

СОДЕРЖАНИЕ

Том 85, номер 4, 2021

Памяти Михаила Игоревича Панасюка (14.08.1945–03.11.2020)	463
Физика космических лучей	
Изотопы бора и углерода в эксперименте PAMELA <i>Э. А. Богомолов, Г. И. Васильев, В. Менн от коллаборации PAMELA</i>	466
Регистрация антипротонов в радиационном поясе Земли в эксперименте PAMELA <i>С. А. Роденко, А. Г. Майоров, В. В. Малахов</i>	470
Временные вариации потока ядер лития в галактических космических лучах с 2006 по 2014 гг. по данным эксперимента PAMELA <i>А. А. Епифанов, А. Г. Майоров</i>	472
Измерение потоков протонов прямого и возвратного альbedo в эксперименте PAMELA <i>О. А. Голуб, А. Г. Майоров</i>	475
Основные результаты эксперимента НУКЛОН <i>А. Н. Турундаевский, О. А. Васильев, Д. Е. Карманов, И. М. Ковалев, И. А. Кудряшов, А. А. Курганов, А. Д. Панов, Д. М. Подорожный</i>	478
Молодые звездные скопления как источники обогащенных ^{22}Ne галактических космических лучей <i>М. Е. Каляшова, А. М. Быков, С. М. Осипов</i>	482
Нелинейная модель Монте-Карло ускорения частиц бесстолкновительной ударной волной при различных законах рассеяния частиц <i>С. М. Осипов, А. М. Быков</i>	486
О диффузии космических лучей с обратным влиянием на каскад магнитозвуковых волн в межзвездной среде <i>В. С. Птускин, В. Н. Зиракашвили</i>	490
Ускорение космических лучей в остатках сверхновых с неоднородным распределением плотности <i>В. Н. Зиракашвили, В. С. Птускин</i>	494
Определение спектров эволюционирующих пространственно распределенных источников космических лучей сверхвысоких энергий <i>В. Н. Зиракашвили, В. С. Птускин, С. И. Роговая</i>	498
Распространение космических лучей в гало Галактики с учетом возбужденных ими волн <i>Д. О. Чернышов, В. А. Догель, А. В. Ивлев</i>	501
Особенности энергетических спектров первичных и вторичных ядер космических лучей: согласованная астрофизическая интерпретация <i>А. А. Лагутин, Н. В. Волков</i>	504
О возможности интерпретации колена космических лучей вблизи 10 ТВ как вклада одного близкого источника <i>И. А. Кудряшов, И. М. Ковалев, А. А. Курганов, Ф. К. Гасратов, В. В. Латонов, В. Д. Юровский, А. Д. Панов, А. Н. Турундаевский</i>	508
Пакет программ для численных расчетов траектории частиц в магнитосфере Земли и его применение для обработки данных эксперимента PAMELA <i>В. С. Голубков, А. Г. Майоров</i>	512

Методика восстановления направленных потоков частиц в околоземном пространстве <i>В. В. Малахов, А. Г. Майоров</i>	515
Эксперимент “УФ атмосфера” (mini-EUSO) – широкоугольный линзовый телескоп на борту МКС <i>П. А. Климов от имени коллаборации JEM-EUSO</i>	519
Измерения космических лучей предельно высоких энергий с орбиты Земли: от проекта “ТУС” к К-EUSO и далее <i>П. А. Климов, М. И. Панасюк</i>	522
Глубина максимума широкого атмосферного ливня (ШАЛ) и средний состав первичных космических лучей в диапазоне энергий 10^{15} – 10^{18} эВ по данным установок для регистрации черенковского света ШАЛ в Тункинской долине ТУНКА-133 и TAIGA-HISCORE <i>В. В. Просин, И. И. Астапов, П. А. Безъязыков и др.</i>	525
Регистрация гамма-квантов от крабовидной туманности и блазара Маркарян 421 в области энергий более 3–4 ТэВ атмосферным черенковским телескопом в эксперименте TAIGA <i>Л. Г. Свешникова, И. И. Астапов, П. А. Безъязыков и др.</i>	529
Есть ли связь между коллайдерным “ridge” эффектом и компланарностью частиц в гамма-адронных семействах? <i>Р. А. Мухамедшин</i>	534
Статус высокогорной установки ENDA-LHAASO <i>Ю. В. Стенькин, В. В. Алексеенко, Данженглуобу, Л. В. Жанг, Д. А. Кулешов, К. Р. Левочкин, В. В. Ли, М. Ю. Лиу, И. Лиу, С. Х. Ма, Д. Х. Сяо, О. Б. Щеголев, Ш. В. Цюи, Т. Л. Чен, Ц. Ши, Ф. Янг</i>	538
Первые результаты работы прототипа широкоугольного телескопа SIT в составе астрофизического комплекса TAIGA <i>Д. А. Подрудков, Е. А. Бонвеч, И. А. Вайман и др.</i>	541
Эксперимент “Ковер-3”: поиск гамма-излучения сверхвысокой энергии от астрофизических объектов <i>В. С. Романенко, В. Б. Петков, Ю. З. Афашоков, Е. А. Горбачева, Д. Д. Джампуев, И. М. Дзапарова, Я. В. Жежер, К. В. Журавлева, И. С. Карпиков, А. У. Куджаев, Н. Ф. Клименко, А. Н. Куреня, А. С. Лидванский, О. И. Михайлова, Г. И. Рубцов, С. В. Троицкий, И. Б. Унатлоков, М. М. Хаджиев, А. Ф. Янин</i>	545
Первые результаты, полученные на установке из 16 электронно-нейтронных детекторов в ИЯИ РАН <i>О. Б. Щеголев, В. В. Алексеенко, Д. А. Кулешов, К. Р. Лёвочкин, Ю. В. Стенькин</i>	548
Моделирование сцинтилляционного годоскопа для метода мюнографии <i>Е. С. Аношина, А. Н. Дмитриева, В. В. Шутенко, Е. И. Яковлева, И. И. Яшин</i>	552
Моделирование отклика установок ПРИЗМА-32 и УРАН на прохождение широкого атмосферного ливня <i>З. Т. Ижбулякова, А. Г. Богданов, Ф. А. Богданов, Д. М. Громушкин</i>	556
Исследование характеристик нейтронной компоненты широкого атмосферного ливня по данным установки УРАН <i>Ф. А. Богданов, Д. М. Громушкин, З. Т. Ижбулякова, А. Д. Почестнев, И. А. Шульженко, К. О. Юрин</i>	560
Измерение сезонных вариаций нейтронов от мюонов околоразностного направления <i>Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, О. Г. Рязская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD</i>	563
Интерпретация первой регистрации солнечных нейтрино CNO цикла детектором Борексино <i>Л. Б. Безруков, В. П. Заварзина, И. С. Карпиков, А. С. Курлович, А. К. Межох, С. В. Силаева, В. В. Синев</i>	566

Спектры атмосферных нейтрино: статистический анализ сравнения расчета с экспериментом <i>А. А. Кочанов, К. С. Кузьмин, А. Д. Морозова, Т. С. Синеговская, С. И. Синеговский</i>	570
Моделирование отклика детектора ТРЕК при регистрации групп мюонов от первичных космических лучей сверхвысоких энергий <i>Р. В. Николаенко, А. Г. Богданов, В. С. Воробьев, Е. А. Задеба, И. Ю. Трошин, Е. П. Хомчук</i>	576
Мониторинг нейтринных вспышек от сверхновых на баксанском подземном сцинтилляционном телескопе <i>Ю. Ф. Новосельцев, И. М. Дзапарова, М. М. Кочкаров, А. Н. Куреня, Р. В. Новосельцева, В. Б. Петков, П. С. Стриганов, И. Б. Унатлоков, А. Ф. Янин</i>	579
Поиск мюонных нейтрино от областей локализации гравитационно-волновых событий <i>В. Б. Петков, И. М. Дзапарова, М. М. Кочкаров, М. Г. Костюк, А. Н. Куреня, Ю. Ф. Новосельцев, Р. В. Новосельцева, П. С. Стриганов, И. Б. Унатлоков, А. Ф. Янин</i>	583
Моделирование спектра мюонов высоких энергий на больших глубинах <i>С. С. Хохлов, А. Г. Богданов, Р. П. Кокоулин, С. В. Мальцева, А. А. Петрухин, Е. А. Юрина</i>	588
Исследование характеристик оптических модулей в бассейне черенковского водного детектора НЕВОД <i>С. С. Хохлов, Е. А. Задеба, В. В. Киндин, К. Г. Компаниец, Н. А. Пасюк, А. А. Петрухин, В. В. Шутенко, И. И. Яшин</i>	591
Статус эксперимента НЕВОД-ДЕКОР по исследованию энерговыделения групп мюонов <i>Е. А. Юрина, Н. С. Барбашина, А. Г. Богданов, В. В. Киндин, Р. П. Кокоулин, К. Г. Компаниец, Дж. Маннокки, А. А. Петрухин, Дж. Тринкоро, С. С. Хохлов, В. В. Шутенко, И. И. Яшин</i>	594
Тестирование элементов мюонного томографа на сцинтилляционных стрипах с оптоволоконным светосбором <i>И. И. Яшин, В. В. Киндин, К. Г. Компаниец, Н. А. Пасюк, М. Ю. Целиненко</i>	598
Предварительные результаты анализа свойств длинных гамма-всплесков с присутствием высокоэнергетической компоненты: неоднородность популяции их источников <i>И. В. Архангельская</i>	601
Исследование Форбуш-эффектов во время мощных солнечных вспышек по данным мюонного годоскопа УРАГАН <i>А. А. Ковыляева, Н. С. Барбашина, В. Г. Гетманов, А. Н. Дмитриева, М. Н. Добровольский, Ю. Н. Мишутина, А. А. Соловьев, В. Е. Чинкин, В. В. Шутенко, Е. И. Яковлева, И. И. Яшин</i>	605

Contents

Vol. 85, No. 4, 2021

In memoriam of Mikhail I. Panasyuk (14.08.1945 – 03.11.2020)	463
Physics of Cosmic Rays	
Boron and carbon isotopes in the PAMELA experiment <i>E. A. Bogomolov, G. I. Vasilyev, W. Menn on behalf of the PAMELA Collaboration</i>	466
Antiprotons registration in the Earth's radiation belt in the PAMELA experiment <i>S. A. Rodenko, A. G. Mayorov, V. V. Malakhov</i>	470
Variations of the Galactic lithium flux from 2006 to 2014 measured in the PAMELA experiment <i>A. A. Epifanov, A. G. Mayorov</i>	472
Measurement of the splash and reentrant albedo proton flux in the PAMELA experiment <i>O. A. Golub, A. G. Mayorov</i>	475
Main results of the NUCLEON experiment <i>A. N. Turundaevskiy, O. A. Vasiliev, D. E. Karmanov, I. M. Kovalev, I. A. Kudryashov, A. A. Kurganov, A. D. Panov, D. M. Podorozhny</i>	478
Young massive star clusters as sources of ^{22}Ne -enriched galactic cosmic rays <i>M. E. Kalyashova, A. M. Bykov, S. M. Osipov</i>	482
Nonlinear Monte-Carlo model of particle acceleration by a collisionless shock wave for various scattering laws <i>S. M. Osipov, A. M. Bykov</i>	486
On the diffusion of cosmic rays with a back reaction on the cascade of magnetosonic waves in the interstellar medium <i>V. S. Ptuskin, V. N. Zirakashvili</i>	490
Cosmic ray acceleration in supernova remnants with nonuniform density distribution <i>V. N. Zirakashvili, V. S. Ptuskin</i>	494
Determining spectra of spatially distributed evolutionary sources of extragalactic ultra-high energy cosmic rays <i>V. N. Zirakashvili, V. S. Ptuskin, S. I. Rogovaya</i>	498
Propagation of cosmic rays in the galactic halo with self-excited waves <i>D. O. Chernyshov, V. A. Dogiel, A. V. Ivlev</i>	501
Features of the energy spectra of primary and secondary cosmic rays nuclei: consistent astrophysical interpretation <i>A. A. Lagutin, N. V. Volkov</i>	504
About the possibility of interpreting the knee of cosmic rays near 10 TV as a contribution of one close source <i>I. A. Kudryashov, I. M. Kovalev, A. A. Kurganov, F. K. Gasratov, V. V. Latonov, V. D. Yurovskiy, A. D. Panov, A. N. Turundaevskiy</i>	508
A software for numerical calculations of the trajectory of particles in the Earth's magnetosphere and its application for data processing of the PAMELA experiment <i>V. S. Golubkov, A. G. Mayorov</i>	512
Methodology of directional flux calculation in the near-Earth space <i>V. V. Malakhov, A. G. Mayorov</i>	515

