая энергии ниже 500 МэВ.

На рис. 1 представлены соотношения потоков позитронов и электронов за 2006–2016 гг. Эти зависимости позволяют заметить динамику отношения потоков позитронов и электронов за почти полный цикл солнечной активности. Модуляция в диапазонах от 100 до 500 МэВ примерно соответствует наблюдаемой при более высоких энергиях до  $\sim 1$  ГэВ. Во всех зависимостях проявляется особенность конца 2007–начала 2008 гг. как уменьшение отношения потоков. Этот период соответствует наблюдению рекуррентных вариаций потоков космических лучей [13].

Ранее для изучения зависимости модуляции от знака заряда проводились работы по сравнению

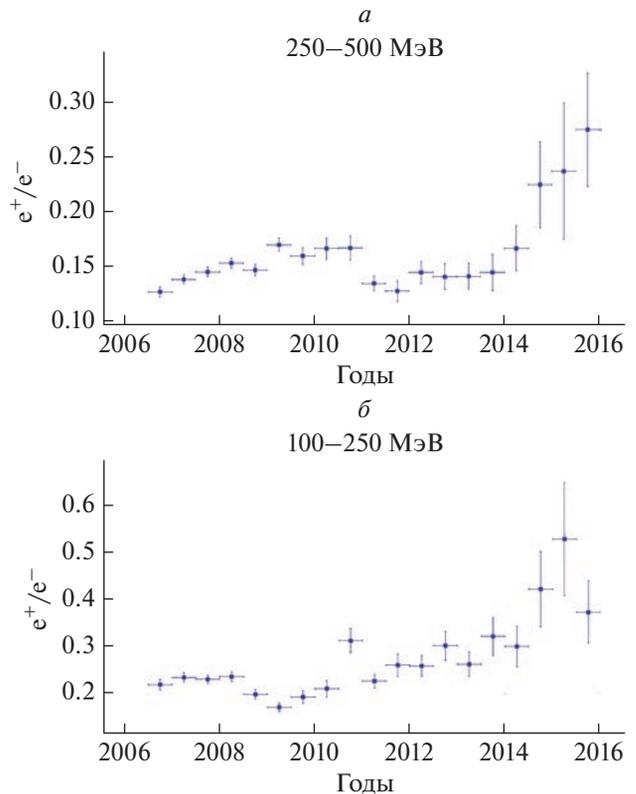
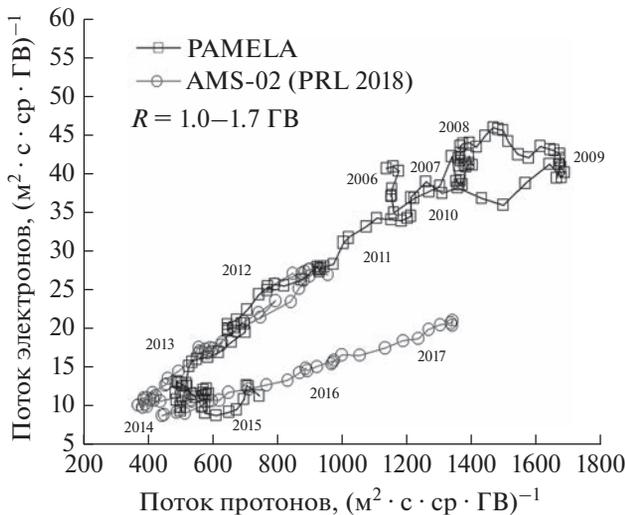


Рис. 1. Отношение потоков позитронов и электронов энергий 250–500 МэВ с 2006 по 2016 гг. (а). Отношение потоков позитронов и электронов энергий 100–250 МэВ с 2006 по 2016 гг. (б).

вариаций потоков электронов и ядер гелия [14]. Тренды регрессии потоков, полученной в результате таких работ, образуют две ветви гистерезиса, соответствующие смене полярности  $A$  гелиосферного магнитного поля; данная особенность объяснялась моделями дрейфа космических лучей в гелиосфере [15, 16]. Для исследования подобных особенностей были использованы наборы новых данных из экспериментов PAMELA за 2006–2016 гг. и опубликованных AMS-02 за 2011–2017 гг. [8, 9], по которым получены регрессии потоков электронов и протонов; на рис. 2 представлены данные в диапазоне жесткостей 1–1.7 ГВ. Сравнивая измерения PAMELA с данными AMS-02, можно заметить две ветви, соответствующие отрицательной ( $A < 0$ ) полярности гелиосферного магнитного поля до 2013 г. и положительной ( $A > 0$ ) с 2015 г. В период минимума солнечной активности (2008–2010 гг.) наблюдается особенность, связанная с тем, что максимумы потоков электронов и протонов не совпадают по времени. Еще одна особенность наблюдается в период максимума солнечной активности (2014–2015 гг.). Также стоит отметить более мелкие детали, в частности в конце 2007–начале 2008 гг., когда наблюдались рекуррентные вариации потоков [13].



**Рис. 2.** Регрессии потоков электронов и протонов по данным экспериментов PAMELA за 2006–2016 гг. и AMS-02 за 2011–2017 гг. [8, 9], обозначенных  $\square$  и  $\circ$  соответственно. Указаны годы, соответствующие определенным областям графика.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование новой методики на основе методов машинного обучения позволило получить предварительные, статистически значимые результаты для временных рядов потоков электронов и позитронов с энергиями от 100 до 500 МэВ за весь период работы PAMELA с 2006 по 2016 гг. Эти ряды позволяют анализировать долговременную зависимость модуляции от знака заряда частиц, а также ее особенности, связанные с текущей солнечной активностью. Более подробно особенности модуляции можно наблюдать по регрессиям потоков электронов и протонов, полученных из данных PAMELA и AMS-02. В частности, на регрессионной зависимости проявляются отклонения от долговременного 11-летнего тренда около солнечных минимумов 2009 г. и максимумов 2015 г. Последующие доработанные результаты могут послужить основой для работ по моделированию потоков космических лучей, в

частности, по вопросам их модуляции при низких энергиях.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” № 0723-2020-0040).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михайлов В.В., Воронов С.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 9. С. 1344; *Mikhailov V.V., Voronov S.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 9. P. 1036.
2. Михайлов В.В., Адриани О., Базилевская Г.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 173; *Mikhailov V.V., Adriani O., Bazilevskaya G.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 203.
3. Михайлов В.В., Адриани О., Базилевская Г.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1073; *Mikhailov V.V., Adriani O., Bazilevskaya G.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 974.
4. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. Art. No. 201101.
5. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. Art. No. 081102.
6. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. No. 241105.
7. *Mechbal S., Maugeard P.-S., Clem J.M. et al.* // Astrophys. J. 2020. V. 903. No. 1. Art. No. 21.
8. *Aguilar M., Ali Cavasonza L., Ambrosi G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. Art. No. 051101.
9. *Aguilar M., Ali Cavasonza L., Ambrosi G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. Art. No. 051102.
10. *Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27. No. 4. P. 296.
11. *Shea M.A., Smart D.F., Gentile L.C.* // Phys. Earth Planet. Interact. 1987. V. 48. No. 3–4. P. 200.
12. [https://root.cern.ch/doc/master/classTMVA\\_1\\_1MethodBDT.html](https://root.cern.ch/doc/master/classTMVA_1_1MethodBDT.html).
13. *Modzelewska R., Bazilevskaya G.A., Boezio M. et al.* // Astrophys. J. 2020. V. 904. No. 1. Art. No. 3.
14. *Garcia-Munoz M., Meyer P., Pyle K.R., Simpson J.* // Proc. 20th ICRC. V. 3. (Moscow, 1987). P. 303.
15. *Marcelli N., Boezio M., Lenni A. et al.* // Astrophys. J. Lett. 2022. V. 925. No. 2. Art. No. L24.
16. *Bishoff D., Potgieter M.S., Aslam O.P.M.* // Astrophys. J. 2019. V. 878. No. 1. Art. No. 59.

## Charge-sign dependence of cosmic-ray modulation by the PAMELA experiment

P. Mukhin<sup>a</sup>, \*, V. V. Mikhailov<sup>a</sup>, A. V. Mikhailova<sup>a</sup> on behalf of the PAMELA Collaboration

<sup>a</sup>National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

\*e-mail: pasha\_myxin@mail.ru

To study the solar modulation of cosmic-ray fluxes below 1 GeV, machine learning methods allowed obtaining the flux ratios of positrons and electrons with energies from 100 to 500 MeV, and the fluxes of electrons and protons with 1–1.7 GV rigidities from the PAMELA experiment for 2006–2016. The observed features of the data obtained and its comparison with the AMS-02 experimental data enable researching the charge-sign dependence of the modulation around the solar minimum in 2009 and the maximum in 2015.

УДК 524.1:523.985

## ЭФФЕКТИВНОСТЬ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ СПОРАДИЧЕСКИХ ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЙ

© 2023 г. А. С. Петухова<sup>1</sup>, И. С. Петухов<sup>1</sup>\*, С. И. Петухов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований и аэронавтики имени Ю.Г. Шафера  
Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение  
Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра  
“Якутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук”, Якутск, Россия

\*E-mail: i\_yan@ikfia.ysn.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Из измерений мировой сети нейтронных мониторов в период 1996–2018 гг. выявлено 31 сильное форбуш-понижение (>5%), удовлетворяющих принятому критерию отбора событий. Методом наложения эпох определены согласованные пространственные распределения параметров солнечного ветра и понижения плотности космических лучей. Установлено, что вклады механизмов формирования форбуш-понижения сильно различаются в 2-х группах событий. Различие может быть обусловлено тем, что формирование форбуш-понижения в одной группе происходит в лобовой части, а в другой группе в периферийной части возмущения.

DOI: 10.31857/S0367676523701843, EDN: OSNZZJ

В качестве механизма формирования спорадических форбуш-понижений (ФП) часто привлекают диффузионный механизм. При взаимодействии коронального выброса массы (КВМ) с солнечным ветром увеличивается уровень турбулентности магнитного поля в области перед КВМ [1]. Следствием является ограничение потока КЛ, проходящих вовнутрь КВМ посредством диффузии и, соответственно, формирование ФП. Диффузионный механизм используют также при описании ФП в магнитном облаке (МО) [2]. В этом случае ограничение потока проходящих КЛ объясняют поперечной по отношению к регулярному магнитному полю диффузией КЛ на границе МО. Характеристики ФП, как правило, пространственное распределение понижения плотности КЛ, определяются решением уравнения переноса частиц в диффузионном приближении.

В настоящее время исследуются модели не диффузионного происхождения ФП. Основным элементом моделей является винтовое магнитное поле МО. Критинасам, Руффоло [3] показали, что винтовое поле МО приводит к длительному удержанию КЛ и, тем самым, влияет на поток КЛ внутри МО. Бенелла и др. [4] исследовали влияние винтового поля на формирование ФП. посредством сопоставления результатов расчета с измерениями была выявлена определяющая роль дрейфа частиц при формировании ФП в сравнении с вкладом диффузии. Лайтинен и Далла [5]

исследовали переход КЛ между открытыми силовыми линиями межпланетного магнитного поля и закрытыми линиями винтового поля. Получено, что КЛ могут проникать через область X-точки между открытыми и закрытыми линиями. Переход КЛ происходит быстро и эквивалентен радиальной диффузии, при которой частицы инжектируются на границу области изолированного магнитного поля. Петухов и Петухов [6] разработали кинетический метод расчета распространения КЛ в МО и показали, что понижение интенсивности КЛ определяется, главным образом, геометрией и величиной магнитного поля. Петухова и др. [7] установили электромагнитный механизм формирования ФП в МО. Механизм составляют два процесса: а) потери энергии частиц в электрическом индукционном поле движущегося МО, б) накопление потерь в результате квазизахвата частиц в винтовом магнитном поле МО. Сопоставление результатов расчета характеристик ФП показывает, что амплитуда ФП количественно, а векторная анизотропия качественно соответствуют измерениям [8].

В настоящее время нет общепринятой оценки вклада МО в амплитуду ФП по сравнению с остальной частью возмущения: а) нет вклада [2]; б) вклад незначительный [9]; в) вклад одинаковый [10]. Белов и др. [11] показали, что в 20% событий в МО наблюдается повышение интенсивности КЛ.

Полагаем, что в формировании ФП действуют диффузионный и электромагнитный механизмы. Разделим амплитуду ФП ( $A_{ФП}$ ) на две части: одна часть формируется под действием диффузионного механизма ( $A_{ДМ}$ ) в области обтекания солнечного ветра КВМ и части КВМ, предшествующей МО, ее величина зависит от уровня турбулентности магнитного поля; другая часть формируется под действием электромагнитного механизма в МО ( $A_{ЭМ}$ ), ее величина зависит от величин напряженностей регулярных электрического и магнитного полей. Сумма частей определяет амплитуду ФП  $A_{ДМ} + A_{ЭМ} = A_{ФП}$ , и их отношение определяет относительный вклад механизмов.

Мы определили согласованные распределения параметров солнечного ветра и плотности числа КЛ методом наложения эпох. В качестве нулевого часа использован момент прихода МО к Земле. Были использованы: база данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>) для параметров солнечного ветра; база данных ИЗМИРАН (<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>) для интенсивности КЛ; каталог Ричардсона и Кейн ([http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm#\(a\)](http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm#(a))) для границ МО в период 1996–2006 гг. и каталог WIND в период 2006–2018 гг. ([https://wind.nasa.gov/ICME\\_catalog/ICME\\_catalog\\_viewer.php](https://wind.nasa.gov/ICME_catalog/ICME_catalog_viewer.php)).

Для анализа были выбраны события, удовлетворяющие следующему критерию: возмущение состоит из ударного фронта, области обтекания КВМ, КВМ с МО; ФП сильное ( $A_{ФП} > 5\%$ ). За период 1996–2018 гг. было зарегистрировано 31 ФП, удовлетворяющих принятому критерию. В результате анализа получено: а)  $A_{ФП} = 6.01\%$ , вклады диффузионного и электромагнитного механизмов почти равны  $A_{ДМ} = 0.44A_{ФП} = 2.67\%$ ,  $A_{ЭМ} = 0.56A_{ФП} = 3.34\%$ ; б) максимумы напряженностей электрического и магнитного полей располагаются в МО, а максимум уровня турбулентности магнитного поля – за его пределами, что согласуется с принятым предположением о раздельном действии механизмов.

Выбранные ФП мы разделили на 2 группы в зависимости от отношения вкладов механизмов:  $A_{ЭМ} > A_{ДМ}$  в первой группе, 15 событий и  $A_{ЭМ} < A_{ДМ}$  во второй группе, 16 событий (рис. 1). Для каждой группы событий провели аналогичный анализ методом наложения эпох. В результате получено: а) в первую группу входят самые сильные ФП,  $A_{ФП,1} = 7.44\%$ , включая вклады диффузионного механизма  $A_{ДМ,1} = 0.205A_{ФП,1} = 1.53\%$  и электромагнитного механизма  $A_{ЭМ,1} = 0.795A_{ФП,1} = 5.91\%$ ; б) средняя амплитуда ФП во второй группе  $A_{ФП,2} = 4.78\%$ , включая вклады диффузионного механизма  $A_{ДМ,2} = 0.78A_{ФП,2} = 3.73\%$  и

электромагнитного механизма  $A_{ЭМ,2} = 0.22A_{ФП,2} = 1.05\%$ .

Полученные пространственные распределения параметров солнечного ветра в группах существенно различаются: размер области от начала возмущения до МО во второй группе заметно больше. Отсюда можно предположить, что ФП в группах различаются областью формирования: ФП первой группы образуются в лобовой части КВМ, а ФП второй группы образуются на периферии КВМ. В этом случае вклад механизмов в амплитуду ФП зависит от области его формирования.

Таким образом, в течение 23 и 24 солнечных циклов (1996–2018 гг.) было зарегистрировано 31 сильное ФП ( $A_{ФП} > 5\%$ ). Величина средней амплитуды ФП 6.01%. Вклады диффузионного и электромагнитного механизмов в амплитуду почти равны:  $A_{ДМ} = 0.44A_{ФП} = 2.67\%$ ,  $A_{ЭМ} = 0.56A_{ФП} = 3.34\%$ .

В зависимости от области формирования сильные ФП можно разделить на 2 группы. ФП первой группы (15 событий) образуются в лобовой области КВМ, величина средней амплитуды ФП 7.44%, вклад электромагнитного механизма  $A_{ЭМ,1} = 0.795A_{ФП,1} = 5.91\%$  превышает вклад диффузионного механизма  $A_{ДМ,1} = 0.205A_{ФП,1} = 1.53\%$ . ФП второй группы (16 событий) образуются на периферии КВМ, величина средней амплитуды ФП 4.78%, вклад электромагнитного механизма  $A_{ЭМ,2} = 0.22A_{ФП,2} = 1.05\%$  меньше вклада диффузионного механизма  $A_{ДМ,2} = 0.78A_{ФП,2} = 3.73\%$ .

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации и Сибирского отделения Российской академии наук (FWRS-2021-0012). Авторы признательны за базу данных ФП, полученную группой исследования космических лучей ИЗМИРАН (<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>), базу данных NMDB ([www.nmdb.eu](http://www.nmdb.eu)), OMNIWeb (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>), базу данных по околоземным межпланетным выбросам корональной массы, составленную Ричардсоном и Кейн (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>) и каталог Wind ICME ([https://wind.nasa.gov/ICME\\_catalog/](https://wind.nasa.gov/ICME_catalog/)). /ICME\_catalog\_viewer.php).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kilpua E., Koskinen H.E.J., Pulkkinen T.I.* // Living Rev. Solar Phys. 2017. V. 14. No. 1. P. 5.
2. *Lockwood J.A., Webber W.R., Debrunner H.* // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 11587.
3. *Krittinatham W., Ruffolo D.* // The Astrophys. J. 2009. V. 704. No. 1. P. 831.
4. *Benella S., Laurenza M., Vainio R. et al.* // The Astrophys. J. 2020. V. 901. P. 21.

5. *Laitinen T., Dalla S.* // 43rd COSPAR Sci. Assembly. (Sydney, 2021). Art. No. 866.
6. *Петухов И.С., Петухов С.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 694; *Petukhov I.S., Petukhov S.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5 P. 640.
7. *Petukhova A.S., Petukhov I.S., Petukhov S.I.* // The Astrophys. J. 2019. V. 880. P. 17.
8. *Petukhova A., Petukhov I., Petukhov S.* // Space Weather. 2020. V. 18. Art. No. e2020SW002616.
9. *Badrudin, Venkatesan D., Zhu B.Y.* // Solar Phys. 1991. V. 134. P. 203.
10. *Richardson I.G., Cane H.V.* // Solar Phys. 2011. V. 270. No. 2. P. 609.
11. *Белов А.В., Абунин А.А., Абунина М.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 691; *Belov A.V., Abunin A.A., Abunina M.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 637.