UV atmosphere (MINI-EUSO)—wide field of view telescope on board ISS <i>P. A. Klimov on behalf of the JEM-EUSO Collaboration</i>	519
Ultra-high energy cosmic rays measurements from space: from TUS to K-EUSO and beyond <i>P. A. Klimov, M. I. Panasyuk</i>	522
Extensive air shower (EAS) maximum depth and mean mass composition of the primary cosmic rays in the energy range 10^{15} – 10^{18} eV by the data of EAS Cherenkov light arrays TUNKA-133 and TAIGA-HISCORE <i>V. V. Prosin, I. I. Astapov, P. A. Bezyazeev et al.</i>	525
Detection of gamma – rays with energy more than 3–4 TeV from Crab Nebula and blazar Markaryan 421 by imaging atmospheric Cherenkov telescope in experiment TAIGA <i>L. G. Sveshnikova, I. I. Astapov, P. A. Bezyazeev et al.</i>	529
Is there a relationship between the collider “ridge” effect and particle coplanarity in gamma-ray-hadron families? <i>R. A. Mukhamedshin</i>	534
Status of the high-altitude array ENDA-LHAASO <i>Yu. V. Stenkin, V. V. Alekseenko, Danzengluobu, Liang-Wei Zhang, D. A. Kuleshov, K. R. Levochkin, Bing-Bing Li, Mao-Yuan Liu, Ye Liu, Xin-Hua Ma, Di-Xuan Xiao, O. B. Shchegolev, Shu-Wang Cui, Tian-Lu Chen, Cong Shi, Fan Yang</i>	538
First results of wide-angle telescope prototype for the TAIGA installation <i>D. A. Podgrudkov, E. A. Bonvech, I. V. Vaiman et al.</i>	541
The Carpet-3 experiment: ultra-high energy gamma-ray search from astrophysical sources <i>V. S. Romanenko, V. B. Petkov, Yu. Z. Afashokov, I. M. Dzaparova, D. D. Dzhappuev, E. A. Gorbacheva, I. S. Karpikov, M. M. Khadziev, N. F. Klimenko, A. U. Kudzhaev, A. N. Kurennya, A. S. Lidvansky, O. I. Mikhailova, G. I. Rubtsov, S. V. Troitsky, I. B. Unatlov, A. F. Yanin, Ya. V. Zhezher, K. V. Zhuravleva</i>	545
First results from array of 16 electron-neutron detectors in INR RAS <i>O. B. Shchegolev, V. V. Alekseenko, D. A. Kuleshov, K. R. Levochkin, Yu. V. Stenkin</i>	548
Simulation of scintillation hodoscope for the muonography method <i>E. S. Anoshina, A. N. Dmitriyeva, V. V. Shutenko, E. I. Yakovleva, I. I. Yashin</i>	552
Simulation of the response of the PRISMA-32 and URAN facilities to the passage of the extensive air showers <i>Z. T. Izhbulyakova, A. G. Bogdanov, F. A. Bogdanov, D. M. Gromushkin</i>	556
The investigation of characteristics of neutron component of extensive air shower by the URAN array data <i>F. A. Bogdanov, D. M. Gromushkin, Z. T. Izhbulyakova, A. D. Pochestnev, I. A. Shulzhenko, K. O. Yurin</i>	560
Measurement of seasonal variations of neutrons from near horizontal muons <i>N. Yu. Agafonova, V. V. Ashikhmin, E. A. Dobrynina, R. I. Enikeev, A. S. Malgin, O. G. Ryazhskaya, I. R. Shakyrianova, V. F. Yakushev and LVD Collaboration</i>	563
Interpretation of first detection of solar neutrinos from CNO cycle with Borexino <i>L. B. Bezrukov, V. P. Zavarzina, I. S. Karpikov, A. S. Kurlovich, A. K. Mezhokh, S. V. Silaeva, V. V. Sinev</i>	566
Atmospheric neutrinos spectra: statistical analysis of comparison of calculations with experiment <i>A. A. Kochanov, K. S. Kuzmin, A. D. Morozova, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky</i>	570
Simulation of the TREK detector response at registration of muon bundles from ultra-high energy primary cosmic rays <i>R. V. Nikolaenko, A. G. Bogdanov, V. S. Vorobev, E. A. Zadeba, I. Yu. Troshin, E. P. Khomchuk</i>	576

Monitoring of supernova neutrino bursts at the Baksan underground scintillation telescope <i>Yu. F. Novoseltsev, I. M. Dzaparova, M. M. Kochkarov, M. G. Kostyuk, A. N. Kurenya, R. V. Novoseltseva, V. B. Petkov, P. S. Striganov, I. B. Unatlokov, A. F. Yanin</i>	579
Search for muon neutrinos from regions of localization of gravitational-wave events <i>V. B. Petkov, I. M. Dzaparova, M. M. Kochkarov, M. G. Kostyuk, A. N. Kurenya, Yu. F. Novoseltsev, R. V. Novoseltseva, P. S. Striganov, I. B. Unatlokov, A. F. Yanin</i>	583
Simulation of very high-energy muon spectrum at great depths <i>S. S. Khokhlov, A. G. Bogdanov, R. P. Kokoulin, S. V. Maltseva, A. A. Petrukhin, E. A. Yurina</i>	588
Study of characteristics of optical modules in the volume of Cherenkov water detector NEVOD <i>S. S. Khokhlov, E. A. Zadeba, V. V. Kindin, K. G. Kompaniets, N. A. Pasyuk, A. A. Petrukhin, V. V. Shutenko, I. I. Yashin</i>	591
Status of the NEVOD-DECOR experiment on the study of muon bundle energy deposit <i>E. A. Yurina, N. S. Barbashina, A. G. Bogdanov, V. V. Kindin, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets, G. Mannocchi, A. A. Petrukhin, G. Trinchero, S. S. Khokhlov, V. V. Shutenko, I. I. Yashin</i>	594
Test of elements of the muon tomograph on scintillation strips with a fiber light collection <i>I. I. Yashin, V. V. Kindin, K. G. Kompaniets, N. N. Pasyuk, M. Yu. Tselinenko</i>	598
Preliminary results of analysis of characteristics of long gamma-ray bursts with high energy component presence: inhomogeneity of sources population <i>I. V. Arkhangelskaja</i>	601
Study of Forbush effects during powerful solar flares by the URAGAN muon hodoscope data <i>A. A. Kovylyayeva, N. S. Barbashina, V. G. Getmanov, A. N. Dmitrieva, M. N. Dobrovolsky, Yu. N. Mishutina, A. A. Soloviev, V. E. Chinkin, V. V. Shutenko, E. I. Yakovleva, I. I. Yashin</i>	605

ПАМЯТИ МИХАИЛА ИГОРЕВИЧА ПАНАСЮКА (14.08.1945–03.11.2020)



Михаил Игоревич Панасюк в 1967 г. окончил физический факультет МГУ, в 1972 г. — аспирантуру и в том же году защитил кандидатскую диссертацию, а в 1988 г. — докторскую диссертацию. В 1993 г. М.И. Панасюку присуждено ученое звание профессора. Вся жизнь Михаила Игоревича была связана с Научно-исследовательским институтом ядерной физики, в котором он проработал более 50 лет, из них почти 30 лет — в должности директора.

Научные интересы М.И. Панасюка были связаны с физикой космоса: исследованием космической радиации, магнитосфер планет и космических лучей с помощью космических и наземных экспериментов.

В результате пионерских экспериментальных исследований на спутниках Земли, автором которых является М.И. Панасюк, получены фундаментальные научные результаты: доказана возможность резонансного ускорения ионов в радиационных поясах Земли под действием квазипериодических флуктуаций магнитного поля, определена роли радиальной диффузии частиц радиационных поясов при воздействии флуктуаций электростатического и магнитных полей. Приоритеты в этой области признаны зарубежными специалистами. Широкую международную известность получили инициированные М.И. Панасюком исследования кольцевого тока

в магнитосфере, ответственного за генерацию геомагнитных бурь и роли ионосферного кислорода как основного компонента кольцевого тока, определяющего, наряду с протонами солнечной плазмы, энергетику геомагнитных бурь.

М.И. Панасюк — автор уникальных экспериментов по изучению аномальных космических лучей, выполненных на спутниках, которые привели к открытию нового явления в околоземном пространстве — формирования радиационного пояса Земли, состоящего из частиц аномальных космических лучей, — и доказательству его связи с нейтральными частицами межзвездного газа.

Под руководством М.И. Панасюка осуществлены четыре международных эксперимента (АГИС) на высотных аэростатах в Антарктике по изучению космических лучей в малоизученном интервале энергий. Он являлся одним из координаторов работ по развиваемому в настоящее время проекту “Тунка” — совместной астрофизической обсерватории МГУ и Иркутского университета вблизи озера Байкала, направленному на исследование космических лучей высоких энергий.

М.И. Панасюк инициировал и осуществил с сотрудниками института многочисленные космические эксперименты на спутниках, которые легли в основу Программы космических исследований МГУ им. М.В. Ломоносова. Среди них: спутники “Татьяна-1” (2005) и “Татьяна-2” (2009), в которых были получены экспериментальные результаты по экстремальным явлениям в атмосфере Земли: транзиентным электрическим разрядам в ее верхних слоях. Под его руководством были осуществлены космические эксперименты на борту спутника “Вернов” (2014), связанные изучением воздействия космической радиации на верхние слои атмосферы и исследованием динамики радиационных поясов Земли и эксперимент “Нуклон” — по изучению химического состава галактических космических лучей. М.И. Панасюк был научным руководителем экспериментов на борту уникальной астрофизической лаборатории — Российского университетского спутника “Ломоносов” (2016).

Помимо фундаментальных космических исследований, М.И. Панасюк руководил проведением научных и прикладных экспериментов по мониторингу космической радиации на борту российских метеорологических спутников серий “Метеор”, “Электро”, “Глонасс” и “Космос” и Международной космической станции.

Научные исследования М.И. Панасюка были отмечены премией Минвуза СССР (1985), премией им. М.В. Ломоносова (1999). Он являлся отличником высшей школы (1987) и заслуженным работником высшей школы РФ (2005).

М.И. Панасюк вел активную преподавательскую деятельность на физическом факультете МГУ. С 1992 г. профессор М.И. Панасюк руководил Отделением ядерной физики (ОЯФ) физического факультета МГУ, а с 2005 года возглавлял кафедру физики космоса ОЯФ. Он разработал и читал оригинальные спецкурсы “Введение в космофизику” и “Физика Солнца и солнечно-земных связей” для студентов, специализирующихся в области космической физики. Под его руководством двенадцать аспирантов физического факультета и сотрудников института подготовили и защитили кандидатские диссертации.

М.И. Панасюк являлся председателем диссертационного совета МГУ.01.05, председателем ученого совета НИИЯФ, членом ученых советов МГУ и физического факультета МГУ, членом бюро Совета РАН по космосу, председателем научного совета РАН по комплексной проблеме “Космические лучи”, членом бюро комитета по космическим исследованиям (COSPAR), председателем рабочей группы “Космическая среда” ИСО, членом многочисленных российских и международных научных сообществ, а также членом редколлегии научных журналов “Космические исследования”, “Ядерная физика”, “Известия Российской академии наук. Серия физическая” и “Journal of Astrobiology and Outreach”.

Михаил Игоревич Панасюк многое сделал для популяризации науки. Он умел просто и доходчиво объяснить самые сложные явления и процессы даже несведущему в космофизике человеку. Много выступал с научно-популярными лекциями, всегда вызывая живейший интерес у слушателей, вне зависимости от их подготовки.

Михаил Игоревич с большим интересом и энтузиазмом относился ко всем новым идеям, был всегда готов обсуждать оригинальные и нестандартные подходы к решению проблем, как в науке, так и вне ее. Он уважительно и доброжелательно относился ко всем сотрудникам института, всегда был готов помочь во всех вопросах. Особое внимание Михаил Игоревич уделял молодежи, всегда шел им навстречу, приветствовал все начинания.

Михаил Игоревич – замечательный ученый и человек, всегда доброжелательный, отличался исключительным талантом вдохновлять нас – своих коллег на большие свершения. Он провел институт через сложные девяностые, под его руководством мы вступили в новую эпоху серьезных преобразований. Конечно, нам всем будет его очень не хватать. Особо хотелось бы сказать о его даре преподавателя. Его уважительное и доброе отношение к студентам навсегда останется примером для преподавателей кафедры и отделения ядерной физики.

Память о Михаиле Игоревиче Панасюке, выдающемся ученом и талантливом руководителе, навсегда сохранится в сердцах тех, кому выпала удача с ним работать или просто общаться.

Физика космических лучей

Редакторы тематического выпуска

докт. физ.-мат. наук **А. Д. Панов**

докт. физ.-мат. наук **М. И. Панасюк**

УДК 524.1

ИЗОТОПЫ БОРА И УГЛЕРОДА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ РАМЕЛА

© 2021 г. Э. А. Богомолов¹, *, Г. И. Васильев¹, В. Менн² от коллаборации РАМЕЛА

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

²Университет Зиген, Зиген, Германия

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

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

С использованием данных РАМЕЛА 2006–2014 гг. о жесткости регистрируемых ядер и их скорости предпринята попытка определить $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ отношение в области энергий $\sim 0.1\text{--}1.0$ ГэВ/нуклон и впервые оценить отношение $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ при энергиях $\sim 0.1\text{--}1.5$ ГэВ/нуклон с использованием данных РАМЕЛА для бора. Представлены результаты изотопного анализа ядер бора и углерода в ГКЛ (спектры ^{12}C , ^{13}C , верхние пределы для ^{14}C и отношения $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ в зависимости от жесткости и энергии ядер) в сравнении с ограниченными данными измерений. Данные по отношению $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ позволяют оценить нижние пределы расстояний до возможных локальных источников ^{14}C .

DOI: 10.31857/S0367676521040086

ВВЕДЕНИЕ

В международном космическом эксперименте РАМЕЛА при исследовании первичного космического излучения впервые обнаружены источники позитронов высоких энергий, связанные с генерацией пар электронов-позитронов в остатках недавних (до \sim млн лет) близких (до ~ 300 пк) взрывов сверхновых (SN) [1]. Данные по позитронам подтверждены в орбитальных наблюдениях коллаборации AMS-02 [2, 3]. При анализе данных РАМЕЛА по изотопному составу легких ядер от водорода до бериллия также впервые получены вероятные свидетельства обнаружения вклада локальных источников легких ядер в галактических космических лучах (ГКЛ) [4]. За последние 2 тыс. лет люди наблюдали свыше 10 SN, причем в основном (~ 10) это были взрывы в двойных системах на расстояниях до ~ 20 тыс. световых лет от Земли, определяемых по наблюдениям остатков SN. При этих взрывах могли образовываться и ускоряться изотопы легких ядер, формируя суммарные спектры изотопов элементов от этих локальных источников. Данные о расстояниях до остатков SN с учетом датировки событий позволяют оценить современный возраст SN. Попытка изотопного анализа ядер бора в данных РАМЕЛА с использованием информации о жесткости ядер, их времени пролета через прибор и ионизационных потерь ядер в 44-х слоях стриповых детекторах калориметра РАМЕЛА была представлена на ISCR-2019 [5]. Статистика собран-

ных данных РАМЕЛА по изотопам бора ^{10}B и ^{11}B не позволила достоверно выделить вклад локальных источников [6] и последующий дополнительный анализ 2019–2020 гг. принципиально не изменил этот вывод.

Сравнительно высокая интенсивность ядер углерода в космических лучах и период полураспада 5700 лет нестабильного изотопа ^{14}C позволяет, согласно оценкам, провести поиск локальных источников ядер углерода от взрывов близких сверхновых в течение последних ~ 50 тыс. лет на расстояниях до $\sim 100\text{--}200$ пс. Данные по изотопному составу ядер углерода в космических лучах в настоящее время ограничены наблюдениями $^{13}\text{C}/^{12}\text{C} = 6.29 \pm 0.33\%$ на зондах Voyager 1, 2 в 1976–1994 гг. при энергиях 48–126 МэВ/нуклон [7] и верхним пределом для $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ на уровне $2.3 \cdot 10^{-4}$ при энергиях 120–430 МэВ/нуклон, определенном в космическом эксперименте ACE/CRIS в 1997–1999 гг. [8]. Согласно расчетам, ожидаемое при распространении в Галактике отношение $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ равно $\sim 8\%$, а в звездах $\sim 1\%$ [9]. При временах, характерных для распространения космических лучей в Галактике, ядра ^{14}C полностью распадаются и в случае их обнаружения указывают на локальное происхождение ^{14}C . Положительный результат измерения отношения $^{14}\text{C}/^{13}\text{C}$ в широком энергетическом диапазоне позволяет оценить либо усредненное расстояние до локальных взрывов SN, либо до отдельных ис-

точников. Анализ данных PAMELA по регистрации ядер углерода в космических лучах предпринят с целью поиска ядер ^{14}C и расширения энергетического диапазона наблюдений отношения $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ до ~ 1.5 ГэВ/нуклон.

МЕТОД АНАЛИЗА

Селекция изотопов ядер до углерода в диапазоне жесткостей $\sim 1\text{--}5$ ГВ в международном космическом эксперименте PAMELA осуществляется с использованием данных траекторных измерений в трекаре из стриповых детекторов в поле зрения магнита прибора, дающих жесткость ядер, анализа времени пролета (TOF) ядер от их входа в прибор до выхода из магнита спектрометра и измерениями ионизационных потерь ядер в калориметре PAMELA [10]. Заряд ядер определяется из данных сцинтилляционного телескопа прибора. При жесткостях анализируемых событий свыше ~ 2 ГВ измерение скоростей ядер методом TOF не позволяет разделять изотопы и для селекции изотопов используются данные о ионизационных потерях ядер в стриповых детекторах многослойного калориметра PAMELA. При изотопном анализе в эксперименте PAMELA отбираются события, прошедшие через прибор без ядерных взаимодействий. Для каждого события в многослойном калориметре PAMELA возникает распределение ионизационных потерь (от 1 до 44 сигналов). По аналогии с анализом данных, полученных на идентификаторах релятивистских частиц из газовых пропорциональных камер на ускорителях высоких энергий, для улучшения разрешения изотопов из общего распределения ионизационных потерь (асимметричное распределение Ландау) отбирается половина минимальных сигналов (метод обрезания) и распределение сигналов приближается к распределению Гаусса с лучшей полужириной.

Для определения числа событий ^{12}C , ^{13}C и ^{14}C в выбранных с шагом 0.2 ГВ интервалах жесткостей, измеренных в зазоре магнита PAMELA и отличающихся от жесткостей на входе в прибор, при TOF анализе в области 0.7–2.3 ГВ проводилось сравнение экспериментальных распределений $1/\beta$ с результатами GEANT4 моделирования. В настоящее время пакет программ GEANT4 позволяет, к сожалению, моделировать только электромагнитные взаимодействия изотопов ядер углерода ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C при пересечении материала PAMELA и только для ядер ^{12}C возможно моделирование ядерных взаимодействий. Из-за недостаточного разрешения изотопов ^{12}C и ^{13}C использовалось соотношение $^{13}\text{C}/^{12}\text{C} = 0.06$, которое согласуется с наблюдениями Voyager 1, 2 и не противоречит расчетным данным. Для оценки отношения $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ анализировались разности

распределений экспериментальных данных и результатов моделирования суммы распределений ^{12}C и ^{13}C . Аналогичная процедура использовалась при анализе данных калориметра в диапазоне измеренных жесткостей ядер 1.7–5.0 ГВ. Полученные предварительные результаты на уровне $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} \sim 0.02$ привели к выводу, что использованные для ядер ^{12}C и ^{13}C модельные распределения Гаусса недостаточно учитывают эффекты рассеяния ядер в материале PAMELA. Для решения задачи оценки фона $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ при поиске ядер ^{14}C были использованы с необходимой модификацией экспериментальные распределения ядер $^{10}\text{B} + ^{11}\text{B}$ (только 2 изотопа!) при анализе данных TOF и калориметра. В результате применения нового подхода фон рассеяний ядер бора полностью исключил события с ядрами ^{14}C и верхние пределы для соотношений $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ определялись статистикой ядер ^{12}C и статистическими ошибками используемого метода анализа. Данные времяпролетного анализа распределений и данных калориметра хорошо согласуются.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В результате анализа полетных данных PAMELA получены только верхние пределы для отношения $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ в зависимости от жесткости ядер до ~ 5 ГВ. При переходе от приборных результатов измерения соотношений изотопов к космическому пространству использованы данные GEANT4 моделирования. Полученные в зависимости от жесткости ядер оценки отношений $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ и верхних пределов $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ в ГКЛ с использованием данных PAMELA о спектре ядер углерода [11] преобразованы после получения жесткостных и энергетических спектров изотопов углерода на входе в прибор в отношения в зависимости от энергии изотопов. Оценка $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ и верхних пределов для $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ отношений, а также оценки спектров изотопов ^{12}C , ^{13}C и ^{14}C в зависимости от их жесткости представлены на рис. 1а и 1б. Аналогичные данные в зависимости от энергии ядер в сравнении с существующими экспериментальными данными для $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ [7] и верхнего предела для $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ [8] представлены на рис. 2а и 2б. Верхние пределы для отношения $^{14}\text{C}/^{13}\text{C}$ при жесткостях $\sim 3\text{--}5$ ГВ из данных PAMELA оценены на уровне $\sim 0.014\text{--}0.029$, а для $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ на 2 порядка меньше.

Проведенный в 2019–2020 гг. с использованием новых подходов дополнительный анализ изотопного состава ядер бора не позволил изменить принципиальный вывод, полученный предварительно к конференции ISCRA-2019 [5], о невозможности из-за статистики данных PAMELA заметного выделения вклада локальных источни-

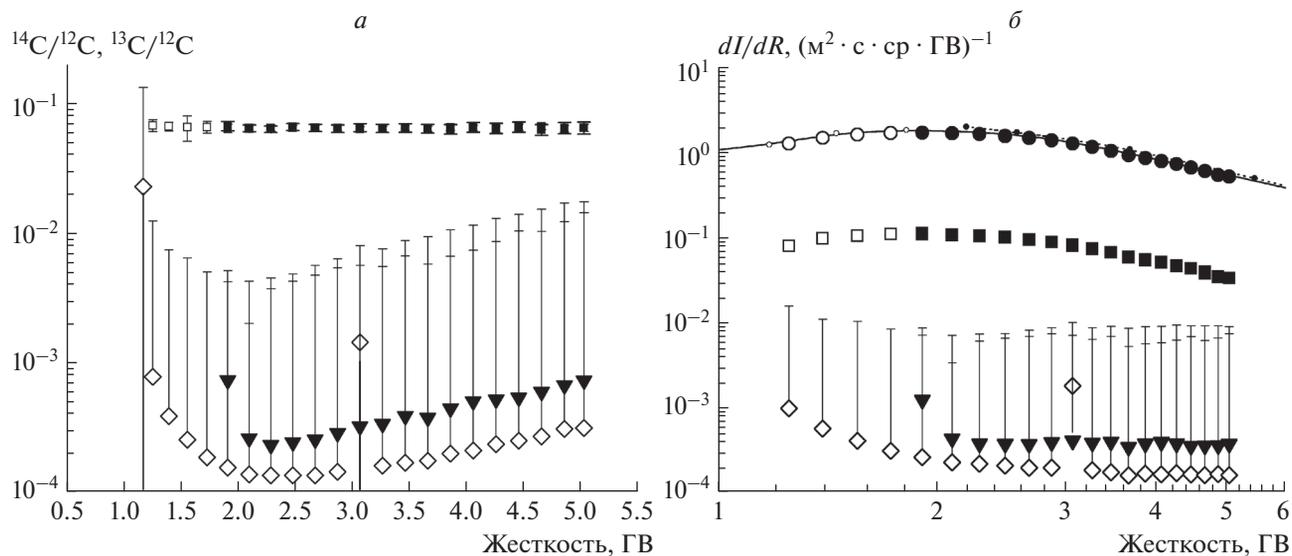


Рис. 1. \square – $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$, TOF, \blacksquare – $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$, калориметр, \diamond – $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$, TOF, верхние пределы, \blacktriangledown – $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$, калориметр, верхние пределы в зависимости от жесткости ядер (а); линия – спектр углерода в ГКЛ [11], \square – ^{13}C , TOF, \blacksquare – ^{13}C , калориметр, \diamond – ^{14}C , TOF, верхние пределы, \blacktriangledown – ^{14}C , калориметр, верхние пределы в зависимости от жесткости ядер (б).

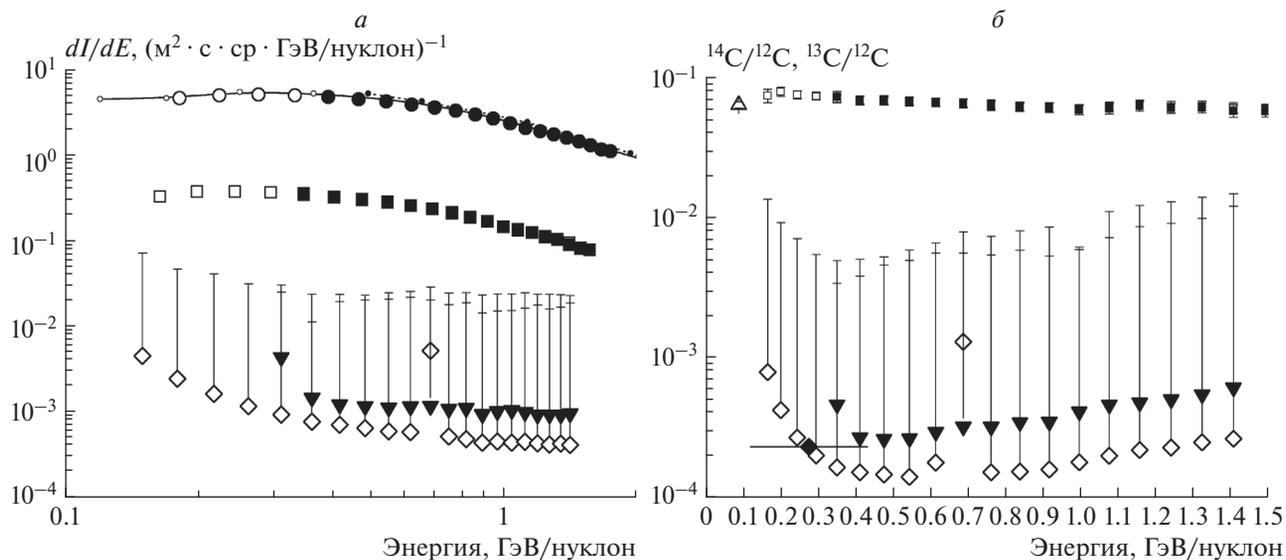


Рис. 2. Линия – спектр углерода [11], \square – ^{13}C , TOF, \blacksquare – ^{13}C , калориметр, \diamond – ^{14}C , TOF, верхние пределы, \blacktriangledown – ^{14}C , калориметр, верхние пределы в зависимости от энергии ядер (а); \square – $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$, TOF, \blacksquare – $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$, калориметр, \diamond – $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$, TOF, верхние пределы, \blacktriangledown – $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$, калориметр, верхние пределы в зависимости от энергии ядер, \triangle – $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$, Voyager 1, 2 [7], \blacklozenge – $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$, верхний предел, ACE/CRIS [8] (б).