## Efficiency of mechanisms for the formation of sporadic Forbush decreases

A. S. Petukhova<sup>a</sup>, I. S. Petukhov<sup>a, \*</sup>, S. I. Petukhov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences – a separate subdivision of the Federal Research Center “Yakutsk Scientific Center of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences”, Yakutsk, 677027 Russia*

*\*e-mail: i\_van@ikfia.ysn.ru*

From the measurements of the neutron monitors world network in the period 1996–2018, 31 strong Forbush decreases (>5%) were identified that satisfy the accepted event selection criterion. The superposed epoch analyses is used to determine the consistent spatial distributions of the solar wind parameters and the decrease in cosmic ray density. It has been established that the contributions of the formation mechanisms of the Forbush decrease differ greatly in two groups of events. The difference may be since the formation of the Forbush depression in one group occurs in the frontal part, and in the other group in the peripheral part of the disturbance.

УДК 524.1-352

## ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОЙ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОННЫХ МОНИТОРОВ НА ОСНОВЕ 27-ДНЕВНЫХ ВАРИАЦИЙ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2023 г. С. А. Сирук<sup>1</sup>, \*, А. Г. Майоров<sup>1</sup>, Р. Ф. Юлбарисов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

\*E-mail: sstepana001@mail.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Предложен новый метод оценки эффективной энергии нейтронных мониторов, основанный на прямых наблюдениях 27-дневных вариаций галактических космических лучей, в частности, в эксперименте AMS-02 в максимуме 24 цикла солнечной активности (2014–2015 гг.). Для этого строится зависимость амплитуды 27-дневных вариаций от жесткости частиц, после чего определяется значение энергии, при котором амплитуда вариаций темпа счета нейтронного монитора в течение того же промежутка времени становится равной амплитуде, полученной в космических наблюдениях. Изучена зависимость восстановленной эффективной энергии нейтронного монитора от жесткости геомагнитного обрезания, полученная в результате обработки данных нескольких нейтронных мониторов.

DOI: 10.31857/S0367676523701855, EDN: OSQFSA

### ВВЕДЕНИЕ

По современным представлениям, 27-дневные вариации потока ГКЛ возникают вследствие взаимодействия частиц со структурами в межпланетном пространстве, которые образуются магнитными полями и плазмой солнечного ветра и вращаются вместе с Солнцем [1]. Энергетический спектр амплитуды 27-дневных вариаций ГКЛ (A27) может быть построен по результатам прямых измерений приборами на космических аппаратах, способными определять энергию частиц в широком диапазоне, – такими, как РАМЕЛА [2] и AMS-02 [3]. Подобные спектры, основанные на результатах некоторых экспериментов, представлены в работах [4, 5], однако данные магнитного спектрометра AMS-02 отличаются лучшей статистической точностью, что позволяет наблюдать 27-дневные вариации потока ГКЛ в области более высоких энергий.

В диапазоне энергий от единиц до десятков ГэВ наилучшие по обеспеченности статистикой данные о поведении потока ГКЛ предоставляет всемирная наземная сеть нейтронных мониторов (НМ) [6]. Недостаток этих приборов заключается в том, что они проводят косвенные измерения первичного потока частиц и являются интегральными детекторами с зависящей от энергии функ-

цией отклика — темп счета нейтронного монитора может быть представлен как [7]:

$$N(t) = \sum_{i=1}^n \int_{E_{c,i}}^{\infty} Y_i(E) J_i(E, t) dE, \quad (1)$$

где суммирование производится по видам частиц в составе ГКЛ;  $J_i(E, t)$  — спектр частиц вне земной магнитосферы;  $Y_i(E)$  — функция отклика нейтронного монитора;  $E_{c,i}$  — минимальная кинетическая энергия, которой должна обладать частица  $i$ -го сорта, чтобы преодолеть магнитное поле Земли, характеризуемое для каждого НМ величиной жесткости геомагнитного обрезания в месте его расположения.

Поскольку энергия регистрируемых нейтронными мониторами частиц не определяется напрямую, вводят величину, называемую эффективной энергией, однако ее определения могут различаться [8, 9]. Мы определяем эффективную энергию нейтронного монитора  $E_{eff}$  как энергию, при которой амплитуда 27-дневных вариаций потока галактических космических лучей равна амплитуде колебаний темпа счета монитора в течение анализируемого промежутка времени. Представлены результаты оценки  $E_{eff}$  в период максимума 24 цикла солнечной активности.

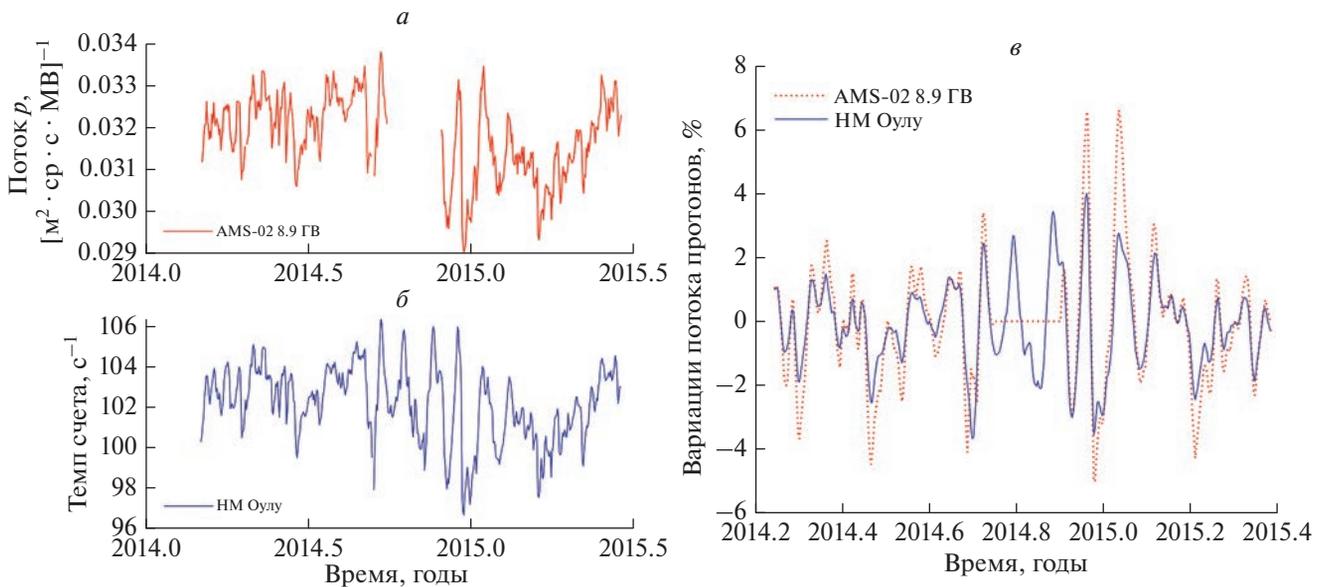


Рис. 1. Поток протонов с жесткостью 8.9 ГВ по данным AMS-02 (а). Темп счета нейтронного монитора Оулу (б). Нормированные потоки ГКЛ (в).

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

На рис. 1 приведены временные ряды потока ГКЛ, измеренного спектрометром AMS-02 [10] и нейтронным монитором Оулу [6] в 2014–2015 гг., а также нормированные потоки ГКЛ, представляющие собой их относительные отклонения от медианного значения, вычисленного за 55 дней.

Восстановление амплитуды 27-дневных вариаций производится двумя независимыми подходами. В основе первого подхода лежит применение преобразования Фурье к нормированному потоку ГКЛ на рассматриваемом промежутке времени, и за амплитуду 27-дневных вариаций принимается суммарный вклад гармоник, соответствующих колебаниям с периодом от 25 до 30 сут. В основу второго подхода положен метод наименьших квадратов: нормированный поток ГКЛ за рассматриваемый отрезок времени аппроксимируется синусоидой с периодом колебаний, лежащим в пределах от 26 до 29 сут. Ее амплитуда принимается за амплитуду исследуемых вариаций.

Для оценки погрешностей восстановленных значений амплитуды используется метод перемешивания [11].

### АНАЛИЗ СПЕКТРА ГКЛ

В результате применения описанных выше подходов к анализу измерений спектрометра AMS-02 о потоках протонов с жесткостью от 1 до 70 ГэВ получена зависимость амплитуды 27-днев-

ных вариаций ГКЛ от жесткости частиц. На рис. 2а представлен спектр амплитуды вариаций, полученный с помощью метода, основанного на фурье-анализе.

Следуя [12], высокоэнергетическая часть спектра аппроксимируется степенным законом (рис. 2б):

$$A27 = aR^{-\gamma}, \quad (2)$$

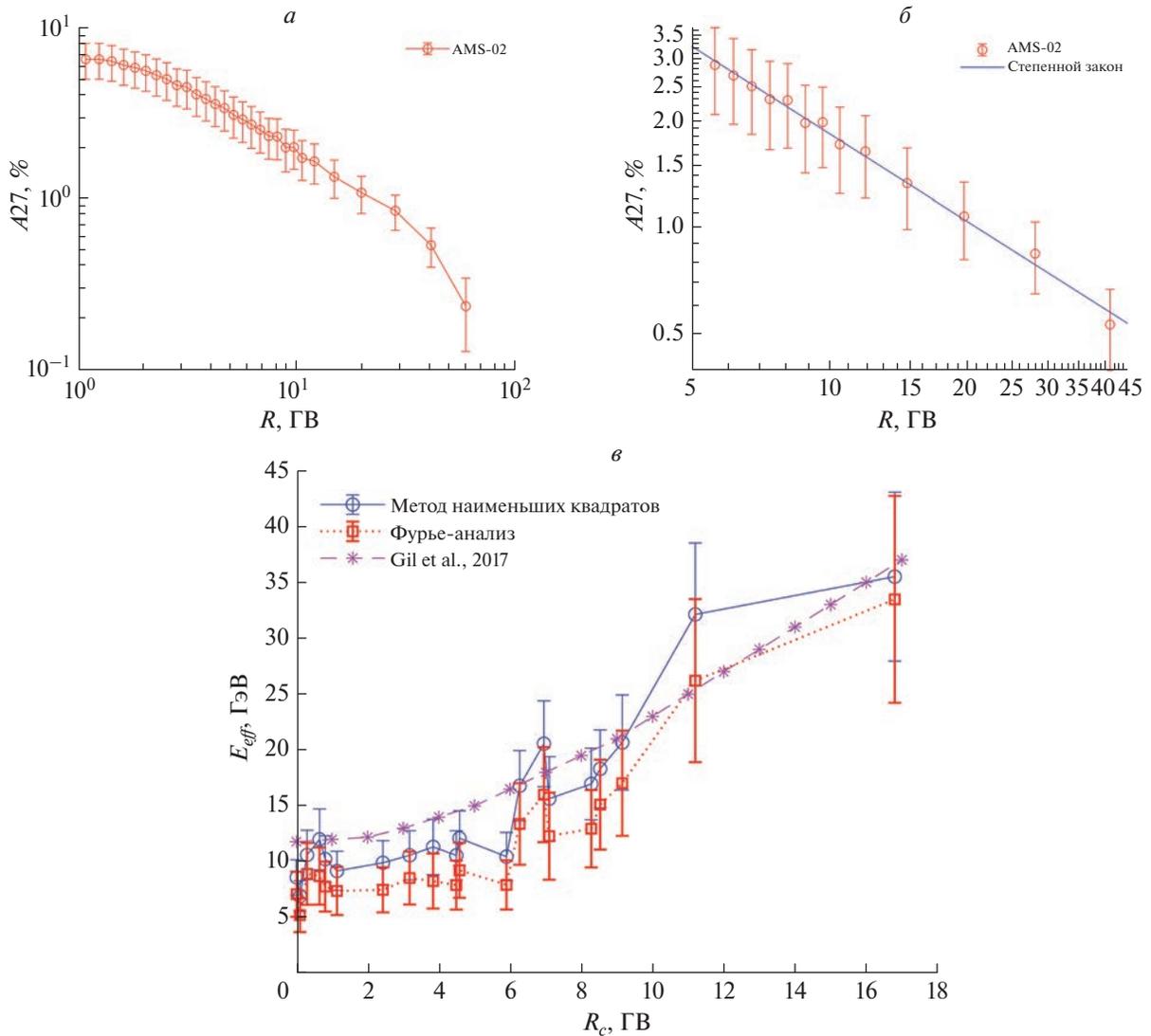
где  $A27$  – амплитуда 27-дневных вариаций потока ГКЛ;  $R$  – магнитная жесткость частиц;  $a$  – коэффициент. В результате получены значения показателя спектра, равные  $\gamma_1 = 0.89 \pm 0.02$  для метода наименьших квадратов и  $\gamma_f = 0.82 \pm 0.02$  для метода, основанного на фурье-анализе.

### РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНЫХ ЭНЕРГИЙ

Описание восстановленного для высоких энергий спектра  $A27$  степенным законом позволяет произвести расчет значения жесткости, при котором амплитуда 27-дневных вариаций темпа счета нейтронного монитора, полученная с использованием тех же методов, равна амплитуде вариаций ГКЛ по данным AMS-02:

$$R_{eff} = e^{\frac{\ln(a/A27)}{\gamma}}. \quad (3)$$

Для обработки отобраны данные двадцати нейтронных мониторов. Анализ показывает, что эффективная энергия НМ растет с жесткостью геомагнитного обрезания в местах их расположения и изменяется в пределах от 5 до 45 ГэВ (рис. 2в). Для сравнения на этом же рисунке



**Рис. 2.** Спектр  $A_{27}$  по данным AMS-02 за 2014–2015 гг. (а). Аппроксимация высокоэнергетической части спектра степенным законом (б). Зависимость эффективной энергии НМ от жесткости геомагнитного обрезания и ее сравнение с результатами, представленными в работе [9] (в).

представлены результаты расчета, полученные в работе [9], где эффективная энергия определяется как энергия  $E$ , при которой поток космических лучей  $J(E, t)$  остается пропорционален темпу счета нейтронного монитора  $N(t)$  на протяжении всего цикла солнечной активности. Указанные оценки величины эффективной энергии НМ сравнимы между собой: при высоких значениях жесткости геомагнитного обрезания они совпадают в пределах погрешности, тогда как в области низких жесткостей полученные значения  $E_{eff}$  систематически ниже, чем в модели [9]. Вероятно, это может быть объяснено различиями в форме спектров 27-дневных и долговременных вариаций потока космических лучей.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе данных магнитного спектрометра AMS-02, собранных в 2014–2015 гг., получен спектр  $A_{27}(R)$ , высокоэнергетическая часть которого использована для расчета величины эффективной энергии нейтронных мониторов. Показано, что она принимает характерные значения от  $E_{eff} \approx 10$  ГэВ для полярных мониторов до  $E_{eff} \approx 35$  ГэВ для экваториальных. Проведено сравнение полученных результатов с данными более ранних исследований и установлено хорошее согласие в пределах погрешностей. В некоторых случаях наблюдается отличие, которое можно объяснить разной природой коротко- и долгопериодических вариаций потоков ГКЛ. Таким об-

разом, предложенный метод может быть использован для независимой оценки характерных энергий отклика НМ.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание, проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя”, № 0723-2020-0040; государственное задание, проект “Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей”, № FSWU-2023-0068). Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Базилевской Г.А. за предложенную идею определения эффективной энергии НМ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Richardson I.G.* // *Living Rev. Sol. Phys.* 2018. V. 15. No. 1. P. 1.
2. *Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al.* // *Astropart. Phys.* 2007. V. 27. No. 4. P. 296.
3. *Aguilar M., Ali Cavasonza L., Ambrosi G. et al.* // *Phys. Reports.* 2021. V. 894. P. 1.
4. *Modzelewska R., Bazilevskaya G.A., Boezio M. et al.* // *Astrophys. J.* 2020. V. 904. No. 1. P. 3.
5. *Юлбарисов Р.Ф., Галикян Н.Г., Майоров А.Г. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 11. С. 1611; *Yulbarisov R.F., Galikyan N.G., Mayorov A.G. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 11. P. 1272.
6. <https://www.nmdb.eu>.
7. *Usoskin I.G., Alanko-Huotary K., Kovaltsov G.A., Mursula K.* // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. Art. No. A12108.
8. *Alanko K., Usoskin I.G., Mursula K. et al.* // *Adv. Space Res.* 2003. V. 32. No. 4. P. 615.
9. *Gil A., Asvestari E., Kovaltsov G.A.* // *Proc. Sci. 35th ICRC (Busan, 2017).* P. 32.
10. *Aguilar M., Ali Cavasonza L., Ambrosi G. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 127. No. 27-31. Art. No. 271102.
11. *Cassiday G.L., Cooper R., Corbató S.C. et al.* // *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.* 1990. V. 14. No. 1. P. 291.
12. *Gil A., Alania M.V.* // *Solar Physics.* V. 291. No. 6. P. 1877.

### Estimation of the neutron monitors' effective energies based on the 27-day galactic cosmic rays variations

S. A. Siruk<sup>a, \*</sup>, A. G. Mayorov<sup>a</sup>, R. F. Yulbarisov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

*\*e-mail: sstepana001@mail.ru*

We presented a new method of the neutron monitors' (NM's) effective energy estimation based on the 27-day galactic cosmic rays (GCR) variations: using AMS-02 measurements we study rigidity dependence of 27-day variations' amplitude and calculate the energy value so that the variability of the GCR particles at this energy is equal to that of the NM's count rate. We examined how NM's effective energy depends on the geomagnetic cutoff rigidity using data of several NM.

УДК 52-728:550.42

## КАКУЮ ДОЛЮ КАЛИЯ В ЗЕМЛЕ ДОПУСКАЕТ ЭКСПЕРИМЕНТ БОРЕКСИНО?

© 2023 г. Л. Б. Безруков<sup>1</sup>, \*, И. С. Карпиков<sup>1</sup>, А. К. Межох<sup>1</sup>, С. В. Силаева<sup>1</sup>, В. В. Синев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

\*E-mail: bezrukov@inr.ac.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

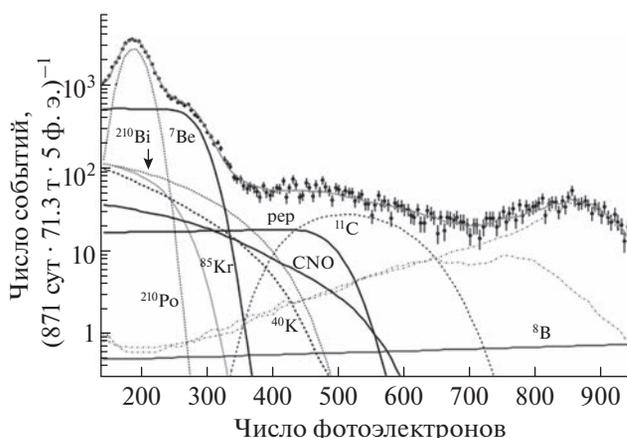
Рассматривается результат анализа энергетического спектра одиночных событий, полученного в фазе III работы детектора Борексино. Экспериментальный спектр подгонялся набором стандартных источников одиночных событий с добавлением событий от рассеяния калийных гео-антинейтрино ( $^{40}\text{K-geo-}\nu$ ) на электронах. Добавление событий от  $^{40}\text{K-geo-}\nu$  позволяет улучшить согласие экспериментального и подогнанного спектров. Экспериментальные результаты свидетельствуют о присутствии в Земле значительного количества калия.

DOI: 10.31857/S0367676523701867, EDN: OSZFRL

Работа посвящена осмыслению окончательных экспериментальных данных, полученных в III фазе эксперимента Борексино, в частности, энергетического спектра одиночных событий [1]. Этой работой мы хотим обратить внимание научной общественности и, в частности, членов коллаборации Борексино на то, что имеющиеся экспериментальные данные позволяют иную интерпретацию и свидетельствуют о существовании большого количества калия в Земле, равного нескольким процентам от массы Земли. Существование такого большого количества калия было предсказано моделью Гидридная Земля или Богатая водородом Земля (Hydridic Earth – HE-модель) [2, 3]. Работа [5] уже указывала на возможность такой интерпретации.

На рис. 1 приведен результат подгонки энергетического спектра одиночных событий III фазы эксперимента Борексино суммой событий от различных источников с учетом вклада от  $^{40}\text{K-geo-}\nu$ . Под результатом подгонки мы будем понимать сумму различных источников событий, вклады которых получены в результате минимизации функции  $\chi^2$  в многомерном пространстве переменных [7]. Переменными являлись полные скорости счета событий от различных источников в детекторе Борексино. Экспериментальные данные с ошибками взяты из работы [1]. Горизонтальная шкала дана в единицах: число зарегистрированных фотоэлектронов (ф.э.). Зависимость числа зарегистрированных фотоэлектронов от энерговыделения в сцинтилляторе взята из работы [4]: при энерговыделении в 0.5 МэВ регистрируется 220 ф.э., при 1.0 МэВ – 410 ф.э., при 1.5 МэВ – 590 ф.э.

Показаны также вклады различных источников событий, полученные в результате подгонки к экспериментальным данным. У большинства кривых стоит знак, поясняющий природу одиночных событий, для которых построена кривая. Это – распады  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{210}\text{Bi}$ , содержащихся в сцинтилляторе, рассеяние на электронах солнеч-



**Рис. 1.** Энергетический спектр одиночных событий детектора Борексино (точки с ошибками из [1]). Горизонтальная шкала дана в единицах: число зарегистрированных фотоэлектронов. Кривые – вклады различных источников событий и их сумма, полученные в результате подгонки к экспериментальным данным для  $\chi^2 = 175.8$ . Черная пунктирная кривая – вклад от  $^{40}\text{K-geo-}\nu$  событий. Площадь под этой кривой (от нуля фотоэлектронов) равна  $R(^{40}\text{K-geo-}\nu) = 11 \text{ cpd}/100t$ , что допускает долю калия от массы Земли в 3.4%.

**Таблица 1.** В строках 1 и 2 полные скорости счета одиночных событий от различных источников, полученные в результате подгонки к экспериментальному спектру [1]. В строках 1a и 2a – пределы возможного изменения полных скоростей счета соответствующего источника, использованные при вычислении значений в строках 1 и 2 соответственно. Величины даны в единицах  $\text{cpd}/100t$

	${}^7\text{Be}$	реп	${}^{11}\text{C}$	${}^{210}\text{Po}$	${}^{210}\text{Bi}$	${}^{85}\text{Kr}$	CNO	${}^{208}\text{Tl}, {}^{214}\text{Bi}$	${}^{40}\text{K-geo-v}$	$\chi^2$
1	$48.4 \pm 0.9$	2.7	$1.7 \pm 0.1$	$41.5 \pm 0.4$	11.8	8.5	$6.5 \pm 0.7$	$4.76 \pm 0.2$ $1.8 \pm 0.3$	0.0	199.5
1a	46–49	2.7	1.35–2	40–46	9.8–11.8	3.5–8.5	4.5–8	4.3–5 1.7–2.0	0.0	
2	$47 \pm 0.2$	$2.72 \pm 0.04$	$1.75 \pm 0.01$	$41 \pm 0.5$	$10.7 \pm 0.3$	$8.5 \pm 0.4$	$3.9 \pm 0.4$	$4.75 \pm 0.2$ $1.8 \pm 0.2$	$11 \pm 1.2$	175.8
2a	47–49	2.7–2.78	1.4–2	41–46	10.7–11	3.5–8.5	3.9–10	4–5 1.5–2.0	0–20	

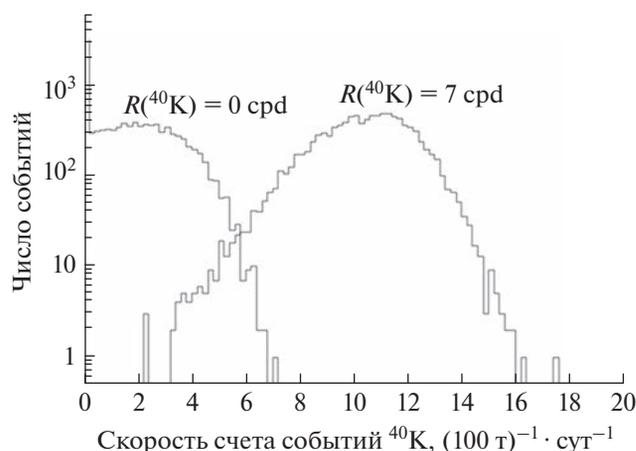
ных нейтрино от  ${}^7\text{Be}$ , реп, CNO,  ${}^8\text{B}$ . Показан вклад от распада изотопа  ${}^{11}\text{C}$ , образующегося при взаимодействии мюона с атомными ядрами углерода сцинтиллятора. Не помеченные штрих пунктирные линии показывают вклад от гамма-квантов от распадов радиоактивных элементов в окружающем детектор грунте и конструкционных материалах. В дальнейшем на этот источник мы будем указывать значками  ${}^{208}\text{Tl}$ ,  ${}^{214}\text{Bi}$ . Переменными параметрами при подгонке являлись площади под кривыми, которые пропорциональны полным скоростям счета событий от конкретных источников событий. Спектры от вкладов различных источников были нами рассчитаны самостоятельно, следуя рецепту из [4]. В [7] было показано совпадение нашего расчета со спектрами, используемыми коллаборацией Борексино.

Рассмотрим табл. 1, в которой отражена последовательность нашего анализа. Величины в этой таблице есть вышеупомянутые параметры – полные скорости счета одиночных событий от различных источников в единицах  $\text{cpd}/100t$  (число событий в день в 100 тоннах сцинтиллятора), полученные в результате подгонки к экспериментальному спектру [1].

В первой строке показан результат подгонки стандартным набором источников событий, использованным коллаборацией Борексино. Результат согласуется с анализом, сделанным этой коллаборацией [1].

На следующем этапе мы добавили в стандартный набор источников событий дополнительно  ${}^{40}\text{K-geo-v}$  события и произвели подгонку, позволяя параметрам меняться в определенных пределах. Пределы изменения параметров показаны в строке 2a табл. 1. Удалось значительно улучшить согласие с экспериментальными данными. Получена значительная скорость счета  ${}^{40}\text{K-geo-v}$  событий за счет уменьшения скоростей счета от солнечных CNO и  ${}^7\text{Be}$  нейтрино. При этом скорость счета событий от солнечных CNO и  ${}^7\text{Be}$  нейтрино, а также от распадов  ${}^{210}\text{Bi}$  и  ${}^{85}\text{Kr}$  заняли граничные значения из строки 2a табл. 1.

Каких значений  $R({}^{40}\text{K-geo-v})$  можно ожидать в рамках HE-модели? Может ли появиться столь большое значение  $R({}^{40}\text{K-geo-v}) = 11 \text{ cpd}/100t$ , если BSE модель справедлива (Bulk Silicate Earth – модель с силикатной мантией)? Для ответа на эти вопросы мы провели виртуальный эксперимент – разыгрывали Монте-Карло квази-экспериментальные спектры одиночных событий за время набора статистики в III фазе эксперимента при условии отсутствия  ${}^{40}\text{K-geo-v}$ . Затем каждый квази-экспериментальный спектр приближался набором стандартных источников плюс  ${}^{40}\text{K-geo-v}$ . На рис. 2 приведено распределение  $W(R({}^{40}\text{K-geo-v}))$



**Рис. 2.** Распределение числа событий с найденным значением скорости счета  ${}^{40}\text{K-geo-v}$  событий из смоделированных Монте-Карло энергетических спектров одиночных событий детектора Борексино для III фазы эксперимента. Для кривой, помеченной  $R({}^{40}\text{K}) = 0 \text{ cpd}$ , при Монте-Карло моделировании эксперимента использовался набор источников событий без учета  ${}^{40}\text{K-geo-v}$ , а при анализе с учетом  ${}^{40}\text{K-geo-v}$ . Для кривой, помеченной  $R({}^{40}\text{K}) = 7 \text{ cpd}$ , при Монте-Карло моделировании эксперимента использовался набор источников событий с  ${}^{40}\text{K-geo-v}$  со средней скоростью появления событий  $R({}^{40}\text{K-geo-v}) = 7 \text{ cpd}/100t$  и при анализе с учетом  ${}^{40}\text{K-geo-v}$ .

при заложенном в Монте-Карло  $R_{MK}(^{40}\text{K-geo-v}) = 0$ . Видно, что события с  $R(^{40}\text{K-geo-v}) > 7 \text{ cpd}/100t$  маловероятны и реализуются с вероятностью  $p = 10^{-4}$ . Также изучалось распределение при заложенном в Монте-Карло  $R_{MK}(^{40}\text{K-geo-v}) \neq 0$ . В частности, при  $R_{MK}(^{40}\text{K-geo-v}) = 7 \text{ cpd}/100t$  распределение  $W(R(^{40}\text{K-geo-v}))$  имеет максимум при  $R(^{40}\text{K-geo-v}) = 11 \text{ cpd}/100t$ . Таким образом мы наблюдаем, что восстановленные значения  $R(^{40}\text{K-geo-v})$  имеют смещенные средние значения в сторону больших величин и достаточно широкое распределение. Расчет показывает, что без учета этого смещения скорость счета  $R(^{40}\text{K-geo-v}) = 7 \text{ cpd}/100t$  должна соответствовать массе калия в 3.2% от массы Земли. А с учетом этого смещения при существовании калия в количестве 3.2% от массы Земли мы должны наиболее вероятно зарегистрировать  $R(^{40}\text{K-geo-v}) = 11 \text{ cpd}/100t$ .

Именно такой случай мы и наблюдаем в строке 2 табл. 1. Следуя принципу, что наименьшее значение  $\chi^2$  указывает на реально существующую в природе, мы приходим к утверждению, что получили экспериментальное подтверждение существования значительного количества калия в Земле.

Новые данные III фазы эксперимента Борексино [1] значительно отличаются от более ранних данных [4] с точки зрения анализа на возможность существования большого потока  $^{40}\text{K-geo-v}$ . В работах [6, 7] такой анализ был проведен для данных [4] и был сделан вывод, что данные допускают существование большого количества калия в Земле. Настоящая же работа на основании анализа новых данных из [1] позволяет сделать вывод о полученном свидетельстве существования большого количества калия в Земле.

Отметим, что нижняя граница возможного изменения  $R(\text{CNO-v}) = 3.9 \text{ cpd}/100t$  выбрана нами потому, что такое значение предсказывается Стандартной Солнечной моделью для случая малой металличности. Мы наблюдаем в строке 2 табл. 1, что при минимизации  $\chi^2$  программа выбирает это минимальное значение  $R(\text{CNO-v}) = 3.9 \text{ cpd}/100t$ . Если разрешить  $R(\text{CNO-v})$  принимать еще меньшие значения, то мы будем наблюдать уменьшение  $\chi^2$  и увеличение  $R(^{40}\text{K-geo-v})$ . Такое поведение данных показывает, что реальный энергетический спектр событий от CNO-v в азотной части близок к

энергетическому спектру событий от  $^{40}\text{K-geo-v}$ , а кислородная ветвь CNO цикла еще недостаточно разгорелась. Поэтому окончательный анализ данных III фазы эксперимента Борексино следует произвести с использованием энергетического спектра для CNO-v событий с уменьшенной долей событий от кислородной ветви.

Подводя итог, мы можем констатировать, что набор источников событий с параметрами из строки 2 табл. 1 описывает экспериментальные данные значительно лучше набора источников из первой строки табл. 1.

Полученное значение  $R(^{40}\text{K-geo-v}) = 11.0 \text{ cpd}/100t$  не может являться статистической флуктуацией набора источников с параметрами из первой строки, то есть, если в природе количество калия соответствует BSE модели. Полученное значение  $R(^{40}\text{K-geo-v}) = 11.0 \text{ cpd}/100t$  соответствует количеству калия в Земле равному 3.2% от массы Земли при условии равномерного распределения калия в Земле и с учетом систематического смещения восстановленного среднего значения скорости счета  $^{40}\text{K-geo-v}$  событий при подгонке к экспериментальным данным. Такое большое количество калия предсказано HE-моделью.

Аргументы в пользу существования столь большого количества калия в Земле приведены в работе [8].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Appel S., Bagdasarian Z., Basilico D. et al. // arXiv: 2205.15975. 2022.
2. Ларин В.Н. Наша Земля (происхождение, состав, строение и развитие изначально гидридной Земли). М.: Агар, 2005. 247 с.
3. Toulhoat H., Zgonnik V. // Astrophys. J. 2022. V. 924. P. 83.
4. Agostini M., Altenmüller K., Appel S. et al. // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. Art. No. 082004.
5. Безруков Л.Б., Заварзина В.П., Карпиков И.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 566; Bezrukov L.B., Zavarzina V.P., Karpikov I.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 430.
6. Безруков Л.Б., Карпиков И.С., Межох А.К. и др. // ЯФ. 2022. Т. 85. № 6. С. 454.
7. Bezrukov L., Gromiseva A., Karpikov I. et al. // arXiv: 2202.08531. 2022.
8. Bezrukov L.B., Karpikov I.S., Kurlovich A.S. et al. // arXiv: 2007.07371v2. 2020.

## What potassium abundance in the Earth does the Borexino experiment admit?

L. B. Bezrukov<sup>a, \*</sup>, I. S. Karpikov<sup>a</sup>, A. K. Mezhokh<sup>a</sup>, S. V. Silaeva<sup>a</sup>, V. V. Sinev<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

\*e-mail: bezrukov@inr.ac.ru

The results of analysis for the single events energy spectrum obtained in phase III of Borexino detector operation are considered. The experimental spectrum was fitted by a set of standard single events sources with the addition of events from potassium geo-antineutrinos ( $^{40}\text{K-geo-v}$ ) scattering on electrons. The addition of  $^{40}\text{K-geo-v}$  events makes it possible to improve the agreement of the experimental and fitted spectra. Experimental results indicate the presence of a significant amount of potassium in the Earth.

УДК 539.16:550.348.43

## ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ И ВЕНТИЛЯЦИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ЗАЛЕ НА СКОРОСТЬ СЧЕТА ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ ДЕТЕКТОРА LVD

© 2023 г. Н. Ю. Агафонова<sup>1</sup>, В. В. Ашихмин<sup>1</sup>, Е. А. Добрынина<sup>1, \*</sup>, Р. И. Еникеев<sup>1</sup>,  
Н. А. Филимонова<sup>1, 2</sup>, И. Р. Шакирьянова<sup>1</sup>, В. Ф. Якушев<sup>1</sup> от имени коллаборации LVD

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”,  
Долгопрудный, Россия

\*E-mail: [dobrynina@inr.ru](mailto:dobrynina@inr.ru)

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

В эксперименте LVD (Гран Сассо, Италия) изучаются вариации скорости счета фоновых импульсов детектора, вызванные инъекцией радона из грунта в экспериментальный зал. Мы представляем зависимости изменения атмосферного давления на поверхности и в экспериментальном зале установки, а также вариаций скорости счета событий LVD, связанных с изменением концентрации радона.

DOI: 10.31857/S0367676523701879, EDN: ОТАУУУ

### ВВЕДЕНИЕ

В эксперименте LVD [1], расположенном в Лаборатории LNGS, Италия, помимо основной задачи – поиска нейтрино от вспышек Сверхновых в нашей Галактике [2, 3], проводится изучение вариаций темпа счета фоновых импульсов детектора, связанных с инъекцией радона от естественной радиоактивности грунта в экспериментальный зал [4]. Изменение темпа счета LVD по нижнему порогу связано с изменением концентрации радона вблизи установки [5]. Установка LVD регистрирует гамма-кванты от распадов дочерних ядер радона, период полураспада которого 3.8 дня. Гамма-излучение создается, в основном, ядрами <sup>214</sup>Pb (энергия гамма-квантов до 3 МэВ) [6, 7].

Настоящая работа посвящена изучению долговременного поведения радоновых полей и их связи с давлением и вентиляцией в подземном экспериментальном зале, а также связи с атмосферным давлением на поверхности.