ков ядер бора при анализе соотношений $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ в зависимости от жесткости и энергии ядер. Соотношения изотопов меняются в пределах статистических ошибок, сохраняя общие тенденции распределения данных и подтверждая стабильность вывода. В дальнейшем возможно расширение изотопного анализа ядер бора до ~ 5 ГВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в настоящей работе предварительные данные анализа изотопного состава ядер углерода в космических лучах в энергетической области ~ 0.1 – 1.0 ГэВ/нуклон полученные в эксперименте PAMELA при измерениях в 2006–2014 гг., являющиеся основными результатами

данной работы, согласуются с данными измерений на космических аппаратах Voyager 1, 2 и ACE/CRIS, расширяют диапазон измерений, методические ошибки PAMELA в ~ 3 раза меньше. Оценка соотношений изотопов ^{14}C с периодом полураспада 5700 лет (с учетом Лоренц-фактора 1.154–2.517 в диапазоне измерений PAMELA ~ 6600 –14300 лет) и стабильных изотопов ^{13}C на уровне меньше ~ 0.01 с учетом процесса диффузии ядер от возможного источника при коэффициенте диффузии $\sim 3.3 \cdot 10^{28} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ [6] позволяет заключить, что возможный источник ядер ^{14}C не может находиться ближе ~ 190 пк и рождение сверхновой не могло произойти ранее ~ 73 тыс. лет назад. Из известных SN ближайшей является Geminga на расстоянии ~ 190 пк, но с возрастом ~ 342 тыс. лет. Анализ возможного наблюдения соотношения $^{14}\text{C}/^{13}\text{C}$ от локальных взрывов SN, наблюдавшихся на Земле в последние 2 тыс. лет показывает, что увеличение по сравнению возможностями PAMELA статистики регистрации изотопов ядер углерода примерно на 1–2 порядка, может привести к регистрации ядер ^{14}C от локальных источников. Решение этой задачи может быть выполнено коллаборацией AMS-02 благодаря огромной светосиле прибора. Соавторами работы, естественно, являются члены коллаборации PAMELA

[10, 11], обеспечившие получение исходной полетной информации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // Nature. 2009. V. 458. No. 7238. P. 607.
2. *Aguliar M., Ali Cavazonza L., Ambrosi G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No. 141102.
3. *Aguliar M., Alberti G., Alpat B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. Art. No. 041102.
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. *Bogomolov E.A., Vasilyev G.I., Menn W., Voronov S.A.* // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 704.
6. *Moskalenko I.V., Strong A.W., Mashnik S.G. et al.* // arXiv: astro-ph/0306349. 2003.
7. *Webber W.R., Lukasiak A., McDonald F.B., Ferrando P.* // Astrophys. J. 1996. V. 457. P. 435.
8. *Yanasak N.E., Wiederbeck M.E., Mewald R.A. et al.* // Astrophys. J. 2001. V. 563. P. 768.
9. *Strong A.W., Moskalenko I.V.* // arXiv: astro-ph/0101068. 2001.
10. *Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27. P. 296.
11. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // Astrophys. J. 2014. V. 791. P. 93.

Boron and carbon isotopes in the PAMELA experiment

E. A. Bogomolov^{a,*}, G. I. Vasilyev^a, W. Menn^b, on behalf of the PAMELA Collaboration

^a*Ioffe Institute RAS, Saint-Petersburg, 194021 Russia*

^b*University Siegen, Siegen, 57068 Germany*

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

Using PAMELA data from 2006–2014 on the rigidity of detected nuclei and their velocity, an attempt was made to determine the $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ ratio in the energy range of 0.1–1.0 GeV/nucleon and for the first time estimate the $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ ratio at energies of ~ 0.1 –1.5 GeV/nucleon using the PAMELA data for boron. The results of isotopic analysis of boron and carbon nuclei in GCR (^{12}C , ^{13}C spectra, upper limits for ^{14}C and $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ ratios depending on the rigidity and energy of nuclei) are presented in comparison with limited measurement data. The data on the $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ ratio allow us to estimate the lower limits of the distances to possible local sources of ^{14}C .

УДК 524.1

РЕГИСТРАЦИЯ АНТИПРОТОНОВ В РАДИАЦИОННОМ ПОЯСЕ ЗЕМЛИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПАМЕЛА

© 2021 г. С. А. Роденко¹, *, А. Г. Майоров¹, В. В. Малахов¹

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

*E-mail: SARodenko@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Магнитный спектрометр ПАМЕЛА на борту космического аппарата Ресурс-ДК1 измерял потоки заряженных частиц и античастиц в космическом излучении с июня 2006 до января 2016 г. В 2011 году по результатам измерений были впервые обнаружены антипротоны вторичного происхождения в околоземном пространстве и определен энергетический спектр альбедной и захваченной компонент в энергетическом диапазоне от 60 до 750 МэВ. Приводятся результаты измерения потока антипротонов в радиационном поясе Земли по данным эксперимента ПАМЕЛА, полученным за весь период его проведения, с использованием усовершенствованных алгоритмов обработки данных и выделения событий.

DOI: 10.31857/S0367676521040323

ВВЕДЕНИЕ

Изучение потоков заряженных частиц в околоземном космическом пространстве является одной из важнейших научных задач, связанных с исследованием механизмов генерации вторичных частиц, их захвата, движения и энергетических потерь в различных областях магнитосферы, а также расчета радиационной обстановки. Основным механизмом наполнения радиационных поясов является распад нейтронов альбеда. Согласно так называемому процессу CRAND (распад нейтронов альбеда космических лучей) [1, 2] часть вторичных нейтронов покидает атмосферу и распадается в магнитосфере Земли на протоны, которые могут оказаться захваченными. Механизмы генерации потоков вторичных частиц распространяются на образование и захват магнитным полем Земли античастиц. В частности, для антинейтронов и антипротонов справедлив механизм CRANbarD аналогично механизму CRAND, а также не исключается процесс генерации антипротонов от прямого рождения протон-антипротонных пар в атмосфере [3, 4].

В 2011 г. по результатам измерений эксперимента ПАМЕЛА были впервые обнаружены вторичные антипротоны, в т.ч. захваченные во внутреннем радиационном поясе и измерен их энергетический спектр в энергетическом диапазоне от 60 до 750 МэВ [5]. В данной работе был получен улучшенный результат с применением усовершенствованных алгоритмов обработки экспери-

ментальных данных, полученных за весь период проведения эксперимента ПАМЕЛА.

ЭКСПЕРИМЕНТ ПАМЕЛА

Спутник Ресурс-ДК1 со спектрометром ПАМЕЛА на борту был запущен на орбиту 15 июня 2006 г. и проработал до января 2016 г. Прибор ПАМЕЛА состоит из набора детекторных систем (системы антисовпадений, времяпролетной и магнитной трековой системы, калориметра, нейтронного и сцинтилляционного ливневого детектора), предназначенных для идентификации типа частицы (электронов и позитронов, антипротонов, изотопов водорода и ядер гелия, более тяжелых ядер), измерения величины и знака заряда, жесткости, скорости и энергии частиц. Подробное описание научной аппаратуры и условий проведения эксперимента можно найти в работе [6].

ИДЕНТИФИКАЦИЯ АНТИПРОТОНОВ

Особенность работы заключается в преимущественном использовании информации от калориметра прибора ПАМЕЛА, эффективность которого на протяжении всего полета оставалась постоянной, что позволит включить в анализ как можно больше событий. Для создания методики восстановления треков частиц и античастиц в калориметре было проведено моделирование низкоэнергетических антипротонов, останавливающихся и аннигилирующих в веществе этого детектора с помощью программы на основе Geant4,

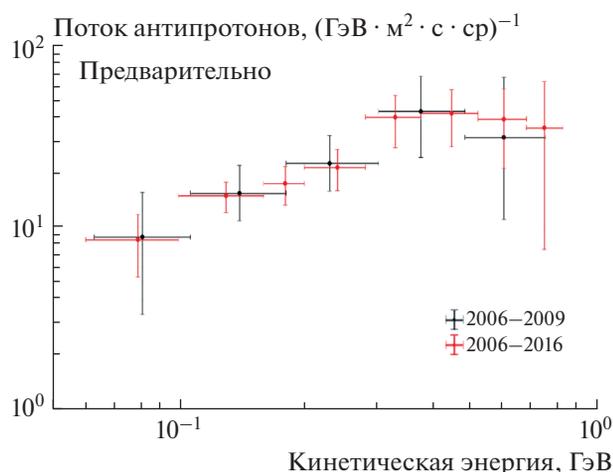


Рис. 1. Поток антипротонов в радиационном поясе по данным эксперимента ПАМЕЛА.

разработанной коллаборацией PAMELA. Алгоритм восстановления треков основан на методах компьютерного зрения и обработки цифровых изображений, построенных из отклика всех стрипов calorimetра. Благодаря этому удалось восстановить траекторию влетающего в calorimetр антипротона, треки вторичных частиц в топологии типа “звезда”, точку остановки и другие параметры взаимодействия. Подробное описание метода восстановления треков антипротонов описано в статье [7].

Идентификация антипротонов проводилась при помощи многомерного анализа данных, основанного на признаках, характеризующих процесс аннигиляции. Подробно он описан в статье [8].

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведены зависимости потока антипротонов во внутреннем радиационном поясе от кинетической энергии, полученные ранее (крести-

ки) [5] и в рамках данной работы (точки). Увеличение статистики позволило уменьшить погрешности на графике, сделать уже энергетические интервалы и немного расширить энергетический диапазон. Следует отметить, что использованная в данной работе методика отличается от использованной в публикации 2011 г., тем самым независимо подтверждая предыдущий результат.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приводятся предварительные результаты измерения дифференциального энергетического спектра антипротонов во внутреннем радиационном поясе по данным эксперимента ПАМЕЛА при обработке научной информации полученной за 2006–2016 гг. Благодаря рассмотрению всего объема данных и использованию усовершенствованных алгоритмов анализа и идентификации событий удалось увеличить статистику зарегистрированных антипротонов и расширить энергетический диапазон наблюдений.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 19-72-10161).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gordon C.W., Canuto V., Axford W.I. et al.* The Earth: 1 – The upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere. V. 1. N.Y.: Gordon & Breach, 1978. P. 303.
2. *Albert J.M., Ginet G.P., Gussenhoven M.S.* // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. No. 5A. P. 9261.
3. *Fuki M.* // *Int. J. Mod. Phys.* 2005. V. 20. No. 29. P. 6739.
4. *Selesnick R.S., Looper M.D., Mewaldt R.A. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. P. 20.
5. *Adriani O., Barbarino G., Bazilevskaya G.A. et al.* // *Astrophys. J.* 2011. V. 737. L. 29. P. 5.
6. *Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al.* // *Astropart. Phys.* 2007. V. 27. P. 296.
7. *Роденко С.А., Майоров А.Г., Малахов В.В. и др.* // *Яд. физ. и инж.* 2018. Т. 9. № 5. С. 466.
8. *Malakhov V.V., Mayorov A.G., Rodenko S.A.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 798. No. 1. Art. No. 012020.

Antiprotons registration in the Earth’s radiation belt in the PAMELA experiment

S. A. Rodenko^{a,*}, A. G. Mayorov^a, V. V. Malakhov^a

^aNational Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia

*e-mail: SARodenko@mephi.ru

The PAMELA magnetic spectrometer on board the Resurs-DK1 spacecraft measured the fluxes of charged particles and antiparticles in cosmic radiation from June 2006 to January 2016. In 2011, according to the results of measurements, antiprotons of secondary origin were detected for the first time in near-Earth space, and the energy spectrum of the albedo and captured components cosmic rays was measured in the energy range from 60 to 750 MeV. We present the results of measuring the flux of antiprotons in the inner radiation belt of the Earth according to the data of the PAMELA experiment, obtained over the entire period of its operation using improved algorithms for processing and identification events.

УДК 524.1

ВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ПОТОКА ЯДЕР ЛИТИЯ В ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ С 2006 ПО 2014 гг. ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА РАМЕЛА

© 2021 г. А. А. Елифанов¹, *, А. Г. Майоров¹

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

*E-mail: aerifanov.inbox@gmail.com

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Впервые приводятся предварительные результаты измерения временной динамики дифференциальных энергетических спектров ядер лития галактического происхождения в диапазоне жесткостей 0.5–100 ГВ в период с 2006 по 2014 гг. с годовым усреднением по данным эксперимента РАМЕЛА. Для этого составлены критерии отбора ядер лития, произведена оценка их эффективности, определена светосила прибора. Поведение полученных спектров согласуется с изменениями солнечной активности в рассматриваемом интервале времени.

DOI: 10.31857/S0367676521040104

ВВЕДЕНИЕ

По современным представлениям распространение космических лучей (КЛ) в гелиосфере определяется процессами диффузии и дрейфа в магнитном поле, конвекцией в плазме солнечного ветра, адиабатическими потерями энергии и дополнительным ускорением. Все эти механизмы зависят как от солнечной активности, так и от типа частицы. Как следствие, происходит изменение энергетического спектра галактических космических лучей (ГКЛ) при прохождении через гелиосферу, что особенно заметно в области низких энергий (при жесткости до нескольких десятков ГВ). Это явление называется солнечной модуляцией космических лучей [1].

На данный момент по результатам измерений в эксперименте РАМЕЛА уже опубликованы временные вариации потоков протонов (диапазон жесткостей 0.4–50 ГВ) [2–4] и ядер гелия (0.8–50 ГВ) [2, 5]. В настоящей работе исследуются долговременные вариации потоков ядер лития по данным эксперимента РАМЕЛА с 2006 по 2014 гг. в диапазоне жесткостей от ~0.5 до 100 ГВ.

Следует отметить, что непрерывные измерения потоков ядер с $Z > 2$ длительностью порядка нескольких лет на сегодняшний день отсутствуют, несмотря на то, что представляют интерес, как дополнительный источник информации о переносе КЛ в гелиосфере.

ЭКСПЕРИМЕНТ РАМЕЛА И КРИТЕРИИ ОТБОРА ЯДЕР ЛИТИЯ

Эксперимент РАМЕЛА [6, 7] проводился с июня 2006 по январь 2016 г. на околоземной орби-

те. Прибор РАМЕЛА был предназначен для прецизионных измерений потоков заряженной компоненты космических лучей. В задачи эксперимента входило изучение характеристик потоков частиц и античастиц ГКЛ, исследование эффектов солнечной модуляции, регистрация частиц в высокоэнергичных солнечных вспышках и изучение вторичных КЛ в околоземном пространстве. Для этого прибор включает в себя набор детекторов, позволяющих измерять такие характеристики частиц, как магнитная жесткость R , скорость β , ионизационные потери dE/dx .

В работе для выделения частиц, попадающих в апертуру прибора и для которых были измерены все характеристики, использовались базовые критерии, приведенных в параграфе 3.1 статьи [3].

Для отбора ядер лития использовались измеренные в трековой системе [8] значения ионизационных потерь dE/dx и магнитной жесткости R частицы. Основным критерием отбора по заряду являются две характеристические линии на зависимости dE/dx от R , ограничивающие область наиболее вероятного нахождения изотопов в диапазоне жесткостей от 0.5 до 100 ГВ. Для построения ограничивающих линий использовались данные моделирования в Geant4 процесса прохождения ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ через спектрометр РАМЕЛА. При фиксированных R были установлены квантили распределения по dE/dx , исключаящие 2% событий сверху и 1% снизу. По полученным точкам проводилось фитирование методом наименьших квадратов по параметрическому уравнению:

Таблица 1. Доли событий вне области ядер лития (фона) на зависимости ионизационных потерь в первой плоскости калориметра от жесткости в 4 диапазонах жесткостей

R, ГВ	Доля фона			
	0.5–2	2–5	5–10	10–100
Моделирование	8.7% ± 0.1%	5.0% ± 0.1%	4.8% ± 0.1%	4.0% ± 0.1%
Эксперимент	7.3% ± 0.5%	5.5% ± 0.3%	6.1% ± 0.4%	5.0% ± 0.7%

$$\frac{dE}{dx} = \begin{cases} A_1 \left(1 + \frac{A_3}{R^2}\right) \left[\ln \left(\frac{A_2 R}{A_3 + R^2} \right) - \frac{R^2}{A_3 + R^2} + A_4 \right] + A_5, & R > 2 \text{ ГВ} \\ A_1 \left(1 + \frac{A_3}{R^2}\right) \left[\frac{R^2}{A_4 + R^2} \right], & R \leq 2 \text{ ГВ} \end{cases},$$

где R – жесткость частицы, A_i – параметры фитирования, а уравнение представляет собой параметризованную формулу Бете–Блоха, преобразованную к виду $dE/dx(R)$. Полученные кривые приведены на рис. 1 вместе с данными моделирования близких по заряду к литию ядер КЛ.

Используя измеренные во времяпролетной системе [9] значения ионизационных потерь dE/dx и скорости частицы β , составлены и применены аналогичные описанным выше критерии с использованием зависимостей dE/dx в трекаре и dE/dx во времяпролетной системе, но от скорости β .

Для оценки эффективности отбора полезных событий и качества режекции фона использована зависимость ионизационных потерь dE/dx в первой плоскости калориметра [10] от жесткости частицы R . Частицы попадают в калориметр после прохождения трековой и времяпролетной систем, что позволяет применить его для оценки качества критериев. На этой зависимости построены ограничивающие линии и произведена оценка доли фона, образуемого в результате взаимодействия ядер лития с веществом прибора, т.е. событий, находящихся на этой зависимости вне области ядер лития. Доли фона должны совпадать для данных моделирования и эксперимента. Их избыток в эксперименте предполагал бы низкое качество режекции других частиц, недостаток же – низкую эффективность отбора полезных событий. Вычисленные значения долей фона в 4-х диапазонах жесткостей представлены в табл. 1. Полученные для экспериментальных данных близки к определенным по моделированию (5–8%), что дает возможность утверждать о достаточности составленных критериев отбора.

Для выделения галактической компоненты КЛ, рассматривались события, зарегистрированные только в областях, где номер магнитной оболочки > 5 в геомагнитных координатах Мак-Илвейна. Это область выделена на основе анализа зависимости темпа счета ядер лития от L при низких жесткостях частиц (0.5–2 ГВ).

РЕЗУЛЬТАТЫ

На основании построенных критериев отбора для ядер лития, была произведена обработка данных эксперимента PAMELA, полученных за 8 лет работы прибора (с 06.2006 по 09.2014), восстановлено время наблюдения (экспозиция) в области $L > 5$, а также вычислены значения эффективности детекторов и светосилы отбора событий.

В результате восстановлены дифференциальные энергетические спектры ядер лития ГКЛ в диапазоне жесткостей от 0.5 до 100 ГВ с интервалом усреднения в один год, что позволяет оценить эффекты солнечной модуляции в рамках 11-летнего цикла солнечной активности. На рис. 2а–2г представлены вариации потоков ядер лития ГКЛ в 6 выделенных диапазонах жесткостей (результат предварительный). Для сравнения приведены данные о среднемесячном количестве солнечных пятен [11], выбранных в качестве характеристики солнечной активности (рис. 2д). В период с 2006 до 2009 г. наблюдается рост интенсивности ядер лития, что соответствует периоду спада солнечной активности. Далее, с 2010 по 2014 г. наблюдается уменьшение потока, что совпадает с периодом роста солнеч-

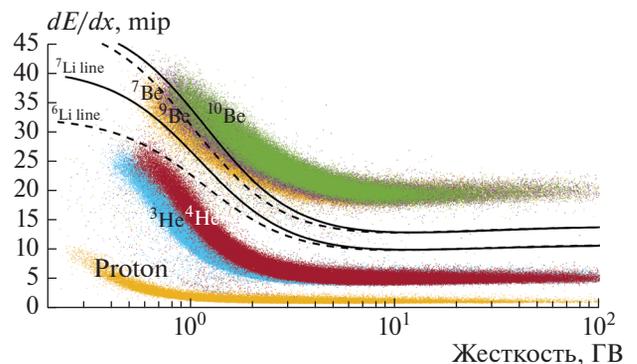


Рис. 1. Ограничивающие линии (${}^6\text{Li}$ line, ${}^7\text{Li}$ line) на зависимости ионизационных потерь dE/dx от жесткости для изотопов ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$. Также на графике приведены данные моделирования близких по заряду изотопов, которые могут являться источником фона при отборе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе восстановлены временные вариации дифференциальных энергетических спектров ядер лития ГКЛ по данным эксперимента PAMELA в диапазоне жесткостей от 0.5 до 100 ГВ на 8-летнем интервале с 06.2006 по 09.2014. Для этого построены критерии отбора ядер лития ГКЛ, проведена оценка их качества и вычислена светосила прибора. Наблюдается связь вариаций потоков с цикличностью солнечной активности. Полученные данные являются новыми и могут быть востребованы в изучении механизмов переноса КЛ через гелиосферу. В дальнейшем планируется провести подробный анализ полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” № 0723-2020-0040) и при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-72-10170).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Potgieter M.S.* // Living Rev. Sol. Phys. 2013. V. 10. Art. No. 3.
2. *Майоров А.Г., Адриани О., Базилевская Г.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 6. С. 828; *Maierov A.G., Adriani O., Barbarino G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 6. P. 779.
3. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // Astrophys. J. 2013. V. 765. No. 2. Art. No. 91.
4. *Martucci M., Munini R., Boezio M. et al.* // Astrophys. J. Lett. 2018. V. 854. No. 1. Art. No. L2.
5. *Marcelli N., Boezio M., Lenni A. et al.* // Astrophys. J. 2020. V. 893. No. 2. Art. No. 145.
6. *Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27. No. 4. P. 296.
7. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // Riv. Nuovo. Cim. 2017. V. 40. No. 10. P. 473.
8. *Adriani O., Bonechi L., Bonghi M. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 511. P. 72.
9. *Barbarino G., Boscherini M., Campana D. et al.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2003. V. 125. P. 298.
10. *Boezio M., Bonvicini V., Mocchiutti E. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2002. V. 487. No. 3. P. 407
11. http://www.sidc.be/silso/DATA/SN_m_tot_V2.0.txt.

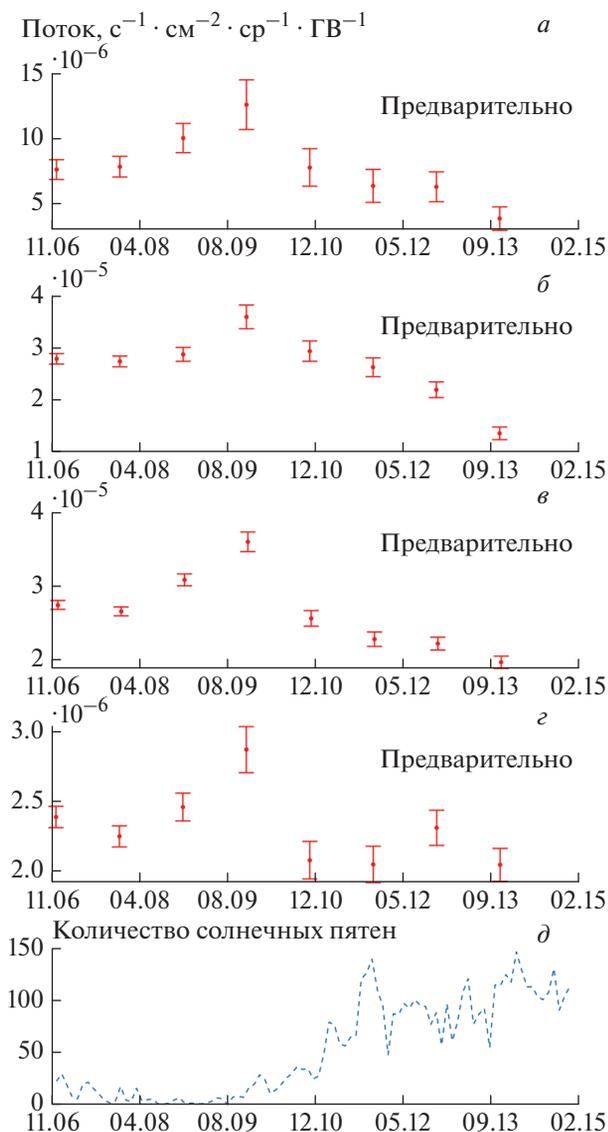


Рис. 2. Вариации потоков ядер лития ГКЛ с 2006 по 2014 гг. в 4 выделенных диапазонах жесткостей: 0.5–1 ГВ (а), 1–2 ГВ (б), 2–5 ГВ (в), 5–20 ГВ (г). Для сравнения приведены данные о среднемесечном количестве солнечных пятен (д).

ной активности. При этом амплитуда вариаций уменьшается с увеличением энергии частиц.

Variations of the Galactic lithium flux from 2006 to 2014 measured in the PAMELA experiment

A. A. Epifanov^{a,*}, A. G. Mayorov^a

^aNational Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: aepifanov.inbox@gmail.com

We present preliminary measurement results of long-term variations of the galactic lithium spectra in the rigidity range from 0.5 to 100 GV during the period from 2006 to 2014 with annual averaging based on the PAMELA experiment data. In order to achieve this, we constructed selection criteria for lithium nuclei, estimated their efficiency and determined acceptance of the instrument. The behavior of the obtained spectra is consistent with changes in solar activity in the considered time interval.

УДК 53.043

ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКОВ ПРОТОНОВ ПРЯМОГО И ВОЗВРАТНОГО АЛЬБЕДО В ЭКСПЕРИМЕНТЕ РАМЕЛА

© 2021 г. О. А. Голуб¹*, А. Г. Майоров¹

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

*E-mail: ogolub394@gmail.com

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

При помощи моделирования прохождения частиц через прибор РАМЕЛА в среде Geant 4 выбраны критерии отбора для идентификации протонов прямого и возвратного альbedo. Полученные критерии применены к экспериментальным данным РАМЕЛА и после проведенной обработки и анализа восстановлены дифференциальные энергетические спектры протонов прямого и возвратного альbedo для низких и высоких геомагнитных широт.

DOI: 10.31857/S0367676521040116

ВВЕДЕНИЕ

Частицы альbedo образуются в результате взаимодействий первичных высокоэнергичных космических лучей с ядрами атомов остаточной атмосферы Земли. Полученные вторичные заряженные частицы движутся вдоль магнитных силовых линий в двух направлениях: к Земле – возвратное альbedo и от Земли – прямое альbedo [1].

Частицы альbedo широко изучаются с 1950-х гг., но до сих пор существует множество нерешенных проблем, которые сохраняют научный интерес к этой теме. Измерения потоков протонов альbedo проводились на аэростатах [2], космических аппаратах и искусственных спутниках Земли (ИСЗ) [3, 4]. Экспериментальные данные NINA и NINA-2 представляют информацию о потоках вторичных протонов в области низких энергий от 10 до 35 МэВ. Наоборот, в эксперименте AMS-01 измерены потоки протонов прямого и возвратного альbedo энергий области пенумбры на разных геомагнитных широтах. Тем не менее, этих экспериментальных данных недостаточно для полного понимания процессов образования частиц альbedo в атмосфере и их движения в магнитном поле Земли. Международный научный спутниковый эксперимент РАМЕЛА [5], предназначенный для изучения потоков заряженных частиц в космическом излучении, дает возможность провести независимые прецизионные измерения потоков протонов прямого и возвратного альbedo в широком энергетическом диапазоне в различных областях околоземного пространства.

ЭКСПЕРИМЕНТ РАМЕЛА

С июня 2006 г. до января 2016 г. на околоземной орбите проводился эксперимент РАМЕЛА, который был основан на магнитном спектрометре и проводил измерения потоков космических лучей различного типа в широком диапазоне энергий (от нескольких сотен МэВ до ~1 ТэВ). Прибор РАМЕЛА включает в себя набор детекторов [6–12], общая совокупность которых позволяет исключать фоновые события, определение характеристик которых затруднено или невозможно.