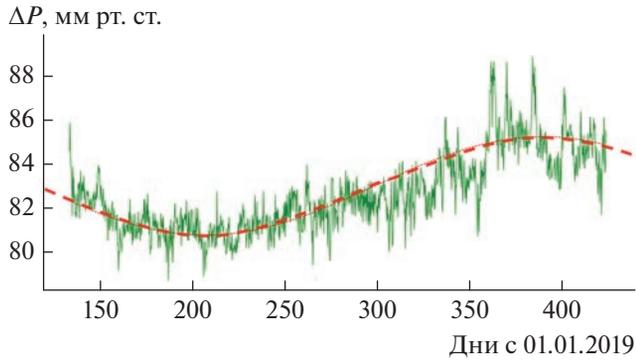
### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ЗАЛ LVD

Национальная лаборатория LNGS INFN расположена в горном массиве Гран Сассо в Центральной Италии под толщей скальной породы около одного километра и примерно на такой же

высоте над уровнем моря. Экспериментальные подземные залы лаборатории располагаются поблизости, в 50–100 м, от двух параллельных транспортных туннелей (около 10 км каждый) для проезда из центральной части Италии. Подземный зал, где находится эксперимент LVD имеет объем 24000 м<sup>3</sup>. Ввоз-вывоз оборудования производится через двое ворот. При закрытых воротах и выключенной вентиляцией зал практически герметичен. Приток свежего воздуха обеспечивается приточной вентиляцией с мощностью 8000 м<sup>3</sup>/ч, так что в зале создается небольшое избыточное давление. Забор воздуха идет “из долины” и содержание радона в нем незначительно. Вентиляция, по требованиям техники безопасности, работает постоянно, она выключается регулярно для смены нагнетающих насосов или, в редких случаях, по технической необходимости. При выключенной вентиляции примерно через час начинается заметное нарастание концентрации радона. Температуру в зале можно считать постоянной на уровне +(19 ± 1)°C [8].

### РЕЗУЛЬТАТЫ

Для детального изучения поведения температуры, влажности и давления ( $T, H, P$ )<sub>hall</sub> в экспериментальном зале в структуру установки LVD



**Рис. 1.** Сезонный ход разницы атмосферного давления на поверхности и давления в зале LVD. Пунктирная линия – аппроксимация  $f(t) = 2.2 \cdot \cos(2\pi(t - 390)/365) + 83$ .

был помещен термогигрометр. Он работал с 15.05.19 по 03.03.20. После измерений параметров  $(T, H, P)_{hall}$  на разных уровнях установки [8] прибор располагался стационарно (в центре установки) в одном положении в течение нескольких месяцев. Среднее давление в зале детектора составило  $\langle P_{hall} \rangle = 680 \pm 5$  мм рт. ст.

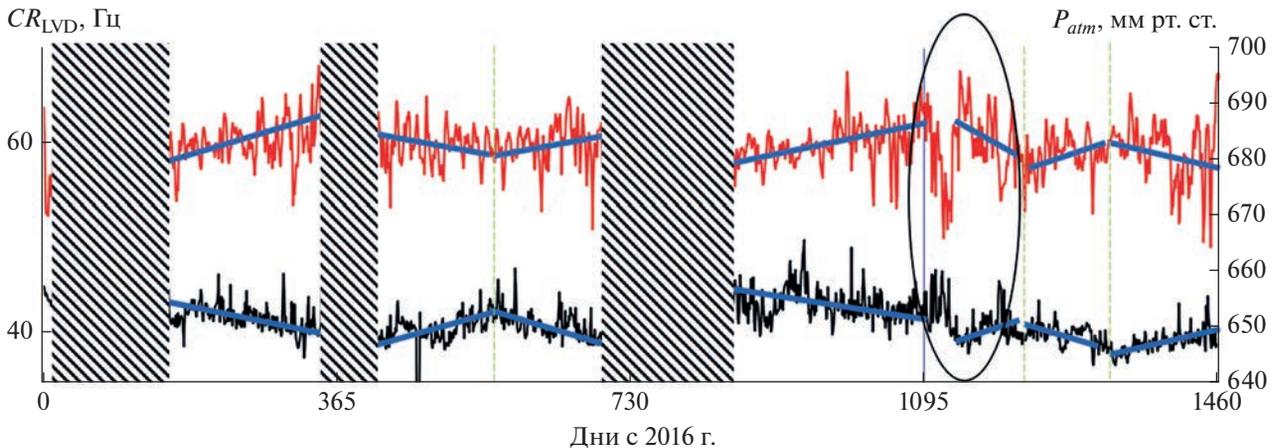
Был проведен сравнительный анализ хода атмосферного давления ( $P_{atm}$ ) и давления ( $P_{hall}$ ) в подземном экспериментальном зале. Давление  $P_{atm}$  взято из базы данных Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF) в точке рядом с лабораторией (50 км от входа) на поверхности в пересчете к уровню моря [9].

Временные ряды  $P_{atm}$  и  $P_{hall}$  за период мая 2019 по апрель 2020 повторяют друг друга и имеют

очень сильную корреляцию ( $r = 0.95$ ). Разница давлений практически постоянна  $\langle P_{atm} - P_{hall} \rangle = 82.1 \pm 1.6$  мм рт. ст. Мы обнаружили, что разница давлений имеет сезонную вариацию, минимум которой приходится на конец июля, максимум – на конец января, и составляет порядка 2%. На рис.1 показан ход разницы давлений на поверхности и в зале:  $\Delta P = P_{atm} - P_{hall}$ . Такая же амплитуда и фаза вариаций получена для других трех ближайших ECMWF точек для разницы  $P_{atm} - P_{hall}$ .

Учитывая хорошую корреляцию между атмосферным давлением и давлением в экспериментальном зале, для долгосрочного анализа зависимости скорости счета фоновых событий LVD по нижнему порогу ( $CR_{LVD}$ ) от давления было решено использовать базу данных Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды. Метод регистрации и отбора фоновых “радоновых” событий LVD подробно описан в [6, 7].

На рис. 2 показан ход величины атмосферного давления и ход величины скорости счета  $CR_{LVD}$  за период с 2016 по 2020 годы. На поведении кривых можно увидеть антикорреляцию, а в выделенном эллипсе сильную антикорреляцию. Эти зависимости имеют не сезонный характер. Мы предполагаем, что изменение величины атмосферного давления влияет на плавный тренд выхода радона и будем пытаться найти более четкие характеристики этой зависимости. В то же время резкие выбросы в данных LVD, связанные с аномальным поведением радоновых полей (заштрихованная область рис. 2), являются предметом дальнейших исследований.



**Рис. 2.** Временные ряды атмосферного давления  $P_{atm}$  на поверхности (верхняя кривая, значения справа) и  $CR_{LVD}$  скорости счета LVD (нижняя кривая, значения слева) за 4 года наблюдений. Заштрихованные области – периоды аномальных выбросов в данных LVD, связанных, вероятно, с тектонической активностью в регионе.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В подземной лаборатории LNGS проводятся эксперименты по поиску редких событий. Детектор LVD имеет уникальную конструкцию для изучения вариаций фоновых условий в подземном зале и событий, связанных с изменением концентрации радона под землей.

Сравнение величин атмосферного давления в подземном зале и давления на поверхности, измеренного с помощью термогигрометра в LVD, показали высокую корреляцию ( $r = 0.95$ ).

Разница давлений  $P_{atm} - P_{hall}$  имеет сезонный характер (минимум – в конце июля, максимум – в конце января) и составляет 2%. Возможно, эта вариация связана с вентиляцией подземного зала, режим которой может меняться из-за погодных условий, и нагрузкой на электросети.

С использованием данных за 4 года наблюдений получена антикорреляция между временными рядами фоновых событий LVD и атмосферного давления на поверхности. Наши результаты [8] говорят о том, что на меньших масштабах (порядка суток и недели) мы не обнаружили корреляции ( $r_{\text{Пирсон}} < 0.2$ ) данных LVD ( $CR_{\text{LVD}}$ ) с давлением ( $P_{atm}$ ) и температурой. Наблюдаемые единичные случаи связи изменений  $P_{atm}$  и  $CR_{\text{LVD}}$  требуют дальнейшего изучения. Возможно, они обусловлены барометрическим пампинг-эффектом для подземных газов [10].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aglietta M., Alyea E.D., Antonioli P. et al. (LVD Collaboration) // Nuovo Cimento. 1992. V. 105A. No. 12. P. 1793.
2. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадькин В.Л. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 5. С. 688; Agafonova N.Yu., Boyarkin V.V., Dadykin V.L. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 5. P. 649.
3. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадькин В.Л. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 3. С. 445; Agafonova N.Yu., Boyarkin V.V., Dadykin V.L. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 3. P. 416.
4. Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Добрынина Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 673; Agafonova N.Yu., Ashikhmin V.V., Dobrynina E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 614.
5. Bruno G. on behalf of the LVD Collaboration // J. Phys. Conf. Ser. 2010. V. 203. Art. No. 012091.
6. Агафонова Н.Ю., Алексеев В.А., Добрынина Е.А. и др. Препринт № 1071/2001 ИЯИ РАН, 2001.
7. Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Дадькин В.Л. и др. // Изв. РАН Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 551; Agafonova N.Yu., Ashikhmin V.V., Dadykin V.L. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 512.
8. Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Добрынина Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1661; Agafonova N.Yu., Ashikhmin V.V., Dobrynina E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1320.
9. <https://cds.climate.copernicus.eu>.
10. Стенькин Ю.В., Алексеев В.В., Громушкин Д.М. и др. // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. № 5. С. 845; Stenkin Y.V., Alekseenko V.V., Shchegolev O.B. et al. // JETP. 2017. V. 124. No. 5. P. 718.

### Effect of pressure and ventilation in the experimental hall on the background events count rate of the LVD detector

N. Yu. Agafonova<sup>a</sup>, V. V. Ashikhmin<sup>a</sup>, E. A. Dobrynina<sup>a, \*</sup>, R. I. Enikeev<sup>a</sup>, N. A. Filimonova<sup>a, b</sup>, I. R. Shakiryanova<sup>a</sup>, V. F. Yakushev<sup>a</sup> on behalf of the LVD collaboration

<sup>a</sup> Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

<sup>b</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, 141701 Russia

\*e-mail: dobrynina@inr.ru

In the LVD experiment (Gran Sasso, Italy), variations in the counting rate of detector background pulses associated with the injection of radon from the rock into the experimental hall are studied. We present dependences of changes in atmospheric pressure on the surface and in the experimental hall of the setup, as well as variations in the counting rate of LVD events associated with changes in radon concentration.

УДК 524.1-352

## АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРОДУКТОВ РАСПАДА РАДОНА В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

© 2023 г. А. А. Лагуткина<sup>1, \*</sup>, Д. Д. Джаппуев<sup>2</sup>, А. У. Куджаев<sup>2</sup>, Д. А. Кулешов<sup>2</sup>, К. О. Куринов<sup>2</sup>, О. И. Михайлова<sup>2</sup>, Ю. В. Стенькин<sup>1, 2</sup>, О. Б. Щеголев<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”, Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

\*E-mail: lagutkina.aa@phystech.edu

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

На протяжении последних нескольких лет в районе Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН на Северном Кавказе наблюдается рост амплитуды сезонной волны давления и концентрации тяжелых радионуклидов в приземном слое атмосферы. Исследована данная тенденция, а также аномалии в показаниях детекторов осенью-зимой 2017 г. и зимой-весной 2021 г., подкрепляющие ее. Рассмотрены гипотезы возможных причин данных аномалий.

DOI: 10.31857/S0367676523701880, EDN: OTBEZO

### ВВЕДЕНИЕ

Несколько лет назад в Баксанской нейтринной обсерватории (BNO) были зарегистрированы две серии аномалий (ноябрь–декабрь 2017 г.; январь–февраль и апрель 2021 г.). На срок от двух до четырех суток в воздухе экспериментального зала резко (в 1.5–2 раза) повышалась концентрация тяжелых нуклидов, продуктов распада радона. Эти явления были зарегистрированы при помощи системы из электронно-нейтронных детекторов установки n-BNO. Целью данной работы является анализ возможных причин этих аномалий, а также обнаруженных в ходе исследования роста среднегодового значения концентрации тяжелых нуклидов и падения среднегодового значения атмосферного давления на Баксане.

### ЭЛЕКТРОННО-НЕЙТРОННЫЙ ДЕТЕКТОР

Конструкция и принцип работы сцинтилляционного электронно-нейтронного (эн-) детектора изложены в работах [1–5]. Главная особенность эн-детектора – неорганический сцинтиллятор, разработанный в ИЯИ РАН совместно с ЗАО “Люминофор” гранулированный сплав ZnS(Ag) с V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (не требующим обогащения, т.к. природное содержание <sup>10</sup>B ~ 20%), или иногда с LiF, обогащенным изотопом <sup>6</sup>Li до 90% (природное содержание ~7.5%).

Сцинтиллятор имеет несколько временных компонент: быструю (длительность светового импульса  $\Delta t \sim 40$  нс) и медленные ( $\Delta t \sim$  несколько мкс и более), что позволяет детектировать и различать импульсы от захвата нейтронов (“n”-компонента) и от группового прохождения быстрых заряженных частиц (“charged” или “ch”-компонента, куда входят ШАЛ, мюоны с сопровождением,  $\beta$ -распады вблизи детектора, сопровождаемые гамма-квантами и не входят одиночные заряженные релятивистские частицы, т.к. порог регистрации равен  $\sim 3$  частицы). Именно аномалии в показаниях “ch”-компоненты эн-детекторов и рассматриваются в данной работе (см. пики в периоды 20.11.2017–23.11.2017 и 21.12.2017–24.12.2017 на рис. 1). Установка n-BNO состоит из четырех литиевых эн-детекторов: № 1–3 – внутри экспериментального зала под разными поглотителями, № 4 – под землей на глубине 500 г/см<sup>2</sup>. На подземном детекторе № 4 пиков не наблюдалось, поэтому далее мы исследуем данные с детекторов № 1–3 и предполагаем, что источник аномалий находится над землей, в атмосфере.

### ТРИ ГИПОТЕЗЫ

Согласно первой гипотезе, причина возникновения аномальных пиков кроется в электромагнитном поле, возникающем во время сильных

метелей, сопровождавших 4 из 5 аномалий. Предположительно, во время метели падающий снег электризуется трением [6] и образует положительно заряженную “шапку” на крыше ангара. Детекторы оказываются в области действия электрического поля между крышей и землей, что ускоряет осаждение на них положительно заряженных нуклидов из воздуха в ангаре. В 2021–2022 гг. была сделана попытка исследовать эту гипотезу в условиях московской лаборатории ИЯИ РАН: два детектора, аналогичных по принципу действия детекторам с n-BNO, были помещены в искусственно созданное электрическое поле  $E \geq \geq +(1-3) \text{ кВ/м}$  между металлической пластиной и землей. Величина поля измерялась с помощью измерителя поля Voltek. Однако однозначной корреляции между наличием поля или его величиной и показаниями детектора обнаружено не было: все попытки построить даже линейную зависимость скорости отсчета “ch”-компоненты от величины  $E$  на разных интервалах времени и при разных условиях измерения приводили к тому, что стандартное отклонение коэффициентов наклона прямых оказывалось выше самих коэффициентов  $a_{Mi}$  (табл. 1).

В основе второй гипотезы, объясняющей связь повышения темпа отсчета “ch”-компоненты на детекторе с электрическим зарядом снежинок, лежит аэрозольный эффект, часто имеющий место на Баксане в летнее время и исследованный ранее [7]. По предположению, отрицательно заряженные снежинки (а также капельки воды, образующиеся при их таянии) притягивают положительно заряженные радиоактивные нуклиды-продукты распада радона ( $\text{Bi-214}$  и  $\text{Pb-214}$ ), избыток которого присутствует в почве и в воде Баксана. При таянии снежинок заряженные капельки и пар участвуют в активном образовании радиоактивных аэрозолей, что и приводит к повышению темпа отсчета в “ch”-компоненте детекторов. К сожалению, гипотеза трудно проверяема, поскольку надежных и простых способов исследовать непосредственно концентрацию радиоактивных нуклидов в воздухе ангара во время аномалий нет.

Третья гипотеза основана на явлении нелинейного барометрического пампинг-эффекта, проявляющегося на границе раздела “атмосфера–грунт”: при повышении атмосферного давления происходит диффузия воздуха из нижних слоев атмосферы в почву – накачка почвы, а при понижении – откачка воздуха из грунта, сопровождающаяся притоком почвенных газов в атмосферу, в том числе радона – основного почвенного радиоактивного источника. Тогда в приземном слое атмосферы появляется избыток заряженных частиц – продуктов распада радона, который и

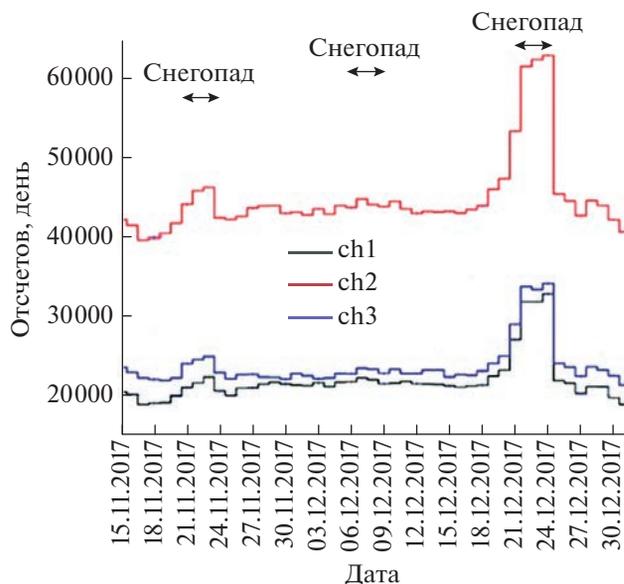


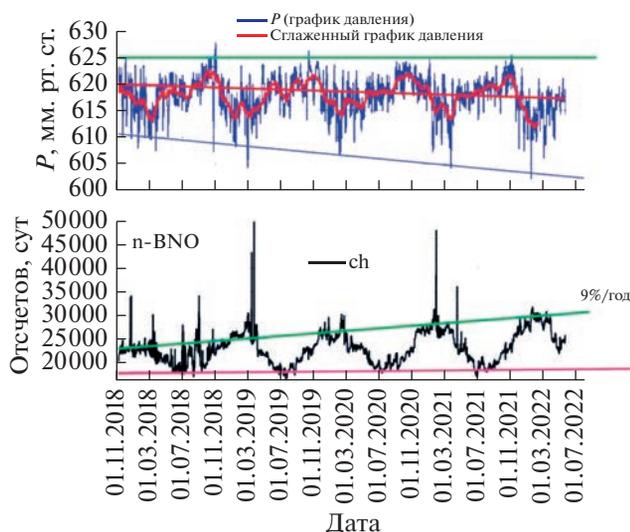
Рис. 1. Суточные графики “ch”-компоненты в эн-детекторах №№ 1, 2 и 3 в ангаре n-BNO в период 15.11.2017–30.12.2017.

регистрирует эн-детектор. С помощью эн-детекторов ранее были обнаружены новые эффекты: линейный барометрический пампинг-эффект для нейтронов и нелинейный – для гамма-фона [8, 9]. Нелинейный эффект проявляется только при аномально низких значениях атмосферного давления. При этом происходит резкий выброс подземных газов и радона в атмосферу. Зависимость от давления в этой области квадратична, что создает “пороговость” данного процесса. Именно этим эффектом можно объяснять наблюдавшиеся нами “зимние” аномалии, поскольку именно зимой иногда приходят циклоны с аномально низким давлением. Более того, вероятность таких явлений растет год от года.

Начиная с 2017 г. в данной местности наблюдается увеличение амплитуды сезонных колебаний кривой давления: минимум линейно убывает с каждым годом (рис. 2, верхний график, нижняя

Таблица 1. Коэффициенты наклона для зависимостей скорости отсчета “ch”-компоненты в эн-детекторах от величины электрического поля  $E$  для детекторов M1 и M2 из московской лаборатории ИЯИ РАН.

Номер детектора, $M_i$	M1	M2
$a_{Mi}, \left(\frac{\text{кВ}}{\text{м}}\right)^{-1}$	$0.0087 \pm 0.010$	$-0.0055 \pm 0.0070$



**Рис. 2.** Вариации давления (сверху) и “ch”-компоненты (снизу) на Баксане по данным детектора № 3 установки n-BNO с 2017 по 2022 гг.

(синяя) прямая), а максимум почти не меняется от сезона к сезону (рис. 2, верхний график, верхняя (зеленая) прямая). С кривой “ch”-компоненты, чувствительной к продуктам распада радона, ситуация обратная: зимний максимум кривой ежегодно растет (от 23000 отсчетов в день зимой 2018 г. до 30000 отсчетов в день зимой 2022 г., рис. 2, нижний график, верхняя (зеленая) прямая), в то время как летний минимум остается на одном уровне (~18000 отсчетов в день, рис. 2, нижний график, нижняя (малиновая) прямая). Под амплитудой вариаций “ch”-компоненты подразумевается разность между рассмотренными выше прямыми. Таким образом, среднее значение давления с каждым годом падает, а средняя скорость счета “ch”-компоненты увеличивается, что соответствует более частому наблюдению аномалий в показаниях детекторов. Важно отметить, что тенденция “ch”-компоненты на Баксане по нашему предположению вызвана в большей степени атмосферными явлениями (о чем свидетельствует в том числе визуальная антикорреляция кривой давления с кривой “ch”-компоненты на рис. 2), а не вариациями интенсивности космических лучей, поскольку видимой связи между трендами на n-BNO и в космических лучах не наблюдается.

Кроме того, по сценариям Климатического центра Росгидромета в ближайшие 20 лет прогнозируется установление на Северном Кавказе более влажного (+0.1 мм/сут) и более теплого (+1.1...+3.4°C) климата. В частности, на Баксане повышение влажности приведет к более интенсивному образованию аэрозолей, а повышение

температуры – к учащению погодных аномалий, в том числе, и в давлении, зависящем от путей прохождения циклонов и их частоты. Наличие этих факторов объясняет учащение аномалий наблюдаемых в показаниях эн-детекторов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены возможные причины аномалий в вариациях концентрации тяжелых нуклидов в приземном слое атмосферы в лаборатории n-BNO в зимнее время. В качестве основных причин рассматривались атмосферные явления: метели или барометрический пампинг-эффект. При анализе данных за последние 5 лет был обнаружен рост амплитуды сезонных колебаний давления (со скоростью ~9%) и концентрации продуктов распада радона в приземном слое воздуха на n-BNO (также со скоростью ~9% в год), в основном – в зимнее время. Учащение погодных и радионуклидных аномалий в последние годы может служить показателем глобальных климатических изменений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sten'kin Yu.V.* // in: Nuclear track detectors: design, methods and application. Ch. 10. Nova Sci. Publ. Inc., 2010. P. 253.
2. *Громушкин Д.М., Петрухин А.А., Стенькин Ю.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 425; *Gromushkin D.M., Petrukhin A.A., Stenkin Y.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 3. P. 407.
3. *Стенькин Ю.В., Алексеенко В.В., Багрова А.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 179; *Stenkin Y.V., Alekseenko V.V., Bagrova A.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 160.
4. *Стенькин Ю.В., Алексеенко В.В., Цаи Ж. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 666; *Stenkin Yu.V., Alekseenko V.V., Cai Z. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 607.
5. *Алексеенко В.В., Громушкин Д.М., Джанпуев Д.Д. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 739; *Alekseenko V.V., Gromushkin D.M., Dzhabpuev D.D. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 682.
6. *Арабаджи В.И.* Загадки простой воды. М.: Знание, 1973. С. 50.
7. *Stenkin Yu.V., Alekseenko V.V., Dzhabpuev D.D. et al.* // J. Environ. Radioactivity. 2020. V. 222. Art. No. 106335.
8. *Стенькин Ю.В., Алексеенко В.В., Громушкин Д.М. и др.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. № 5. С. 845; *Stenkin Yu.V., Alekseenko V.V., Gromushkin D.M. et al.* // J. Exp. Theor. Phys. 2017. V. 124. No. 5. P. 718.
9. *Стенькин Ю.В., Алексеенко В.В., Игошин А.В. и др.* // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. № 3. С. 469; *Stenkin Y.V., Alekseenko V.V., Igoshin A.V. et al.* // J. Exp. Theor. Phys. 2020. V. 131. No. 3. P. 418.

**Analysis of variations in concentration of radon decay products  
in near surface layer of the atmosphere**

**A. A. Lagutkina<sup>a, \*</sup>, D. D. Dzhappuev<sup>b</sup>, A. U. Kudzhaev<sup>b</sup>, D. A. Kuleshov<sup>b</sup>, K. O. Kurinov<sup>b</sup>,  
O. I. Miklailova<sup>b</sup>, Yu. V. Stenkin<sup>a, b</sup>, O. B. Shchegolev<sup>a, b</sup>**

*<sup>a</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701 Russia*

*<sup>b</sup> Institute of Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

*\*e-mail: lagutkina.aa@phystech.edu*

In the last few years an increase in the amplitude of seasonal pressure wave and heavy radioactive nuclides concentration at Baksan Neutrino Observatory of INR RAS in the North Caucasus is being observed. The foregoing tendency, as well as the anomalies observed in the detectors data in autumn-winter, 2017 and winter-spring, 2021 are investigated. Hypotheses of the anomalies reasons and their connection to observed trends are presented.

УДК 524.1:528.029.69

## ПАРАМЕТРЫ МАГНИТОСФЕРНЫХ ТОКОВЫХ СИСТЕМ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В МАЕ 1998 г.

© 2023 г. А. А. Луковникова<sup>1</sup>, В. Е. Сдобнов<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики  
Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Россия

\*E-mail: [sdobnov@iszf.irk.ru](mailto:sdobnov@iszf.irk.ru)

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

На основе данных мировой сети станций нейтронных мониторов с использованием метода спектрографической глобальной съемки получены параметры магнитосферных токовых систем в событиях в мае 1998 г. В рамках осесимметричной модели ограниченной магнитосферы Земли определены параметры токовых систем (токи на магнитопаузе и кольцевой ток во внутренней магнитосфере), а также их вклад в изменения жесткости геомагнитного обрезания и в  $Dst$ -индекс в исследуемый период.

DOI: 10.31857/S0367676523701892, EDN: OTSJFQ

### ВВЕДЕНИЕ

Магнитосферные токовые системы трансформируются при взаимодействии солнечного ветра и магнитосферы Земли, в результате чего возникают вариации магнитного поля в переходной области, изменения формы и положения магнитопаузы, изменения параметров магнитосферных токовых систем. Взаимосвязь процессов, происходящих в межпланетном пространстве, солнечном ветре и магнитосферных токовых систем, является важным фактором для понимания природы таких геомагнитных возмущений в магнитосфере, как магнитные суббури и бури [1, 2]. Во время магнитной бури происходит резкое усиление кольцевого тока вследствие инжекции заряженных частиц из хвоста магнитосферы [3–5], а также значительное усиление токов хвоста, ионосферных токов и токов на магнитопаузе. Магнитное поле кольцевого тока обеспечивает характерную крупномасштабную структуру вариации измеряемого магнитного поля во время магнитной бури. Понижение напряженности геомагнитного поля, которое описывается  $Dst$ -индексом, является характерным проявлением магнитной бури [1, 2]. На вариации  $Dst$ -индекса оказывают влияние токи на магнитопаузе (DCF-токи), поперечный ток в хвосте магнитосферы (DT) и кольцевой ток во внутренней магнитосфере (DR) [6]. Изменение соотношения между источниками вариаций  $Dst$ -индекса меняется на разных стадиях геомагнитных возмущений, что отражает динамику магнитосферных токовых систем во время

магнитных бурь [7]. Расстояние до подсолнечной точки на магнитопаузе – один из важнейших параметров магнитосферы, который характеризует поджатие магнитопаузы. При внезапных скачках динамического давления СВ изменения этого расстояния приводят к значительным вариациям магнитосферного магнитного поля [1, 2].

Исследование магнитосферных токовых систем во время магнитной бури является актуальной задачей физики магнитосферы [8]. Магнитосферные токовые системы исследуются как по экспериментальным данным [1, 2], так и с привлечением теоретических моделей [9–14]. В нашей работе для получения таких параметров магнитосферных токовых систем, как радиус кольцевого тока ( $r_c$ ), токов на магнитопаузе ( $r_m$ ) и  $Dst$ -индекса, используются результаты расчетов зависимости изменений жесткости геомагнитного обрезания (ЖГО) ( $\Delta R_{ob}$ ) от жесткости геомагнитного обрезания ( $R_c$ ) по данным мировой сети станций космических лучей (КЛ) [1, 2] и изменений ЖГО в рамках осесимметричной модели ограниченной магнитосферы Земли ( $\Delta R_{cal}$ ) [15].

Цель работы – по результатам расчетов изменения планетарной системы жесткостей геомагнитного обрезания космических лучей исследовать период геомагнитных возмущений в мае 1998 г., определить параметры DR и DCF токовых систем и оценить их вклад в изменения жесткости геомагнитного обрезания и в  $Dst$ -индекс.

ДАННЫЕ И МЕТОД

Используя результаты расчетов  $\Delta R_{ob}$  от  $R_c$  по данным мировой сети станций КЛ методом спектрографической глобальной съемки [16] и в рамках осесимметричной модели ограниченной магнитосферы [15] ( $\Delta R_{cal}$ ) относительно фонового уровня 30 апреля 1998 г., рассчитываются некоторые параметры магнитосферных токовых систем (DR и DCF): радиусы и сила кольцевого тока ( $r_c$ ), токов на магнитопаузе ( $r_m$ ) и вклад этих токовых систем в  $Dst$ -индекс.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

На рис. 1а–1г, соответственно, представлены данные прямых измерений в межпланетном пространстве скорости СВ, модуля ММП, амплитуды вариаций интенсивности КЛ на станции КЛ Иркутск3 ( $R_c = 3.56$  ГВ (относительно 1975 г. [17], высота 3000 м) и вариации изотропной составляющей интенсивности первичных КЛ с жесткостью  $R_c = 4$  ГВ, а также изменения ЖГО ( $\Delta R_c$ ) в Иркутске совместно с  $Dst$ -индексом.

В первой декаде мая 1998 г. наблюдались несколько длительных геомагнитных бурь, начавшихся 2 мая и закончившихся 7 мая (рис. 1г), источниками которых послужили корональные выбросы массы типа гало из активной области 8210 [18]. 2 и 6 мая наблюдались наземные возрастания интенсивности КЛ (Ground Level Enhancements 56 и 57). В начале мая к Земле подошли высокоскоростные потоки: 1 мая наблюдалось возрастание скорости СВ до  $\sim 600$  км/с, модуль ММП составлял  $\sim 5$ – $10$  нТл,  $Dst$ -индекс изменялся от  $\sim -13$  нТл до  $\sim 21$  нТл. 2 мая скорость СВ увеличилась до СВ  $\sim 680$  км/с, модуль ММП – до  $\sim 20$  нТл, зарегистрирована магнитная буря с  $Dst \sim -85$  нТл. Максимальная вариация на станции КЛ Иркутск3 составляла  $\sim -4.5\%$ . 4 мая во время магнитной бури минимальное значение  $Dst$ -индекса было  $\sim -205$  нТл, максимальное значение модуля ММП  $\sim 40$  нТл, скорость СВ в диапазоне  $\sim 460$ – $890$  км/с [19–22]. Наблюдалось повышение интенсивности КЛ на низко- и среднеширотных станциях. Так, на станции КЛ Иркутск3 оно составило  $\sim 4\%$ . На высокоширотных станциях КЛ увеличения скорости счета не наблюдалось. Мы предполагаем, что этот эффект обусловлен уменьшением ЖГО. Расчеты показали, что для низко- и среднеширотных станций  $\Delta R_c$  составило от  $\sim -0.2$  до  $\sim -0.4$  ГВ. На рис. 1г показаны временные ходы  $\Delta R_c$  (в Иркутске) и  $Dst$ -индекса для геомагнитных бурь 2 и 4 мая. Коэффициент корреляции между  $\Delta R_c$  и  $Dst$  в эти периоды составляет  $\sim 0.9$ .

На рис. 2 приведены зависимости  $\Delta R_c$  от  $R_c$  для разных фаз развития умеренных геомагнитных

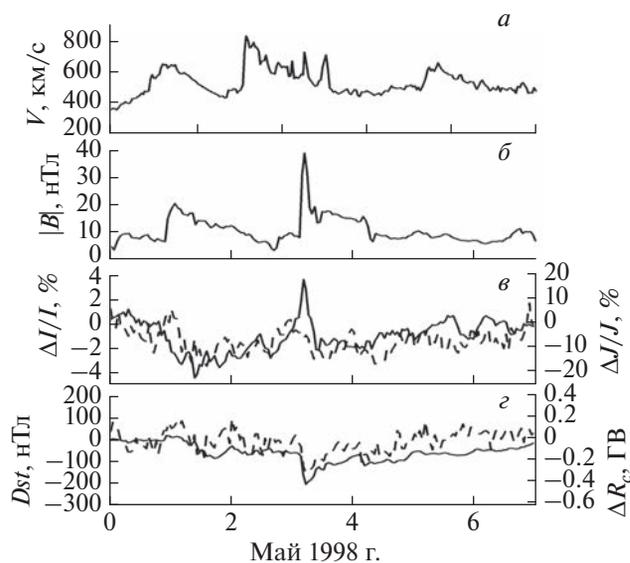
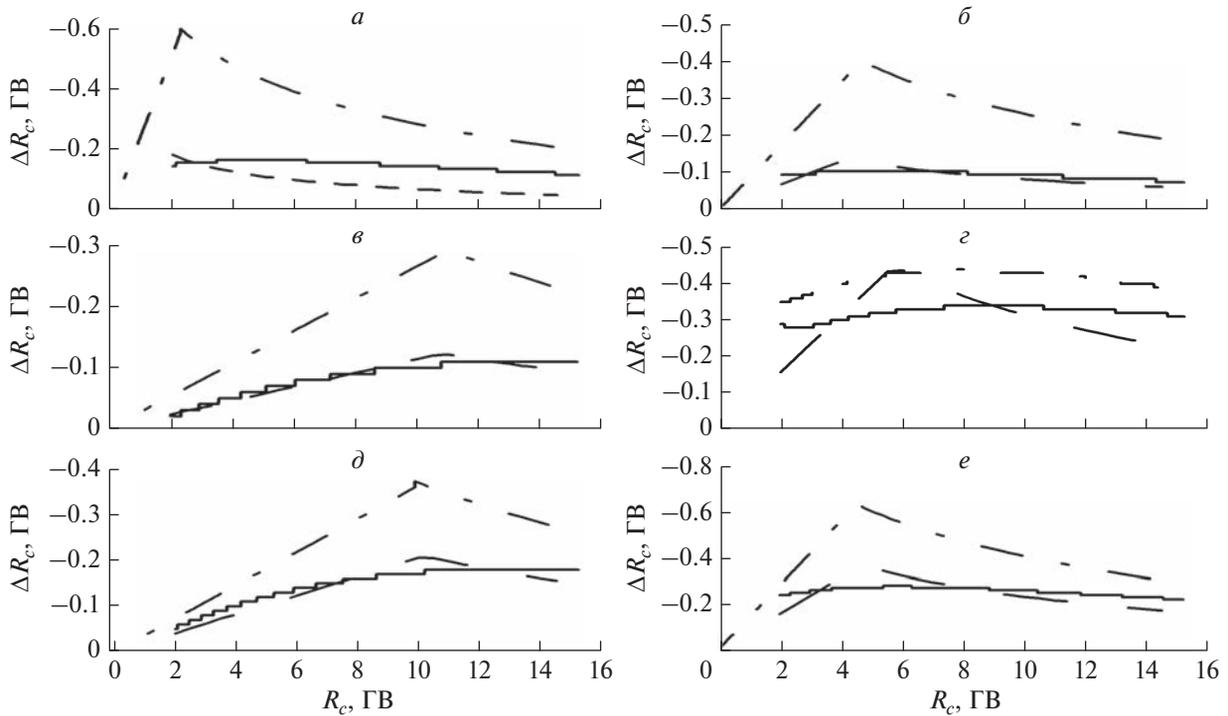


Рис. 1. Скорость СВ (а); модуль ММП (б); амплитуды вариаций интенсивности КЛ на станциях КЛ Иркутск3 (сплошная линия, левая шкала) и вариации изотропной составляющей интенсивности первичных КЛ с жесткостью  $R_c = 4$  ГВ (штриховая линия, правая шкала) (в); изменения ЖГО ( $\Delta R_c$ ) для частиц с  $R_c = 4$  ГВ (штриховая линия, правая шкала) совместно с  $Dst$ -индексом (сплошная линия, левая шкала) (г).

бурь 2–4 мая 1998 г., полученные по данным мировой сети станций КЛ, а также результаты расчета изменений ЖГО и вклад в изменения ЖГО от кольцевого тока, рассчитанные по модели [15]. Из рис. 2 видно, что изменения ЖГО удовлетворительно согласуются между собой, за исключением отдельных периодов главной фазы геомагнитной бури 4 мая. Это связано с тем, что во время геомагнитной бури, помимо резкого усиления кольцевого тока и токов на магнитопаузе, происходит значительное усиление других токовых систем (например, продольных и ионосферных токов, токов хвоста), что не учитывается в используемой осесимметричной модели ограниченной магнитосферы [1, 2].