Задачей магнитного спектрометра является измерение координат точек прохождения ионизирующей частицы внутри магнита и ионизационных потерь вдоль трека. С их помощью восстанавливается траектория, по кривизне которой определяется жесткость (отношение импульса частицы к заряду) и знак заряда частиц. Зависимость ионизационных потерь от жесткости позволяет определять абсолютную величину заряда частицы.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИБОРА РАМЕЛА В СРЕДЕ GEANT4

Основной целью работы является восстановление дифференциальных энергетических спектров протонов прямого и возвратного альbedo. Для этого необходимо подобрать критерии для отбора таких частиц. Подбор критериев проводился с помощью моделирования методом Монте-Карло прохождения частиц через спектрометр РАМЕЛА в программном обеспечении, написанном и применяемом в коллаборации РАМЕЛА на основе GEANT4 [13]. Необходимо выделить не-

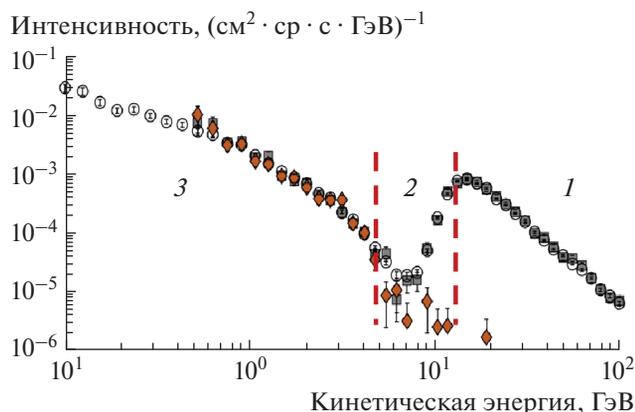


Рис. 1. Дифференциальные энергетические спектры протонов прямого и возвратного альbedo, а также ГКЛ по данным эксперимента PAMELA для области геомагнитного экватора ($0 < |\theta_M| < 0.35$). Обозначения: \circ – базовые критерии отбора (для частиц, летящих сверху), \square – Дополнительные критерии отбора (для частиц, летящих сверху), \diamond – для частиц, летящих снизу.

взаимодействующие в спектрометре частицы, отобрать из них протоны (одиночный положительный заряд) и определить направление прилета. Исключение фоновых событий и выделение “чистого” трека необходимо из-за того, что при взаимодействиях частица теряет некоторую долю энергии или превращается в другие типы, что вызывает сложности в определении ее начальных параметров, особенно для частиц летящих снизу, на пути которых перед трековой системой расположен калориметр. В зависимости от того, с какой стороны прилетела частица (сверху или снизу), путь от момента попадания в прибор до регистрации трековой системой различен. В связи с этим и критерии отбора для таких частиц будут отличаться. Для выделения летящих сверху вниз частиц были подобраны базовые критерии отбора (1.1–1.4):

1.1. в трековой системе идентифицирован 1 трек, не касающийся стенок магнита;

1.2. траектория в трековой системе восстановлена с использованием 4-х и более точек в отклоняющей проекции X, 3-х и более точек в ортогональной проекции Y;

1.3. отсутствует сигнал во всех счетчиках системы антисовпадений;

1.4. в каждой из 6 плоскостей время-пролетной системы не более 1-го сработавшего сцинтилляционного счетчика.

Критерии отбора 1.1 и 1.2 позволяют исключить из анализа события с заведомо неправильно измеренными характеристиками. Критерии 1.3 и 1.4 позволяют отсеять “ложные” триггеры, вызванные вторичными частицами, образованными во взаимодействиях космических лучей с веществом прибора.

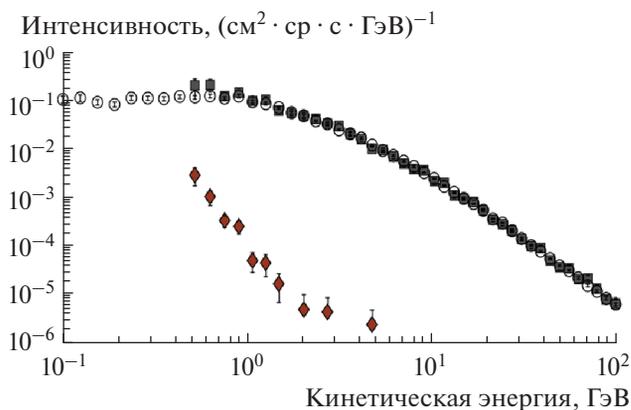


Рис. 2. Дифференциальные энергетические спектры протонов прямого и возвратного альbedo, а также ГКЛ по данным эксперимента PAMELA для приполярных областей ($|\theta_M| > 1$). Обозначения: \circ – базовые критерии отбора (для частиц, летящих сверху), \square – Дополнительные критерии отбора (для частиц, летящих сверху), \diamond – для частиц, летящих снизу.

Для выделения частиц летящих снизу вводятся дополнительные критерии отбора для отсекаания взаимодействий в калориметре. Далее полученные критерии отбора применены к экспериментальным данным.

ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На основании обработки экспериментальных данных спектрометра PAMELA, собранных в период работы с июля 2006 по март 2007 г., отобраны протоны прямого и возвратного альbedo, и построены спектры для различного диапазона геомагнитных широт (θ_M). Погрешности на графиках являются статистическими, систематические ошибки в работе не оценивались.

На рис. 1 изображены спектры протонов прямого и возвратного альbedo, и галактических космических лучей (ГКЛ), восстановленные по данным эксперимента PAMELA в области геомагнитного экватора ($0 < |\theta_M| < 0.35$)

Область 1 на графике соответствует частицам с жесткостью больше жесткости геомагнитного обреза — это галактические космические лучи. В область 2 проникновение галактических частиц осложнено — это область пенумбры. Наконец, в области 3 проникновение галактических частиц запрещено, и регистрируемые здесь события относятся к частицам возвратного альbedo. Следует отметить, что спектры возвратного альbedo, измеренного при разных критериях отбора, согласуются между собой. Спектры прямого и возвратного альbedo согласуются между собой в области 3, как и ожидалось. Так как галактические частицы не могут прилететь в направлении “от Земли”, в

области 2 удалось измерить непосредственно поток частиц прямого альбеда.

На рис. 2 представлены дифференциальные энергетические спектры протонов прямого и возвратного альбеда для высоких геомагнитных широт ($|\theta_m| > 1$). На высоких широтах выделить потоки возвратного альбеда с прибором, ориентированным в только космос, невозможно, поскольку они “тонут” в потоке галактических космических лучей. Регистрация прибором PAMELA частиц, прилетающих в направлении от Земли, и созданная в работе методика позволяют восстановить спектр частиц альбеда даже в приполярных областях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе создана методика идентификации протонов прямого альбеда в эксперименте PAMELA, которая применена к экспериментальным данным, накопленным в период работы с июля 2006 до марта 2007 г. Восстановлены дифференциальные энергетические спектры протонов прямого и возвратного альбеда в различных диапазонах геомагнитных широт. Результаты, полученные разными критериями отбора событий, согласуются между собой, подтверждая достоверность результатов. На высоких геомагнитных широтах, где доминирует галактическое излучение, также восстановлен дифференциальный энергетический спектр протонов альбеда.

В дальнейшем будет проведено детальное исследование пространственного распределения частиц альбеда (уменьшение диапазона по гео-

магнитной широте, введение разбиения по геомагнитной долготе), увеличение статистики обработкой большого объема научной информации, а также будет проведено сравнение с данными других экспериментов.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-10161).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Treiman S.B.* // Phys. Rev. 1953. V. 91. P. 957.
2. *Verma S.D.* // J. Geophys. Res. 1967. V. 72. P. 915.
3. *AMS Collaboration* // Phys. Lett. B. 2000. V. 472. P. 215.
4. *Bidoli V., Casolino M., Pascale De et al.* // Ann. Geophys. 2002. V. 20. P. 1693.
5. *Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27. P. 296.
6. *Adriani O., Bonechi L., Bongi M. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2007. V. 572. P. 471.
7. *Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27. P. 296.
8. *Osteria G., Barbarino G., Campana D. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2004. V. 518. P. 161.
9. *Russo S., Barbarino G., Campana D. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2007. V. 572. P. 495.
10. *Straulino S., Adriani O., Bonechi L. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2006. V. 556. P. 100.
11. *Ricciarini S. (PAMELA collaboration)* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2007. V. 582. P. 892.
12. *Boezio M., Albi M., Bonvicini V. et al.* // Astropart. Phys. 2006. V. 26. P. 111.
13. *Agostinellia S., Allisonas J., Amakoe K. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 2003. V. A506. P. 250.

Measurement of the splash and reentrant albedo proton flux in the PAMELA experiment

O. A. Golub^{a,*}, A. G. Mayorov^a

^aNational Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: ogolub394@gmail.com

With the help of simulation the passage of particles through the PAMELA device in the Geant 4 environment, the selection criteria for of splash albedo protons identification and reentrant albedo protons identification were chosen. The developed criteria were applied to the PAMELA experimental data and after the processing and analysis the differential energy spectra of the protons of the direct and return albedo were obtained for low and high geomagnetic latitudes.

УДК 524.1-352

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА НУКЛОН

© 2021 г. А. Н. Турундаевский¹*, О. А. Васильев¹, Д. Е. Карманов¹, И. М. Ковалев¹,
И. А. Кудряшов¹, А. А. Курганов¹, А. Д. Панов¹, Д. М. Подорожный¹

¹Федеральное 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: turun1966@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Представлены основные результаты, полученные в космическом эксперименте НУКЛОН. Был измерен состав и спектр космических лучей в области 2–500 ТэВ. Получены спектры отдельных ядер, включая никель и вторичные ядра. Исследована зависимость отношения потоков протонов и ядер гелия от магнитной жесткости. Обнаружено универсальное “колени” в спектрах различных ядер по магнитной жесткости.

DOI: 10.31857/S0367676521040384

ВВЕДЕНИЕ

Аппаратура НУКЛОН [1–4] была разработана в сотрудничестве НИИЯФ МГУ, ОИЯИ (Дубна) и ряда других российских научных и промышленных центров. Прибор был размещен на борту спутника РЕСУРС-П № 2. Орбита космического аппарата является гелиосинхронной, с наклоном 97.276 и средней высотой 475 км. Спутник был запущен 26 декабря 2014 г. и проработал около трех лет. Целью эксперимента является измерение химического состава и энергетических спектров космических лучей в области 2–500 ТэВ. Для измерения энергии одновременно с традиционным ионизационным калориметром использовалась новая методика KLEM (kinematic lightweight energy meter) [1, 5]. Эффективный геометрический фактор составляет более $0.2 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$ для системы KLEM и около $0.06 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$ для калориметра. Система измерения заряда обеспечивает разрешение 0.15–0.20 зарядовой единицы.

СПЕКТРЫ РАЗНЫХ КОМПОНЕНТ И ИХ ОТНОШЕНИЯ

Изучение спектров ядер отдельных компонент является частью исследований области энергий, предшествующей основному “колени” в спектре [2–4]. Получены важные результаты по протонно-ядерной компоненте космических лучей. В ходе обработки данных эксперимента НУКЛОН обнаружено новое универсальное “колени” во всех группах ядер, от протонов до железа [2]. Универсальность означает одно и то же положение колена в шкале магнитной жесткости для всех

групп ядер – в области 10 ТВ. Колени наблюдается с использованием обоих методов измерения энергии частиц, реализованных в обсерватории НУКЛОН – калориметрическим методом и кинематическим методом KLEM (Kinematic Lightweight Energy Meter). Новое “колени” космических лучей, вероятно, связано с пределом ускорения достаточно широко распространенным или ближним источником космических лучей. Спектр протонов с “колени” показан на рис. 1а.

Поскольку процессы ускорения и распространения космических лучей определяются магнитными жесткостями частиц, целесообразно рассматривать и сравнивать измеренные спектры также по жесткости.

Как указывалось выше, все спектры обильных ядер имеют излом по магнитной жесткости в области $\sim 10 \text{ ТВ}$ [2]. При этом есть и заметные различия спектров разных компонент, которые видны при анализе их отношений.

Спектры протонов и ядер гелия сравнивались с данными других экспериментов. В эксперименте AMS02 [6, 7] спектры космических лучей по магнитной жесткости были получены до 1.8 ТВ для протонов и до 3 ТВ для ядер гелия. Параметризация проводилась как для самих спектров, так и для их отношения. Оба спектра становятся более жесткими при магнитных жесткостях выше 200–350 ГВ. При этом наклон зависимости отношения спектров уменьшается с 0.15 при 10 ГВ до 0.077 для области выше 45 ГВ. Данные эксперимента НУКЛОН получены для области магнитных жесткостей выше 2 ТВ, что выходит за верхний предел рабочего диапазона эксперимента AMS02.