В табл. 1 приведены параметры токовых систем, рассчитанные в рамках модели [15] в отдельные моменты рассмотренных событий. Рассчитанные и наблюдаемые  $Dst$ -индексы отличаются на величину от нескольких нТл до десятков нТл. Рассчитанные радиусы кольцевого тока  $r_c$  и тока на магнитопаузе  $r_m$  отражают суммарный вклад нескольких токовых систем, поэтому точнее говорить об эффективных радиусах токовых систем, которые дают вклады в  $Dst$ -индекс. Радиусы  $r_c$  (в единицах радиуса Земли) составляют для начальной фазы геомагнитной бури 2 мая  $\sim 4.8$ , для главной фазы  $\sim 2.3$ , для фазы восстановления  $\sim 2.4$ . Для геомагнитной бури 4 мая радиусы  $r_c$  (в единицах радиуса Земли): для началь-



**Рис. 2.** Зависимость изменения ЖГО от  $R_c$  для разных фаз умеренных геомагнитных бурь 2–4 мая 1998 г. Начальная фаза: 08:00 UT 2 мая (а), 22:00 UT 3 мая (б); главная фаза: 17:00 UT 2 мая (в), 05:00 UT 4 мая (з); фаза восстановления: 20:00 UT 3 мая (д), 09:00 UT 4 мая (е). Сплошная линия – результаты, полученные по данным мировой сети станций КЛ методом спектрографической глобальной съемки, штриховая линия – расчет по осесимметричной модели ограниченной магнитосферы с кольцевым током, штрихпунктирная линия – вклад в изменения ЖГО от кольцевого тока, рассчитанный по осесимметричной модели ограниченной магнитосферы.

ной фазы  $\sim 3.5$ , для главной фазы  $\sim 3.2$ , для фазы восстановления  $\sim 3.5$ . Минимальные радиусы  $r_c$  наблюдаются в главной фазе геомагнитной бури и возрастают на фазе восстановления. По пара-

метрам токовых систем в рамках модели [15] вклад эффективного кольцевого тока в изменения ЖГО составляет  $\sim 50\text{--}60\%$ , в величину  $Dst$ -индекса –  $\sim 60\text{--}70\%$ .

**Таблица 1.** Параметры токовых систем: радиус кольцевого тока  $r_c$  в единицах радиуса Земли, сила кольцевого тока  $I_c$  в единицах  $10^6$  А, расстояние до подсолнечной точки  $r_m$  в единицах радиуса Земли, сила тока на магнитопаузе  $I_m$  в единицах  $10^6$  А, рассчитанный  $Dst$ -индекс  $Dst_{cal}$  (нТл) в рамках осесимметричной модели ограниченной магнитосферы для разных фаз развития геомагнитных бурь, наблюдаемые значения  $Dst$ -индекса  $Dst_{ob}$  (нТл)

Фазы геомагнитной бури	Дата и время	Параметры токовых систем					
		$r_c$	$I_c$	$r_m$	$I_m$	$Dst_{cal}$	$Dst_{ob}$
Начальная	2.05.1998 08:00 UT	4.8	12.7	8.9	3.7	-36	-24
	3.05.1998 22:00 UT	3.5	10.4	9.0	1.6	-38	-57
Главная	2.05.1998 17:00 UT	2.3	10.4	8.7	0.73	-64	-85
	4.05.1998 05:00 UT	3.2	13.3	8.4	1.93	-154	-205
Восстановления	3.05.1998 20:00 UT	2.4	10.1	9.1	0.70	-104	-70
	4.05.1998 09:00 UT	3.5	11.4	9.0	1.73	-114	-135

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным наземных измерений на мировой сети станций КЛ в рамках осесимметричной модели токовых систем магнитосферы Земли получены их некоторые характеристики (радиус, сила тока) в периоды геомагнитных возмущений в мае 1998 г. Показано, что повышение интенсивности КЛ 4 мая на низко- и среднеширотных станциях связано с уменьшением ЖГО; вклад эффективного кольцевого тока в изменения ЖГО ~50–60%, в величину *Dst*-индекса – ~60–70%. Изменения ЖГО, рассчитанные по данным мировой сети станций КЛ и в рамках осесимметричной модели ограниченной магнитосферы удовлетворительно согласуются между собой. Полученные результаты могут быть использованы для количественной оценки параметров некоторых токовых систем в магнитосфере в периоды геомагнитных возмущений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России. Результаты получены с использованием оборудования ЦКП “Ангара” <http://скр-гф.ру/скр/3056/> и Уникальной научной установки “Российская национальная наземная сеть станций космических лучей” (Сеть СКЛ) [23].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кичигин Г.Н., Кравцова М.В., Сдобнов В.Е. // Геомагн. и аэронаом. 2018. Т. 58. № 5. С. 608; Kichigin G.N., Kravtsova M.V., Sdobnov V.E. // Geomagn. Aeron. 2018. V. 58. No. 5. P. 586.
2. Кичигин Г.Н., Кравцова М.В., Сдобнов В.Е. // Солн.-земн. физика. 2017. Т. 3. № 3. С. 15; Kichigin G.N., Kravtsova M.V., Sdobnov V.E. // Sol.-Terr. Phys. 2017. V. 3. No. 3. P. 13.
3. Daglis I., Thorne R., Baumjohann W. et al. // Rev. Geophys. 1999. V. 37. No. 4. P. 407.
4. Kozyra J., Liemohn M. // Space Sci. Rev. 2003. V. 109. P. 105.
5. Дайбог Е.И., Кекемети К., Лазутин Л.Л. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 697.
6. Feldstein Y., Levitin A., Kozyra J. et al. // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. Art. No. A11214.
7. Alexeev I., Belenkaya E., Kalegaev V. et al. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 7737.
8. Greenspan M., Hamilton D. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 5419.
9. Alexeev I., Kalegaev V., Belenkaya E. et al. // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P. 25683.
10. Tsyganenko N., Sitnov M. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. Art. No. A03208.
11. Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 5. С. 611; Tyasto M.I., Danilova O.A., Sdobnov V.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 5. P. 547.
12. Тясто М.И., Данилова О.А., Птицына Н.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 6. С. 861; Tyasto M.I., Danilova O.A., Ptitsyna N.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2005. V. 69. No. 6. P. 967.
13. Тясто М.И., Данилова О.А., Дворников В.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 385; Tyasto M.I., Danilova O.A., Dvornikov V.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 3. P. 367.
14. Тясто М.И., Данилова О.А., Вернова Е.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 7. С. 1031.
15. Кичигин Г.Н., Сдобнов В.Е. // Геомагн. и аэронаом. 2017. Т. 57. № 2. С. 132; Kichigin G.N., Sdobnov V.E. // Geomagn. Aeron. 2017. V. 57. No. 2. P. 149.
16. Dvornikov V.M., Sdobnov V.E. // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. No. A11. P. 24209.
17. Inoue A., Wada M., Kondo K. Asymptotic direction in 1975. Cosmic Ray Table No. 1. Tokyo: Institute Phys. Chem. Res., 1983.
18. Xie H., Gopalswamy N., Manoharan P. et al. // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. Art. No. A01103.
19. <http://spaceweather.izmiran.ru/rus/fds1998.html>.
20. <https://www.solarmonitor.org>.
21. <http://cdaw.gsfc.nasa.gov>.
22. <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>.
23. <https://скр-гф.ру/усу/433536>.

## Magnetospheric current system parameters during the geomagnetic disturbances in May 1998

A. A. Lukovnikova<sup>a</sup>, V. E. Sdobnov<sup>a</sup>, \*

<sup>a</sup> Institute of Solar-Terrestrial Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Irkutsk, 664033 Russia

\*e-mail: [sdobnov@iszf.irk.ru](mailto:sdobnov@iszf.irk.ru)

Based on the data from the global network of neutron monitors, by using the spectrographic global survey, we obtained the parameters of magnetospheric current systems in the 1998 May events. Within the axisymmetric model for the bounded Earth magnetosphere, we determined the DR (ring current) and DCF (magnetopause currents) parameters for the current systems, as well as their contribution to variations in the rigidity of the geomagnetic cutoff and to the *Dst*-index over the addressed period.

УДК 523.4-852

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КИНЕТИКИ МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ ТИТАНА ВО ВРЕМЯ ВЫСЫПАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2023 г. А. С. Кириллов<sup>1</sup>, \*, Р. Вернер<sup>2</sup>, В. Гинева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

<sup>2</sup>Институт космических исследований и технологий Болгарской академии наук, Стара Загора, Болгария

\*E-mail: kirillov@pgia.ru

Поступила в редакцию 29.07.2022 г.

После доработки 20.12.2022 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Изучена кинетика триплетных состояний  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $V^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $V^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$  молекулярного азота на высотах средней атмосферы Титана во время высыпания в атмосферу космических лучей. В расчетах учтены внутримолекулярный и межмолекулярный перенос энергии электронов при неупругих столкновениях электронно-возбужденного молекулярного азота с молекулами  $N_2$ ,  $CH_4$  и  $CO$ . Исследовано взаимодействие электронно-возбужденных молекул  $N_2$  с молекулами ацетилена  $C_2H_2$  и этилена  $C_2H_4$  в средней атмосфере Титана на высотах 50–250 км. Впервые показано доминирование реакций с метастабильным молекулярным азотом  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  в образовании радикалов  $C_2H$  и  $C_2H_3$  на данных высотах.

DOI: 10.31857/S0367676523701910, EDN: OTGIRI

### ВВЕДЕНИЕ

Молекулярный азот  $N_2$  является главным молекулярным газом в атмосферах Титана (спутник Сатурна), Тритона (спутник Нептуна) и Плутона. Вторым по общей концентрации газом в атмосферах упомянутых планет является метан  $CH_4$ . Принципиальным отличием атмосферы Титана от атмосфер других спутников планет Солнечной системы является наличие желтой дымки (смога), которая не позволяет наблюдать поверхность Титана в видимом диапазоне из космоса. Возможно, что и Сатурн не может наблюдаться с поверхности Титана из-за наличия такой дымки.

Исследованию образования дымки в атмосфере Титана посвящено множество работ [1–6]. Основным результатом данных исследований было установление того факта, что образование частиц смога является полимеризация и конденсация углеводородов и нитрилов, а также рекомбинация тяжелых ионов. При этом в полимеризации участвуют  $C_3$ ,  $C_4$ ,  $C_5$  и т.д. углеводороды и нитрилы.

В образовании данных углеводородов и нитрилов в атмосфере Титана активно участвуют различные радикалы, такие как метил  $CH_3$ , этинил  $C_2H$ , винил  $C_2H_3$  и т.д. Эти радикалы образуются

в результате распада молекул метана  $CH_4$ , ацетилена  $C_2H_2$ , этилена  $C_2H_4$  и других молекул. На больших высотах (выше 500 км) значительный вклад в образование углеводородных радикалов вносят УФ-излучение Солнца и высокоэнергичные электроны из магнитосферы Сатурна. На высотах ниже 400 км основным источником вносимой в атмосферу энергии являются космические лучи [7–9]. Взаимодействие высокоэнергичных космических лучей с газами атмосферы Титана ( $N_2$  и  $CH_4$ ) приводит к образованию потоков вторичных электронов на высотах средней атмосферы во время процессов ионизации молекул. Вторичные электроны, сталкиваясь с молекулами углеводородов, вызывают процессы диссоциации молекул, способствуя тем самым образованию химически активных радикалов на указанных высотах.

Кроме того, взаимодействие вторичных электронов с атмосферным молекулярным азотом приводит к электронному и колебательному возбуждению молекул азота  $N_2$ . Известно, что скорости химических реакций с участием возбужденных молекул могут значительно возрастать из-за уменьшения активационных барьеров химических взаимодействий [10]. Поэтому при исследо-

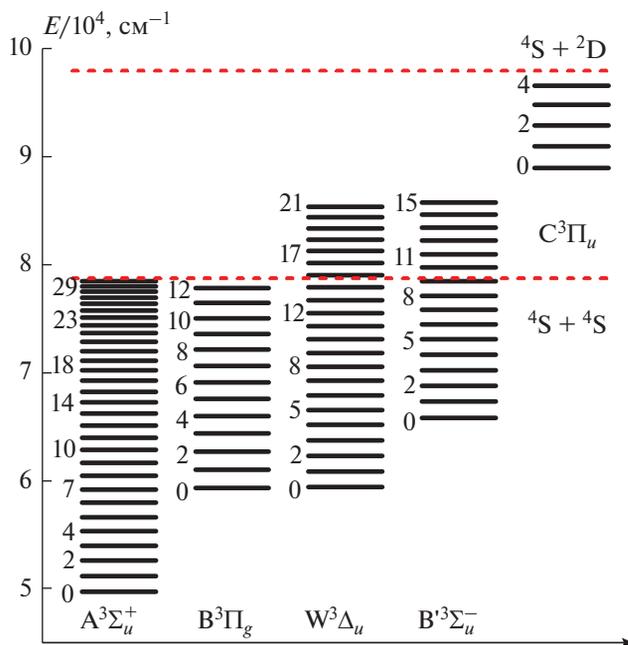
вании химического состава газовой среды подчас необходимо учитывать электронную и колебательную кинетику газов, поскольку участие возбужденных молекул в неупругих взаимодействиях может значительно ускорить образование различных радикалов, активно участвующих в химическом балансе среды.

Помимо этого увеличение концентрации  $N_2$  может привести к значительному влиянию электронно-возбужденной молекулы азота на излучательный баланс атмосфер планет, где доминирует газ  $N_2$ . В работах [11, 12] рассмотрены процессы передачи энергии от метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  к монооксиду углерода в верхних атмосферах Титана, Тритона и Плутона (в виде смеси газов  $N_2-CH_4-CO$ ). Там впервые было численно показано, что вклад  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  в образование электронно-возбужденного монооксида углерода  $CO(a^3\Pi)$  значительно возрастает с ростом плотности в верхних атмосферах Титана, Тритона и Плутона и становится преобладающим для атмосферы Титана, Тритона и Плутона для нижних колебательных уровней  $CO(A^3\Pi)$ .

Основной целью настоящей работы является исследование электронной кинетики триплетных состояний  $N_2$  в средней атмосфере Титана (50–250 км) при высыпании космических лучей с учетом процессов столкновения электронно-возбужденных молекул на этих высотах. Рассмотрено влияние неупругих столкновений на образование атомов  $H$  и радикалов  $C_2H$ ,  $C_2H_3$ . Концентрации малых компонентов атмосферы на высотах нижней, средней и верхней атмосферы Титана значительно меньше концентраций  $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $H_2$  и  $CO$  [1–6], поэтому столкновительную часть электронной кинетики молекул  $N_2$  можно рассматривать в рамках столкновений  $N_2^*-N_2$ ,  $N_2^*-CH_4$ ,  $N_2^*-CO$ , где  $N_2^*$  означает электронно-возбужденные молекулы азота.

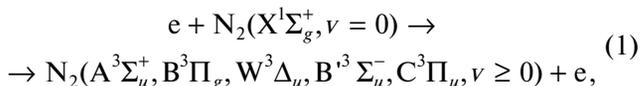
**МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ И ГАШЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА НА ВЫСОТАХ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ ТИТАНА**

На рис. 1 приведена схема всех колебательных уровней триплетных состояний  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$ , рассмотренных в данной работе. Механизмы образования и гашения электронно-возбужденного молекулярного азота в атмосфере Титана детально представлены в [13]. Они включают такие процессы, как возбуждение различных триплетных состояний молекулярного азота



**Рис. 1.** Схема колебательных уровней триплетных состояний  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$ .

$N_2$  при неупругих столкновениях с высокоэнергичными вторичными электронами:



излучение полос Вегарда–Каплана (VK), первой положительной (1PG) и второй положительной (2PG) систем, полос Ву–Бенеша (WB) и инфракрасного послесвечения (IRA) во время спонтанных излучательных переходов

$$N_2(A^3\Sigma_u^+, v) \rightarrow N_2(X^1\Sigma_g^+, v') + hv_{VK}, \quad (2a)$$

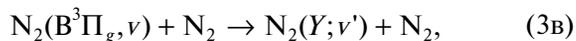
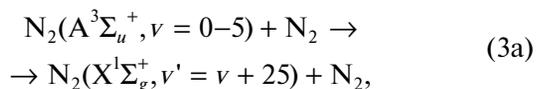
$$N_2(B^3\Pi_g, v) \leftrightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, v') + hv_{1PG}, \quad (2б)$$

$$N_2(C^3\Pi_u, v) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g, v') + hv_{2PG}, \quad (2в)$$

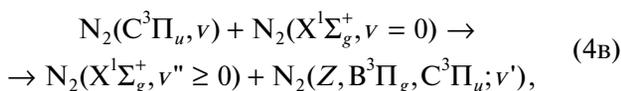
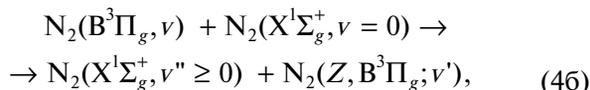
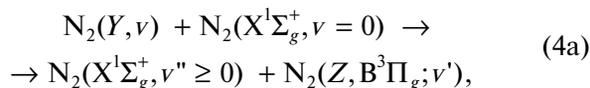
$$N_2(W^3\Delta_u, v) \leftrightarrow N_2(B^3\Pi_g, v') + hv_{WB}, \quad (2г)$$

$$N_2(B^3\Sigma_u^-, v) \leftrightarrow N_2(B^3\Pi_g, v') + hv_{IRA}, \quad (2д)$$

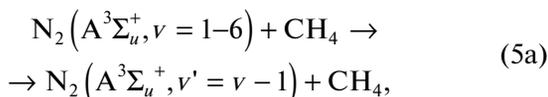
с коэффициентами Эйнштейна согласно [14], а также внутримолекулярные процессы переноса энергии возбуждения:



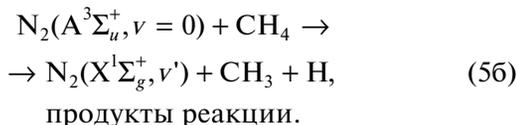
где  $Y = A^3\Sigma_u^+$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$  и межмолекулярные процессы:



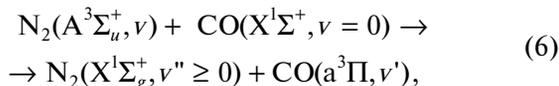
где  $Y$  и  $Z = A^3\Sigma_u^+$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$  для неупругих столкновений с  $N_2$  молекулами. Кроме того, учитывается, что для ненулевых колебательных уровней  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v > 0)$  происходит колебательная релаксация при неупругих столкновениях с молекулой  $CH_4$



а для нулевого колебательного уровня  $v = 0$  происходит перенос энергии возбуждения с последующей диссоциацией молекулы метана  $CH_4$  [15]



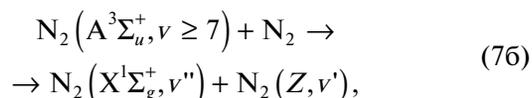
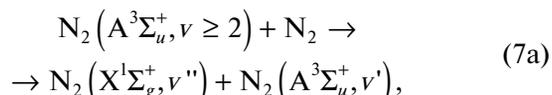
Также в работах [11–13] указано на важную роль неупругих столкновений с молекулами  $CO$  в атмосферах Титана, Тритона, Плутона (смесь газов  $N_2-CH_4-CO$ ) для нижних колебательных уровней состояния  $A^3\Sigma_u^+$ . При расчетах также учитываются неупругие взаимодействия



поскольку в работе [16] численно было показано, что константы скоростей процесса (6) для нижних колебательных уровней  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v)$  значительно превосходят аналогичные константы для процессов (3a) и (4a).