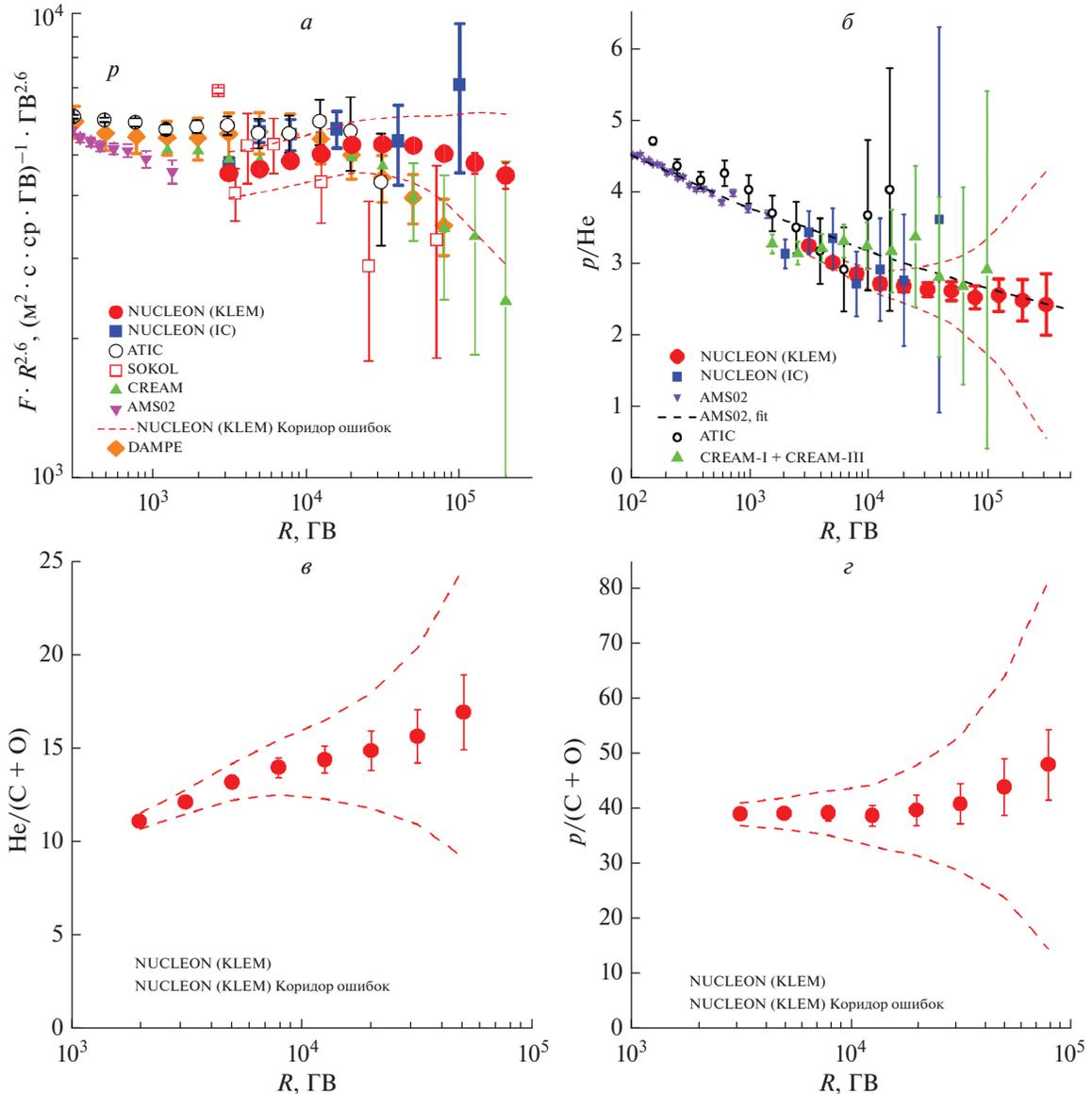


Рис. 1. Спектр протонов (а), отношение спектров p и He (б), отношение спектров He и C + O (в), отношение спектров p и C + O (г).

Одной из основных характеристик химического состава космических лучей, отражающих физические процессы их ускорения и распространения, является отношение потоков протонов и ядер гелия при различных значениях магнитной жесткости. Зависимость этого отношения от магнитной жесткости представлена на рис. 1б. Для жесткостей меньше 2 ТВ показаны точки из данных эксперимента AMS02 [6, 7]. Сопоставление данных различных экспериментов показывает, что доля протонов в диапазоне 0.1–1 ТВ падает с ростом жесткости, но при больших жесткостях (выше нескольких ТВ) выходит на почти постоянный уровень.

Была сделана оценка наклона зависимости отношения потоков протонов и ядер гелия от маг-

нитной жесткости. Показатель наклона оценивается как 0.063 ± 0.010 (стат.) ± 0.031 (сист.) для методики KLEM и 0.095 ± 0.163 для ионизационного калориметра в области выше 4 ТВ.

Зарядовый состав космических лучей в области излома существенно отличается от состава в области магнитных жесткостей ~ 100 ГВ, измеренного в эксперименте AMS02. Отношение потоков протонов и ядер гелия равно 2.98 ± 0.03 (стат.) ± 0.09 (сист.) ($R \sim 5$ ТВ), 2.68 ± 0.07 (стат.) ± 0.20 (сист.) ($R \sim 20$ ТВ), тогда как при ~ 100 ГВ это отношение составляет 4.46 ± 0.20 [8].

В [9] были исследованы спектры по магнитной жесткости ядер углерода и кислорода по данным эксперимента НУКЛОН и ряда других экспериментов. Спектры в области жесткостей выше

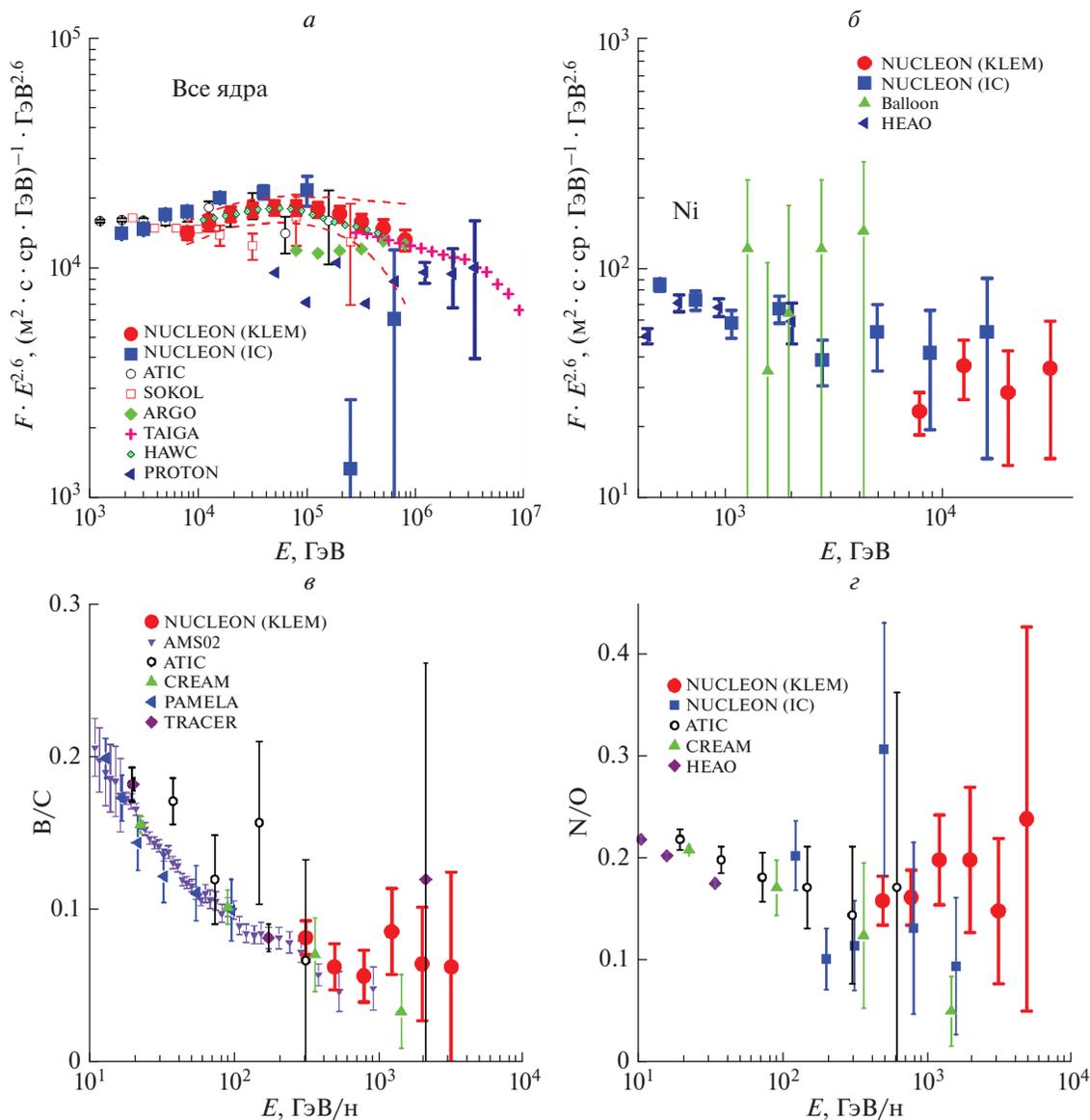


Рис. 2. Энергетический спектр всех частиц (а), спектр Ni (б), отношение спектров B/C (в), отношение спектров N/O (г).

300–500 ГВ более пологие, чем спектры, измеренные в различных экспериментах при меньшей жесткости. В области ~ 10 ТВ наблюдается излом, аналогичный “колену” в спектрах других компонент. На рис. 1в показана зависимость отношения спектра ядер гелия и суммарного спектра ядер углерода и кислорода по магнитной жесткости, а на рис. 1г – аналогичное отношение спектра протонов и того же спектра углерода и кислорода. Видно, что спектр ядер углерода и кислорода более мягкий, чем спектр гелия в области, предшествующей излому, но наклон спектра ядер C, O не отличается от спектра протонов в области, предшествующей “колену”.

Впервые на материале эксперимента НУКЛОН удалось провести сравнение прямых измерений спектра всех частиц с данными ШАЛ. Такие экспе-

рименты, в отличие от прямых измерений, позволяют получить высокую статистику, но при этом их результат существенно зависит от используемых моделей ядерных взаимодействий, а определить тип частицы в индивидуальном случае невозможно. В лучшем случае, определяется средний логарифм массового числа как характеристика потока космических лучей.

Данные этих экспериментов хорошо согласуются с данными эксперимента НУКЛОН в области их пересечения как по абсолютной интенсивности, так и по форме спектра (см. рис. 2а). Заметно отклонение энергетического спектра от степенного вида, вызванное изломом в спектре по жесткости. Энергетический спектр всех частиц является суперпозицией спектров разных компонент, поэтому его

укручение более плавно, чем в шкале жесткости. Соединение данных по составу космических лучей, полученных из прямого эксперимента НУКЛОН, и результатов детального измерения суммарного энергетического спектра в ШАЛ с высокой статистикой дает возможность получить новую астрофизическую информацию.

В ходе эксперимента НУКЛОН измерен спектр ядер никеля высоких энергий (до ~40 ТэВ, см. рис. 2б), что дает важную информацию о процессах нуклеосинтеза. Спектр никеля имеет наклон 2.83 ± 0.09 [11]. Это значение отличается от наклона спектра железа 2.64 ± 0.02 [11]. Отличие спектров может отражать свойства процессов нуклеосинтеза и ускорения космических лучей.

С хорошей статистикой получены спектры вторичных ядер высоких энергий и их отношения к первичным (В/С, N/O, см. рис. 2в, 2г [12]). В области высоких энергий (>500 ГэВ/нуклон) эти отношения выходят на плато, т.е. спектры вторичных ядер становятся подобными спектру первичных. Возможно, это связано с астрофизическими процессами. При высоких энергиях пробег первичных ядер в межзвездной среде оказывается сравним с пробегом в источниках, и мы наблюдаем спектр вторичных ядер, образовавшихся в источниках и ускорявшихся вместе с первичными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаружено универсальное “колени” в спектре по магнитной жесткости. В области ~10 ТВ спектры становятся более мягкими. Из сравнения спектров ядер С, О с данными AMS-02 в области 200–300 ГВ происходит выполаживание спектров. Отношение спектров протонов и ядер гелия с ростом жесткости падает, но в области “колени” выходит на постоянный уровень. Доля гелия растет на участке, предшествующем “колени”, что может говорить о наличии близкого ис-

точника, обогащенного гелием. Энергетический спектр всех частиц хорошо согласуется с данными наземных экспериментов. Заметны отличия от степенного вида. Измерен спектр ядер никеля высоких энергий (до ~40 ТэВ), что дает важную информацию о процессах нуклеосинтеза. Получены спектры вторичных ядер и их отношения к первичным. В области высоких энергий (>500 ГэВ/нуклон) эти отношения выходят на плато.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Atkin E., Bulatov V., Dorokhov V. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2015. V. 770. P. 189.
2. *Аткин Е., Булатов В., Дорохов В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 1. С. 5; *Atkin E., Bulatov V., Dorokhov V. et al.* // JETP Lett. 2018. V. 108. No. 1. P. 5.
3. *Аткин Э.В., Булатов В.Л., Васильев О.А. и др.* // Астрон. журн. 2019. Т. 96. № 1. С. 75; *Atkin E.V., Bulatov V.L., Vasiliev O.A. et al.* // Astron. Rep. 2019. V. 63. No. 1. P. 66.
4. *Grebenyuk V., Karmanov D., Kovalev I. et al.* // Adv. Space Res. 2019. V. 64. No. 12. P. 2546.
5. *Adams J., Bashindzhagyan G., Bashindzhagyan P. et al.* // Adv. Space Res. 2001. V. 27. No. 4. P. 829.
6. *Aguilar M., Aisa D., Alpat B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. Art. No. 171103.
7. *Aguilar M., Aisa D., Alpat B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. Art. No. 251101.
8. *Карманов Д.Е., Ковалев И.М., Кудряшов И.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 7. С. 435; *Karmanov D.E., Kovalev I.M., Kudryashov I.A. et al.* // JETP Lett. 2020. V. 111. No. 7. P. 363.
9. *Panov A., Atkin E., Gorbunov N. et al.* // Proc. 35th ICRC (Busan, 2017). P. 213.
10. *Grebenyuk V., Karmanov D., Kovalev I. et al.* // arXiv: 1809.07285. 2018.
11. *Grebenyuk V., Karmanov D., Kovalev I. et al.* // Adv. Space Res. 2019. V. 64. No. 12. P. 2559.

Main results of the NUCLEON experiment

**A. N. Turundaevskiy^{a,*}, O. A. Vasiliev^a, D. E. Karmanov^a, I. M. Kovalev^a, I. A. Kudryashov^a,
A. A. Kurganov^a, A. D. Panov^a, D. M. Podorozhny^a**

^aLomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: turun1966@yandex.ru

The main results of the NUCLEON space experiment are presented. The charge composition and energy spectra of cosmic rays were measured in the range 2–500 TeV. Spectra of different nuclei, including nickel and secondary nuclei, were obtained. The dependence of the ratio of proton flux and helium nuclei flux on magnetic rigidity was investigated. An universal “knee” was found in the magnetic rigidity spectra of various nuclei.