Как известно [4–6], в тропосфере Титана температура с высотой понижается от ~95 К на поверхности до ~70 К в тропопаузе (35–50 км). Выше 50 км происходит резкое увеличение температуры до ~180–190 К с ростом высоты [4–6]. Рассмотрим температурные зависимости констант скоростей взаимодействия метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  с молекулами  $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $CO$  на основании имеющихся в научной литературе исследований.

В работах [16, 17] для процессов взаимодействия  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  с молекулами  $N_2$  были рассмотрены следующие межмолекулярные процессы переноса энергии электронного возбуждения:

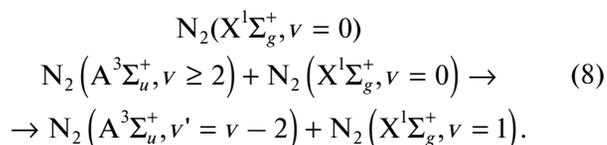


где  $Z = B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ , и внутримолекулярные процессы



причем основной вклад в процессах (7b) и (7b) согласно расчетам [17] имел канал с образованием  $Z = B^3\Pi_g$ . Температурные зависимости процессов (7a)–(7b) в [16, 17] были основаны на приближениях Розена–Зинера и Ландау–Зинера.

Альтернативная трактовка процесса неупругого взаимодействия  $N_2(A^3\Sigma_u^+) + N_2$  была предложена в работе [18], согласно которой основным каналом релаксации энергии электронного возбуждения метастабильного молекулярного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v)$  являются внутримолекулярные переходы на два колебательных уровня с колебательным возбуждением молекулы-мишени

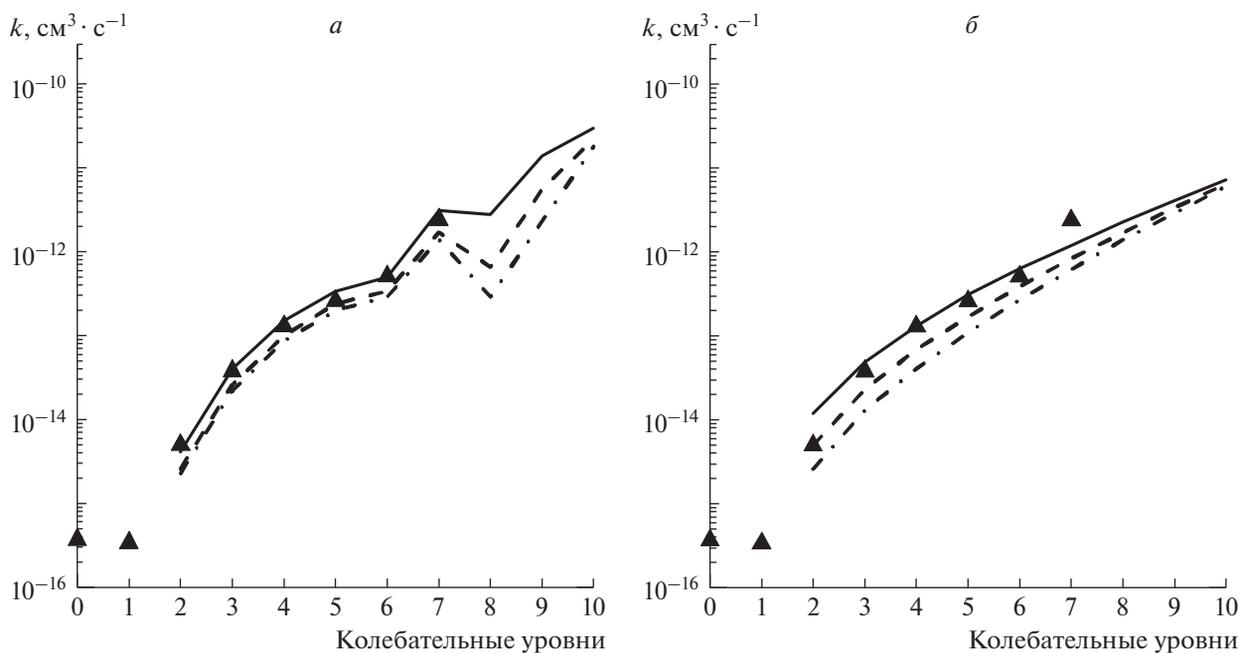


При этом автор [18] для оценки скорости процесса (8) воспользовался приближением Шварца–Славского–Герцфельда [19–21], используемого для расчета скоростей колебательно-колебательного (VV) обмена энергии.

На рис. 2 представлены константы скоростей гашения  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v = 2-10)$  для температур  $T = 120, 180$  и  $300$  К, рассчитанные как согласно [16, 17] для процессов (7a)–(7b), так и согласно аналитической формуле [18]

$$k_8(v) = 1.1 \cdot 10^{-13} v(v-1) \exp[-0.1\Delta E/\sqrt{T}] \quad (9)$$

для процесса (8). Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными [22], полученными при комнатной температуре. Как видно из представленных результатов расчетов, наблюдается уменьшение констант взаимодействия с понижением температуры в обоих рассмотренных теоретических приближениях. Однако характер уменьшения на рассмотренном интервале колебательных уровней различен.



**Рис. 2.** Константы скоростей гашения  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v = 2-10)$  при столкновении с молекулами  $N_2$  для  $T = 120$  К (штрих-пунктирная линия),  $180$  К (штрихи) и  $300$  К (сплошная линия), рассчитанные согласно [16, 17] (а) и согласно [18] (б). Треугольники – экспериментальные данные [22] при комнатной температуре.

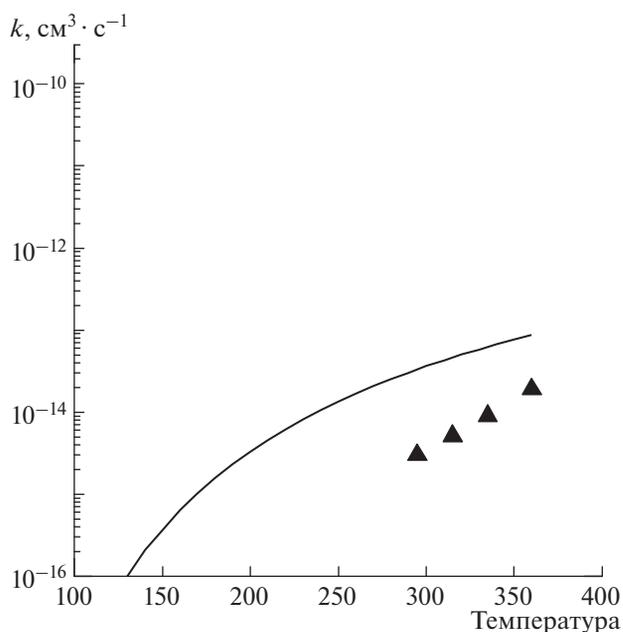
На рис. 3 представлены результаты расчета константы  $k_{56}$  для процесса (5б) в зависимости от температуры  $T$  согласно аналитической формуле [15]

$$k_{56}(T) = AT^n \exp(-E_a/T), \quad (10)$$

где  $A = 3.02 \cdot 10^{-17}$ ,  $n = 1.823$ ,  $E_a = 993$  К. Здесь же представлены результаты экспериментальных измерений, полученных в [23] при температурах  $T = 295-360$  К. Для процесса взаимодействия с угарным газом СО (6) результаты расчета констант скоростей взаимодействия для  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v = 0-10)$  согласно [16] приведены на рис. 4. Расчеты выполнены для температур  $T = 120, 180$  и  $300$  К. Здесь также приведены экспериментальные данные [24, 25], полученные при комнатных температурах. Как и в случае столкновений с молекулами  $N_2$  константы скоростей взаимодействия с молекулами метана  $CH_4$  и угарного газа СО уменьшаются с понижением температуры.

В настоящее время для молекулярного азота отсутствуют исчерпывающие экспериментальные данные по зависимости констант скоростей процессов взаимодействия электронно-возбужденной молекулы  $N_2$  с рассмотренными молекулами. Кроме того, результаты расчетов, представленные на рис. 2 согласно различным теоретическим аппроксимациям, показывают разную температурную зависимость рассмотренных констант гашения. Поэтому в данных расчетах аналогично [13] мы используем константы скоростей, по-

лученные при комнатной температуре  $T \sim 300$  К. В случае получения значительного банка экспериментальных данных о температурной зависимости констант взаимодействия представленные в данной работе результаты могут быть пересчитаны.



**Рис. 3.** Рассчитанные согласно [15] константы  $k_{56}$  для процесса (5б) в зависимости от температуры  $T$ . Треугольники – экспериментальные данные [23].

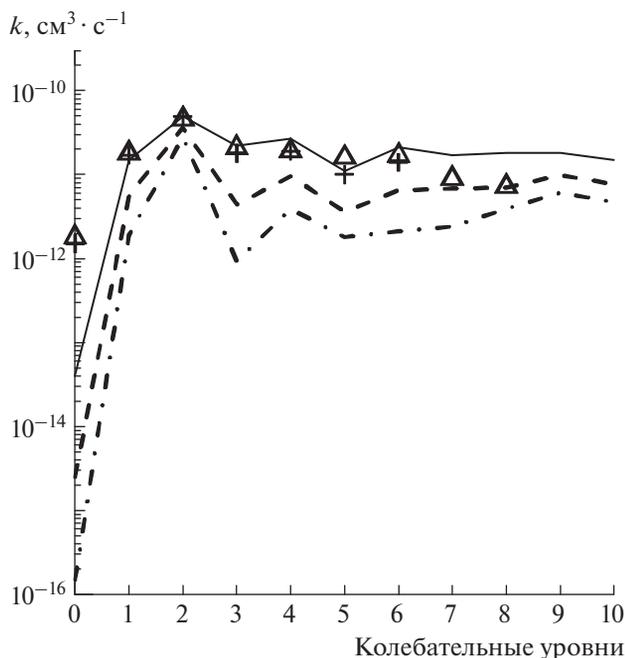


Рис. 4. Константы скоростей гашения  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v = 0-10)$  при столкновении с молекулами CO для  $T = 120$  (штрих-пунктирная линия),  $180$  (штрихи) и  $300$  K (сплошная линия), рассчитанные согласно [16]. Экспериментальные данные [24, 25] при комнатной температуре – крестики и треугольники, соответственно.

#### РАССЧИТАННЫЕ ВКЛАДЫ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ МОЛЕКУЛ $N_2$ В ОБРАЗОВАНИЕ РАДИКАЛОВ $C_2H$ И $C_2H_3$ В АТМОСФЕРЕ ТИТАНА

В работах [26–30] был рассмотрен синтез углеводородов, нитрилов, цианидов и других веществ в смеси  $N_2$  и  $CH_4$  для условий лабораторного разряда, причем как экспериментально, так и теоретически. При этом в указанных работах электронно-возбужденные молекулы  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ ,  $N_2(a^1\Sigma_u^-)$  в газовой смеси молекулярного азота и метана  $N_2-CH_4$  были рассмотрены как важный агент в процессах диссоциации как молекул метана  $CH_4$  с образованием радикалов  $CH_3$ ,  $CH_2$ , так и этих радикалов при неупругих столкновениях с электронно-возбужденными молекулами. В дальнейшем химические реакции с участием множества радикалов приводят к образованию углеводородов, нитрилов, цианидов и т.д.

В работах [4, 5] рассмотрены процессы диссоциации метана  $CH_4$  в нижней и средней атмосфере Титана за счет вторгающихся в атмосферу космических лучей, поскольку образованные при этом атомы и молекулы активно участвуют в

сложном химическом цикле атмосферы Титана. Авторы отмечают важность таких процессов в образовании радикалов. Однако авторы [4, 5] обращают внимание на тот факт, что исследование кинетики электронно-возбужденных молекул азота и роли таких возбужденных частиц в химическом балансе атмосферы на данных высотах не проводилось. Поэтому очень важно при моделировании химического состава атмосферы Титана рассмотреть кинетику электронно-возбужденных молекул, а также оценить их возможную роль в образовании атомов и радикалов, участвующих в химических реакциях на высотах нижней и средней атмосферы Титана.

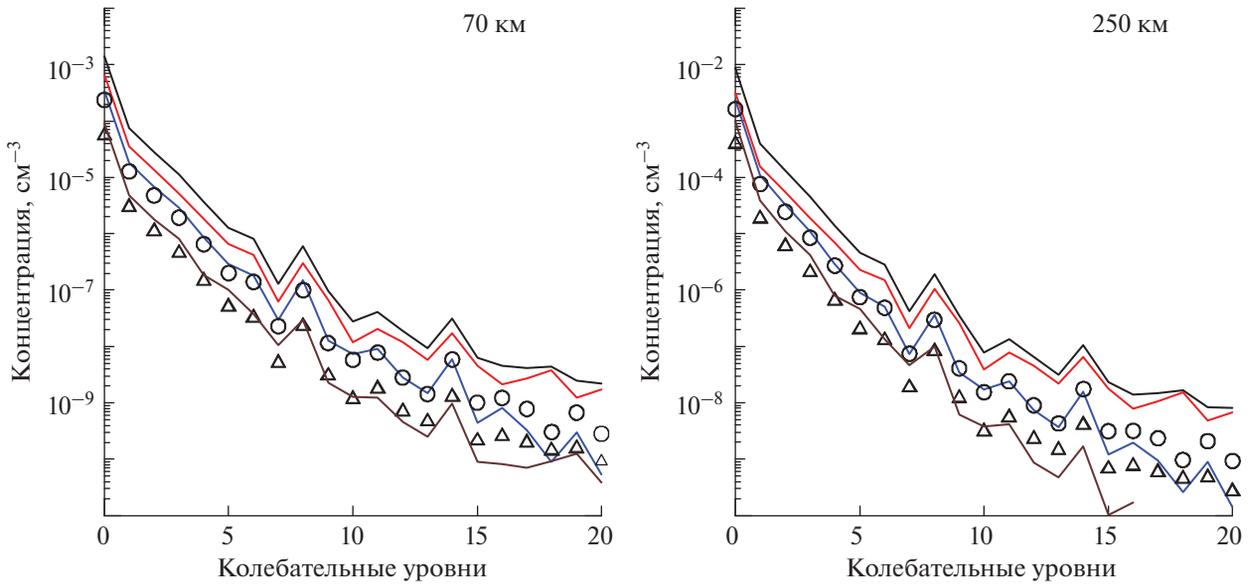
Высотные профили рассчитанных скоростей ионизации в средней атмосфере Титана при взаимодействии космических частиц с компонентами атмосферы были представлены в [9]. Скорость ионизации  $I(h)$  ( $cm^{-3} \cdot s^{-1}$ ) на заданной высоте  $h$  атмосферы Титана можно выразить как

$$I(h) = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial E}{\partial x}(h), \quad (11)$$

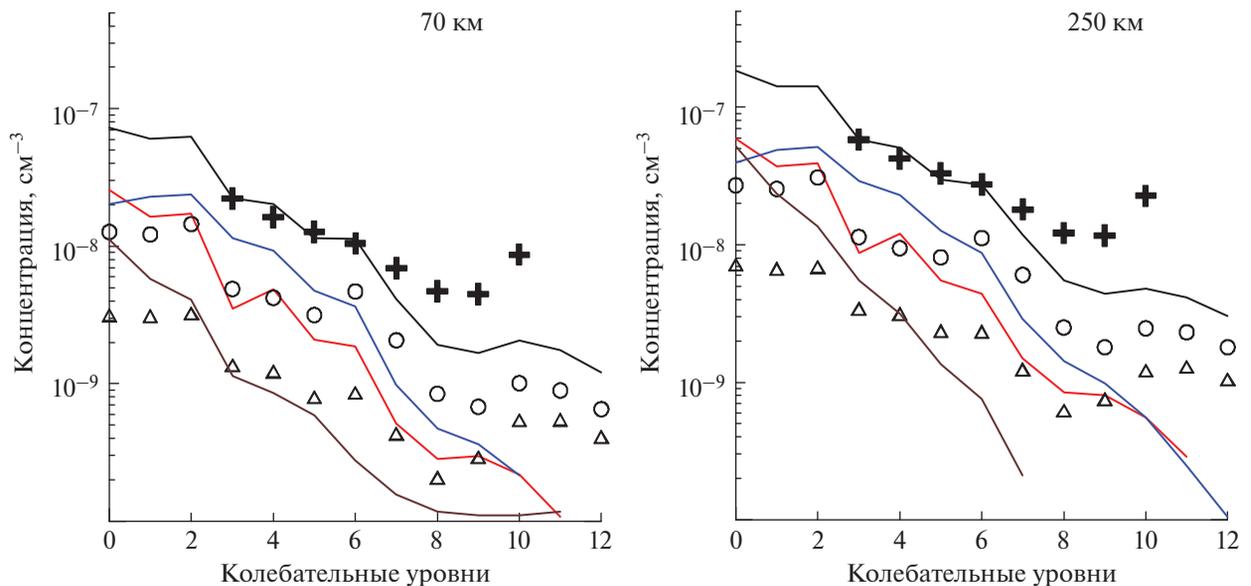
где  $\partial E$  – средние потери энергии в слое атмосферы  $dx$  на глубине  $x$  ( $g \cdot cm^{-2}$ ),  $\varepsilon = 37$  эВ – средняя энергия, необходимая для образования ион-электронной пары в чистом азоте [31]. При расчете скоростей образования электронно-возбужденных состояний молекулярного азота в процессах (1) при вторжении космических лучей воспользуемся методом деградационных спектров электронов в молекулярном азоте  $N_2$  [32, 33].

На рис. 5 и 6 представлены рассчитанные концентрации метастабильного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v = 0-20)$  и электронно-возбужденного  $N_2(B^3\Pi_g, v = 0-12)$  на высотах 70 и 250 км. Здесь же показаны вклады всех триплетных состояний  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$  в возбуждение этих двух состояний как в результате излучательных переходов, так и при неупругих молекулярных столкновениях (3б), (3в) и (4а)–(4в). На рис. 6 также приведены распределения  $N_2(B^3\Pi_g, v = 3-10)$ , полученные в [30] в условиях лабораторного разряда для давлений 27–66 Па (рис. 3 в [30]). Поскольку концентрации  $[N_2]$  на высотах 70 и 250 км равны  $1.3 \cdot 10^{16}$  и  $2.4 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ , соответственно, на рис. 6 приведены данные, полученные для давления 66 Па и нормированные на результаты настоящих расчетов для  $N_2(B^3\Pi_g, v = 3)$ .

Как видно из рис. 6, с колебательного уровня  $v = 7$  начинается расхождение экспериментальных значений [30] с результатами настоящих расчетов, причем это расхождение становится значительным для  $v = 10$ . Причиной такого расхождения является тот факт, что в условиях разряда в активной среде образуется много колебательно-

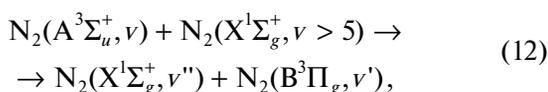


**Рис. 5.** Рассчитанные концентрации метастабильного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v = 0-20)$  на высотах 70 и 250 км. Вклады прямого возбуждения состояния  $A^3\Sigma_u^+$ , а также состояний  $W^3\Delta_u, B^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u$  показаны красными, синими линиями, кружками, треугольниками и коричневой линией, соответственно, сумма всех вкладов – черная линия.



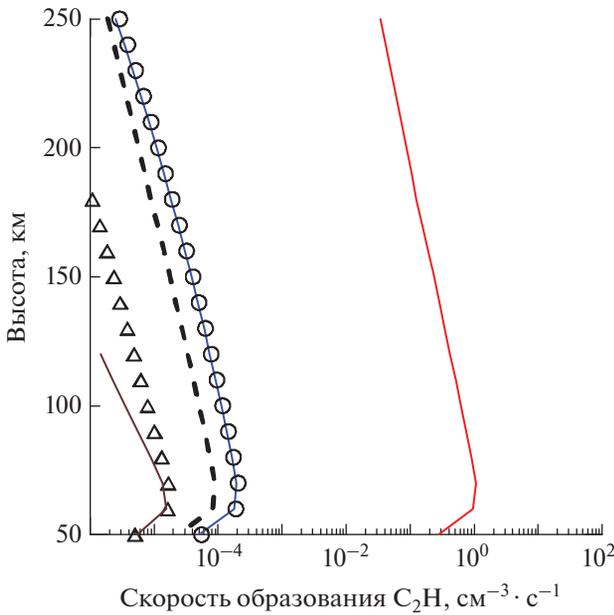
**Рис. 6.** Рассчитанные концентрации электронно-возбужденного азота  $N_2(B^3\Pi_g, v = 0-12)$  на высотах 70 и 250 км. Вклады прямого возбуждения состояния  $B^3\Pi_g$ , а также состояний  $A^3\Sigma_u^+, W^3\Delta_u, B^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u$  показаны синими, красными линиями, кружками, треугольниками и коричневой линией, соответственно, сумма всех вкладов – черная линия. Крестики – экспериментальные значения [30], нормированные на рассчитанную концентрацию  $N_2(B^3\Pi_g, v = 3)$ .

возбужденных молекул азота  $N_2(X^1\Sigma_g^+, v > 0)$ , которые активно участвуют в процессах образования  $N_2(B^3\Pi_g)$  [30]



а в атмосфере Титана вклад таких процессов (12) пренебрежимо мал из-за малых потоков космических лучей.

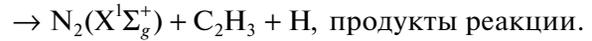
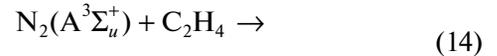
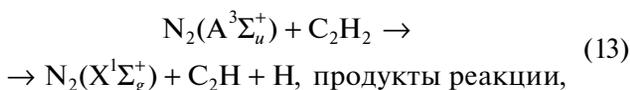
В лабораторном эксперименте [34] были оценены квантовые выходы образования атомов Н в реакциях метастабильного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  с моле-



**Рис. 7.** Рассчитанные скорости образования радикала  $C_2H$  на высотах 50–250 км: процесс (13) – красная линия; процесс (15) с  $Y = V^3\Pi_g, W^3\Delta_u, V^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u$  – синяя линия, кружки, треугольники и коричневая линия, соответственно; процесс (17) – пунктиры.

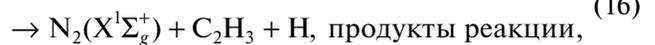
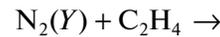
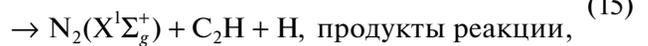
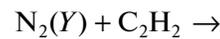
кулами ацетилена  $C_2H_2$  и этилена  $C_2H_4$ . Автор [34] получил, что выходы атомов Н в неупругих столкновениях равны 0.52 и 0.30 соответственно, однако он не уточнял колебательную населенность молекул  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  в эксперименте. Он подтвердил образование  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  в активной среде, наблюдая  $\gamma$ -полосу 236 нм окиси азота NO ( $A^2\Sigma^+, v' = 0 \rightarrow X^2\Pi, v'' = 1$ ), используя окись азота в качестве индикаторного газа. Также наличие метастабильного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  регистрировали с помощью лазерного импульса накачки на полосе первой положительной системы (4.0)  $V^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$ . Можно предположить, что основным компонентом в активной среде эксперимента [34] были молекулы  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' \sim 0)$ , поскольку столкновительные процессы могли привести к накоплению энергии возбуждения на низших колебательных уровнях, подобных населенностям, представленным на рис. 2, а также согласно результатам [13].

В нашем расчете мы полагаем, что основными каналами образования атомов Н являются реакции [35]



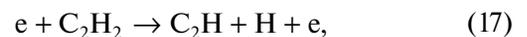
Также в работе [34] измерены коэффициенты скоростей гашения для столкновений  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  с молекулами ацетилена и этилена и измеренные значения  $k_{13} = 1.4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  и  $k_{14} = 0.97 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  хорошо согласуются со всеми экспериментальными результатами, имеющимися в научной литературе [36].

Поскольку пороги возбуждения других триплетных состояний больше порога возбуждения состояния  $A^3\Sigma_u^+$ , мы в наших расчетах полагаем, что реакции с  $Y = V^3\Pi_g, W^3\Delta_u, V^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u$



протекают с такими же скоростями и с теми же квантовыми выходами, что и в случае процессов (13) и (14). В любом случае результаты расчетов могут быть пересчитаны с учетом результатов новых измерений констант реакций и квантовых выходов.

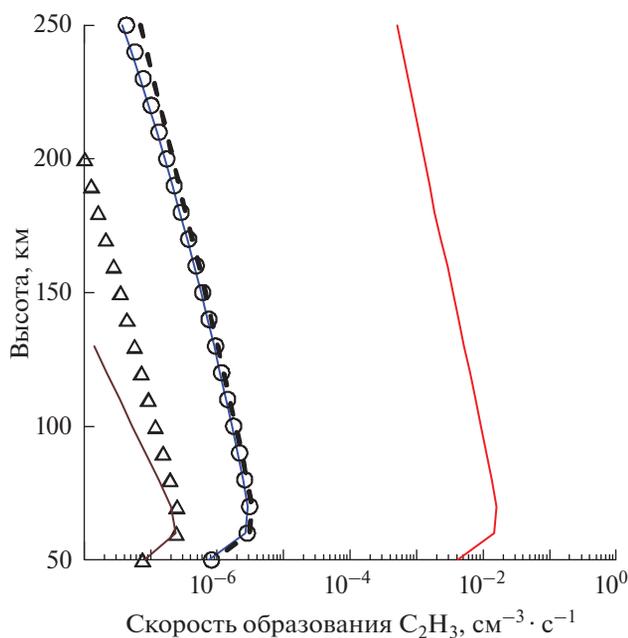
Результаты расчетов профилей скоростей образования радикалов  $C_2H$  и  $C_2H_3$  за счет процессов (13)–(16) представлены на рис. 7 и 8. В расчетах предполагалось, что концентрации ацетилена  $C_2H_2$  и этилена  $C_2H_4$  связаны с концентрациями  $N_2$  соотношениями  $[C_2H_2] = 4 \cdot 10^{-6} \cdot [N_2]$  и  $[C_2H_4] = 1.5 \cdot 10^{-7} \cdot [N_2]$  [4–6]. Кроме того, результаты расчетов скоростей образования радикалов  $C_2H$  и  $C_2H_3$  при столкновениях электронно-возбужденного молекулярного азота с молекулами ацетилена  $C_2H_2$  и этилена  $C_2H_4$  сравниваются со скоростями образования при диссоциации вторичными электронами.



Чтобы рассчитать вклад космических лучей в образование радикалов  $C_2H$  и  $C_2H_3$  при процессах (17) и (18) в расчетах предполагается, что потери энергии космических лучей на малых атмосферных составляющих (МАС) на высоте  $h$  связаны с полными потерями энергии соотношением

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{МАС}}(h) = \frac{\partial E}{\partial x}(h) \frac{[\text{МАС}](h)}{[N_2](h)}, \quad (19)$$

где  $[\text{МАС}]$  и  $[N_2]$  – концентрации малой атмосферной составляющей и молекулярного азота.



**Рис. 8.** Рассчитанные скорости образования радикала  $C_2H_3$  на высотах 50–250 км: процесс (14) – красная линия; процесс (16) с  $Y = V^3\Pi_g, W^3\Delta_u, V^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u$  – синяя линия, кружки, треугольники и коричневая линия, соответственно; процесс (18) – пунктиры.

Для оценки скоростей процесса (17) согласно (19) мы использовали  $\epsilon_{C_2H_2}^{ion} = 26$  эВ [31] и близкие значения сечений ионизации и диссоциации [37]. Поэтому мы используем  $\epsilon_{C_2H_2}^{diss} = \epsilon_{C_2H_2}^{ion} = 26$  эВ. Аналогично предполагаем то же самое для случая столкновений с молекулами этилена (18) и используем  $\epsilon_{C_2H_4}^{diss} = \epsilon_{C_2H_4}^{ion} = 26$  эВ [31] в уравнении (19).

Сравнение всех вкладов всех процессов на рис. 7 и 8 показывает преобладание реакций (13) и (14) в образованиях радикалов  $C_2H$  и  $C_2H_3$ . Видно, что вклады процессов (13) и (14) в образование радикалов  $C_2H$  и  $C_2H_3$  на несколько порядков превышают вклады других процессов во всем диапазоне высот, причем на четыре порядка выше вкладов процессов (17) и (18). Этот результат указывает на необходимость включения данных процессов при изучении химической кинетики и механизмов образования углеводородов в средней атмосфере Титана.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена электронная кинетика триплетных состояний  $A^3\Sigma_u^+, V^3\Pi_g, W^3\Delta_u, V^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u$   $N_2$  в средней атмосфере Титана на высотах 50–250 км при высыпании в атмосферу космических лучей.

В расчетах учитываются внутримолекулярные и межмолекулярные переносы энергии электронов при неупругих столкновениях электронно-возбужденного молекулярного азота с молекулами  $N_2, CH_4, CO$ . Приведены рассчитанные концентрации метастабильного азота  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v = 0-20)$  и электронно-возбужденного  $N_2(V^3\Pi_g, v = 0-12)$  на высотах 70 и 250 км средней атмосферы Титана. Исследовано взаимодействие электронно-возбужденных молекул  $N_2$  с молекулами ацетилена  $C_2H_2$  и этилена  $C_2H_4$  в средней атмосфере Титана на высотах 50–250 км. Впервые показано доминирование реакций (13) и (14) в образовании радикалов  $C_2H$  и  $C_2H_3$ . Из результатов расчетов видно, что вклады процессов (13) и (14) в образование радикалов  $C_2H$  и  $C_2H_3$  на несколько порядков превышают вклады других процессов во всем диапазоне высот. Поэтому, возможно, что при изучении химической кинетики и механизмов образования углеводородов в средней атмосфере Титана необходимо учитывать процессы (13) и (14), влияющих на скорости образования радикалов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lebonnois S., Bakes E.L.O., McKay C.P.* // *Icarus*. 2002. V. 159. No. 2. P. 505.
2. *Wilson E.H., Atreya S.K.* // *Planet. Space Sci.* 2003. V. 51. No. 14-15. P. 1017.
3. *Lavvas P.P., Coustenis A., Vardavas I.M.* // *Planet. Space Sci.* 2008. V. 56. No. 1. P. 27.
4. *Vuitton V., Dutuit O., Smith M., Balucani N.* // In: *Titan: interior, surface, atmosphere and space environment*. Ch.7. Cambridge Univ. Press, 2014. P. 224.
5. *Vuitton V., Yelle R.V., Klippenstein S.J. et al.* // *Icarus*. 2019. V. 324. P. 120.
6. *Krasnopolsky V.A.* *Spectroscopy and photochemistry of planetary atmospheres and ionospheres*. Ch. 13. Cambridge University Press, 2019.
7. *Capone L.A., Dubach J., Whitten R.C. et al.* // *Icarus*. 1980. V. 44. No. 1. P. 72.
8. *Capone L.A., Dubach J., Prasad S.S., Whitten R.C.* // *Icarus*. 1983. V. 55. No. 1. P. 73.
9. *Molina-Cuberos G.J., López-Moreno J.J., Rodrigo R. et al.* // *Planet. Space Sci.* 1999. V. 47. No. 10-11. P. 1347.
10. *Русанов В.Д., Фридман А.А.* *Физика химически активной плазмы*. М.: Наука, 1984. 415 с.
11. *Kirillov A.S., Werner R., Guineva V.* // *Chem. Phys. Lett.* 2017. V. 685. P. 95.
12. *Кириллов А.С.* // *Астрон. вестн.* 2020. Т. 54. № 1. С. 33.
13. *Кириллов А.С., Вернер Р., Гинева В.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2022. Т. 86. № 3. С. 414; *Kirillov A.S., Werner R., Guineva V.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2022. V. 86. No. 3. P. 335.
14. *Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J.* // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 1992. V. 21. No. 5. P. 1005.

15. Sharipov A.S., Loukhovitski B.I., Starik A.M. // J. Phys. Chem. A. 2016. V. 120. No. 25. P. 4349.
16. Kirillov A.S. // Chem. Phys. Lett. 2016. V. 643. P. 131.
17. Kirillov A.S. // Ann. Geophys. 2008. V. 26. No. 5. P. 1149.
18. Popov N.A. // J. Physics D. 2013. V. 46. Art. No. 355204.
19. Schwartz R.N., Slawsky Z.I., Herzfeld K.F. // J. Chem. Phys. 1952. V. 20. No. 10. P. 1591.
20. Schwartz R.N., Herzfeld K.F. // J. Chem. Phys. 1954. V. 22. No. 5. P. 767.
21. Гордиец Б., Жданок С. // Неравновесная колебательная кинетика. М.: Мир, 1989. С. 61.
22. Dreyer J.W., Perner D. // J. Chem. Phys. 1973. V. 58. No. 3. P. 1195.
23. Slanger T.G., Wood B.J., Black G. // J. Photochem. 1973. V. 2. No. 1. P. 63.
24. Thomas J.M., Kaufman F., Golde M.F. // J. Chem. Phys. 1987. V. 86. No. 12. P. 6885.
25. Dreyer J.W., Perner D., Roy C.R. // J. Chem. Phys. 1974. V. 61. No. 8. P. 3164.
26. Diany A.-M., Hrach R., Hrachova V., Legrand J.-C. // Vacuum. 2001. V. 61. No. 2–4. P. 403.
27. Pintassilgo C.D., Jaoul C., Loureiro J. et al. // J. Physics D. 2007. V. 40. No. 12. P. 3620.
28. Pintassilgo C.D., Loureiro J. // Planet. Space Sci. 2009. V. 57. No. 13. P. 1621.
29. Pintassilgo C.D., Loureiro J. // Adv. Space Res. 2010. V. 46. No. 5. P. 657.
30. Jauberteau J.L., Jauberteau I. // J. Physics D. 2018. V. 51. No. 31. Art. No. 315201.
31. Fox J.L., Galand M.I., Johnson R.E. // Space Sci. Rev. 2008. V. 139. No. 1–4. P. 3.
32. Коновалов В.П., Сон Э.Е. // Химия плазмы. 1987. Т. 14. С. 194.
33. Коновалов В.П. // ЖТФ. 1993. Т. 63. № 3. С. 23.
34. Umemoto H. // J. Chem. Phys. 2007. V. 127. No. 1. Art. No. 014304.
35. Moreau N., Pasquiers S., Blin-Simiand N. et al. // J. Physics D. 2010. V. 3. No. 28. Art. No. 285201.
36. Dutuit O., Carrasco N., Thissen R. et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2013. V. 204. Art. No. 20.
37. Song M.-Y., Yoon J.-S., Cho H. et al. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2017. V. 46. No. 1. Art. No. 013106.

## The study of electronic kinetics of molecular nitrogen in the Titan's middle atmosphere during the precipitation of cosmic rays

A. S. Kirillov<sup>a, \*</sup>, R. Werner<sup>b</sup>, V. Guineva<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

<sup>b</sup> Space Research and Technology Institute of the Bulgarian Academy of Sciences, Stara Zagora, 1113 Bulgaria

\*e-mail: kirillov@pgia.ru

The kinetics of the  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B'^3\Sigma_u^-$ , and  $C^3\Pi_u$  triplet states of molecular nitrogen at the heights of the middle atmosphere of Titan during action of cosmic rays into the atmosphere has been studied. The calculations consider the intramolecular and intermolecular electron energy transfer during inelastic collisions of electronically excited molecular nitrogen with  $N_2$ ,  $CH_4$ , and  $CO$  molecules. The interaction of electronically excited  $N_2$  molecules with molecules of acetylene  $C_2H_2$  and ethylene  $C_2H_4$  in the middle atmosphere of Titan at altitudes of 50–250 km has been studied. For the first time, the dominance of reactions with metastable molecular nitrogen  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  in the formation of  $C_2H$  and  $C_2H_3$  radicals at these heights has been shown.