УДК 524.3-6

МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ КАК ИСТОЧНИКИ ОБОГАЩЕННЫХ ^{22}Ne ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2021 г. М. Е. Каляшова^{1, 2, *}, А. М. Быков¹, С. М. Осипов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

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

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: m.kalyashova@gmail.com

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Избыток ^{22}Ne в изотопном составе космических лучей был обнаружен более сорока лет назад. Измеренное изотопное отношение $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ в космических лучах выше, чем в солнечном ветре, более чем в 5 раз. Процессы в звездах типа Вольфа–Райе были предложены ранее как возможные источники данной аномалии. Рассмотрены процессы ускорения космических лучей в массивных скоплениях молодых звезд, содержащих популяцию звезд Вольфа–Райе, как потенциальные источники галактических космических лучей, обогащенных ^{22}Ne . Представлены оценки доли космических лучей от таких источников, необходимой для того, чтобы удовлетворить наблюдаемому изотопному отношению $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$.

DOI: 10.31857/S0367676521040141

ВВЕДЕНИЕ

Изучение химического и изотопного состава космических лучей (КЛ) может предоставить важную информацию об источниках, механизмах ускорения и переноса КЛ в Галактике [1]. Химический состав галактических КЛ изучался в рамках нескольких экспериментов – IMP-7, ISEE, Voyager, ACE-CRIS и других [2]. Установлено, что распространенности изотопов большинства химических элементов в солнечной системе и в космических лучах совпадают. Однако имеются и различия: $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$, $^{58}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$, $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$, последнее из которых было количественно изучено по данным ACE-CRIS в диапазоне энергий $84 \leq E/M \leq 273$ МэВ/нуклон. Было показано, что $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne} = 0.07$ в солнечном ветре, тогда как $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne} = 0.387 \pm 0.027$ в галактических космических лучах, что соответствует их обогащению ^{22}Ne в 5.3 ± 0.3 раза.

Существует класс звезд [3], вероятно, способных производить значительно больше ^{22}Ne , чем ^{20}Ne – звезды Вольфа–Райе, а именно их углеродная последовательность. Звезды Вольфа–Райе – одна из ступеней эволюции массивных звезд, характеризующаяся мощным звездным ветром, очень высокой светимостью и температурой, а также наличием в спектре широких и интенсив-

ных эмиссионных линий – водорода, гелия, азота, углерода, кислорода – в зависимости от того, на какой стадии находится звезда. Во время горения гелия в звезде Вольфа–Райе почти весь ^{14}N превращается в ^{22}Ne через цепь ядерных реакций $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma) ^{18}\text{F}(e^+\nu) ^{18}\text{O}(\alpha, \gamma) ^{22}\text{Ne}$. Обогащенное ^{22}Ne вещество затем выбрасывается мощным звездным ветром звезды Вольфа–Райе.

Механизм ускорения частиц в таких источниках до высоких энергий остается предметом дискуссии. Например, было предложено, что ускорение космических лучей может происходить в галактических сверхкавернах на ударных волнах от многочисленных взрывов массивных O- и B-звезд как сверхновых [4, 5]. Другая идея состоит в том, что галактические космические лучи рождаются в ветрах массивных звезд, а ускоряются на ударных волнах от последующего взрыва сверхновой в стадии Седова [6].

Мы рассматриваем молодые компактные звездные скопления (такие как, например, West-erlund 1, Quintuplet) в качестве основных источников обогащенных ^{22}Ne КЛ. В таких объектах частицы могут ускоряться на взаимодействующих ударных волнах от сталкивающихся ветров массивных звезд [7, 8]. Подобные исследования уже проводились: например, Гупта и др. [9] моде-

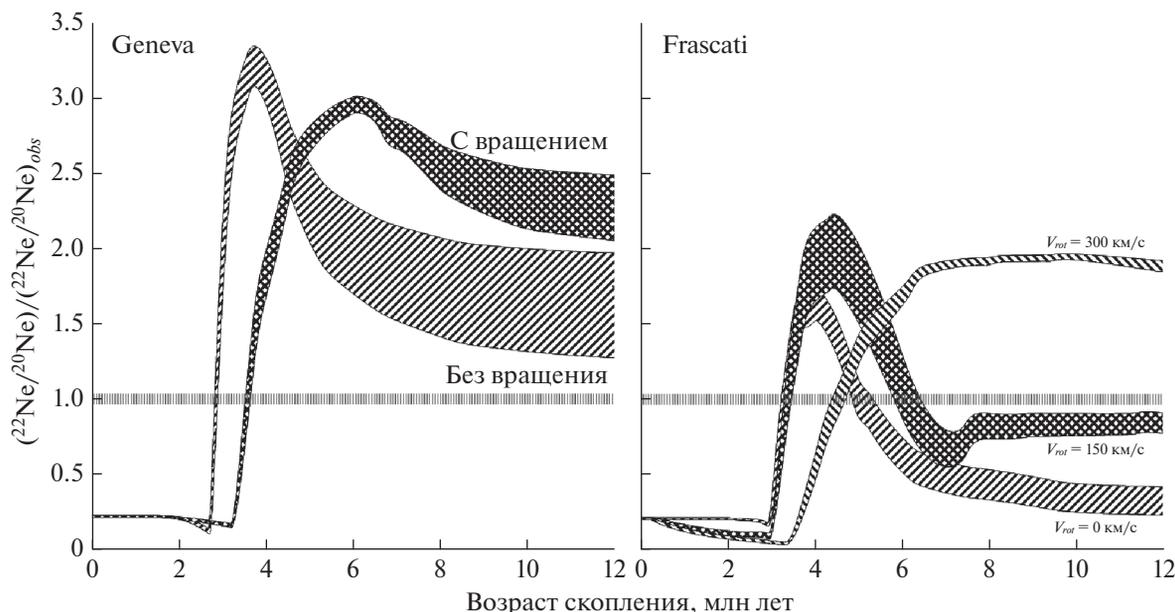


Рис. 1. Зависимость отношения $(^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne})$, в веществе, ускоряемом в массивном звездном скоплении, к наблюдаемому в КЛ $(^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne})_{\text{obs}} = 0.387$ от возраста звездного скопления для моделей звездной эволюции Geneva и Frascati, с учетом различных скоростей вращения звезд и для интервала показателей степени начальной функции масс в скоплении 1.8–2.6 (верхний предел содержания ^{22}Ne соответствует более пологой начальной функции масс).

лировал ускорение КЛ на ударной волне коллективного ветра массивных звезд и ударных волнах остатков сверхновых в плотных и рассеянных звездных скоплениях, и соответствующее количество ^{22}Ne . В настоящей работе количественно исследовано, какая доля галактических КЛ может ускоряться в молодых массивных звездных скоплениях, чтобы обеспечить нужное количество ^{22}Ne .

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для получения изотопного состава ветров массивных звезд мы используем модели звездного нуклеосинтеза двух научных групп Geneva [10] и Frascati [11]. Была сделана кусочно-линейная интерполяция всех нужных величин (массовая доля изотопов неона в звездном ветре, скорость потери массы звездой, время жизни звезды) для всех масс от 15 до 120 M_{\odot} (масс Солнца).

Чтобы найти отношение $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ для всего скопления, необходимо проинтегрировать количество ^{22}Ne и ^{20}Ne , генерирующееся в звездах с определенной массой, вместе с начальной функцией масс (НФМ), т.е. распределением звезд по массам в скоплении, в диапазоне от 15 до 120 M_{\odot} . Показатель степени НФМ, как правило, определяется как ≈ 2.3 – 2.7 [12], но для некоторых молодых скоплений (например, Westerlund 1, Arches) НФМ может иметь куда меньший показатель: ≈ 1.8 , что соответствует большему количеству мас-

сивных звезд [13]. Мы приводим результаты для разброса показателей НФМ от 1.8 до 2.6.

На рис. 1 приведена зависимость отношения масс изотопов неона $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$, выброшенных звездным ветром в скоплении, от возраста скопления. Можно видеть, что массивные звездные скопления по достижении возраста ~ 3 млн лет могут производить и ускорять большое количество ^{22}Ne . Сравнивая с наблюдениями, можно сделать оценку количества галактических космических лучей от таких источников: 30–50% в зависимости от параметров.

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИКИ

Необходимо проверить, что предложенный механизм генерации части галактических КЛ сможет обеспечить нужный поток КЛ на Земле. В работе [14] на основании интерполяции моделей звездного нуклеосинтеза [10] приводятся данные по мощности совокупности звездных ветров звезд Вольфа-Райе Галактики $L_{WR} \approx 4.1 \cdot 10^{40}$ эрг \cdot с $^{-1}$. По оценке [15] доля звезд Вольфа-Райе, находящихся в компактных скоплениях, составляет около 22%, таким образом, мощность ветров звезд Вольфа-Райе в скоплениях равна $L \approx 9 \cdot 10^{39}$ эрг \cdot с $^{-1}$. С учетом того, что эффективность конвертации энергии ветра в ускорение КЛ $\eta \approx 0.1$, соответствующая мощность $L_{CR} \approx 9 \cdot 10^{38}$ эрг \cdot с $^{-1}$. Чтобы

понять, какая доля энергии приходится на интересный нам диапазон энергий около 1 ГэВ, воспользуемся степенным энергетическим спектром ускорения частиц на двух ударных волнах в области низких энергий: $f(p) \propto p^{-\alpha}$, где p – импульс частицы.

$$L_{CR} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dL}{dE} dE \propto \int_{p_{min}}^{p_{max}} 4\pi p^2 f(p) T(p) dp, \quad (1)$$

где dL/dE – мощность КЛ на единицу энергии, $T(p)$ – кинетическая энергия частицы. Ускорение КЛ предполагается без участия сверхновых, на ударных волнах от ветров массивных звезд, поэтому рассматривается энергетический диапазон от $E_{min} = 10^8$ эВ до $E_{max} = 10^{10}$ эВ [7]. Для энергии 1 ГэВ $dL/dE = 1.73 \cdot 10^{38}$ эрг · с⁻¹/ГэВ при показателе степени спектра $\alpha = 4$ и $dL/dE = 1.95 \cdot 10^{38}$ эрг · с⁻¹/ГэВ для более мягкого спектра $\alpha = 5$, так что для оценки можно взять значение $dL/dE = 1.8 \cdot 10^{38}$ эрг · с⁻¹/ГэВ. Как найти наблюдаемый поток на Земле? Используя общее решение уравнения диффузии, можно найти поток на расстоянии r от источника.

$$\frac{dN_{Earth}}{dE} = \frac{1}{E_1} \frac{dJ/dE}{Dr} \frac{c}{4\pi} = \frac{1}{E_1} \frac{dL/dE}{4\pi Dr} \frac{v}{4\pi}, \quad (2)$$

где D – коэффициент диффузии, r – среднее расстояние до источника (галактического массивного звездного скопления), v – скорость частиц, J – поток КЛ в источнике, E_1 – исследуемая энергия 1 ГэВ.

Примем $r = 5$ кпк, $D = 10^{28}$ см² · с⁻¹, $v = 0.86c$ для ГэВ-ных частиц, где c – скорость света. Тогда

$$\frac{dN_{Earth}}{dE} = 1.22 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{ГэВ} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с}}. \quad (3)$$

Наблюдаемый в спектре космических лучей поток $dN_{obs}/dE \approx 2 \cdot 10^3$ (ГэВ · м² · ср · с)⁻¹ [16], т.е. с энергетической точки зрения максимум ~60% галактических КЛ может быть ускоренным в молодых массивных звездных скоплениях веществом ветров звезд Вольфа–Райе.

Можно оценить [10], что отношение $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ в веществе, выбрасываемом звездой на протяжении стадии Вольфа–Райе, примерно равно 3, тогда как наблюдаемое отношение $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne} = 0.387$, т.е. достаточно, чтобы 13% всех КЛ были из вещества звезд Вольфа–Райе. Если говорить о массивных звездах в целом, оценка мощности их ветров $L_{wind} \approx 1.1 \cdot 10^{41}$ эрг · с⁻¹ [14], а доля звезд, которые входят в скопления – 42% [15], то есть их мощность $L_{wind} \approx 4.62 \cdot 10^{40}$ эрг · с⁻¹. Таким образом,

проводя расчет, аналогичный данному выше, можно убедиться, что энергетики ветров массивных звезд в скоплениях хватает для нужных нам 30–50% галактических КЛ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены звезды Вольфа–Райе в молодых массивных звездных скоплениях как источники обогащенных ^{22}Ne галактических космических лучей. Показано, что массивное скопление старше 3 млн лет при некоторых параметрах (высокая скорость вращения, полагая НФМ) может выбрасывать вещество с в 2–3 раза большим отношением $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$, чем наблюдается в космических лучах. Основным источником обогащения КЛ ^{22}Ne являются звезды Вольфа–Райе – члены скоплений, а ускорение предполагается на взаимодействующих ударных волнах от сталкивающихся ветров массивных звезд. Чтобы удовлетворить наблюдаемому отношению $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ в КЛ, компактные массивные скопления должны быть источником 30–50% галактических КЛ. Расчет энергетики показывает, что предложенная модель не противоречит наблюдаемым потокам КЛ.

Исследования М.Е. Каляшовой выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-32-90156). Работы А.М. Быкова и С.М. Осипова выполнены в рамках темы Государственного задания ФТИ им. А.Ф.Иоффе 0040-2019-0025. Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (scc.spbstu.ru).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Птушкин В.С.* // УФН. 2007. Т. 177. С. 558.
2. *Binns W.R., Wiedenbeck M.E., Arnould M. et al.* // *Astrophys. J.* 2005. V. 634. P. 351.
3. *Casse M., Paul J.A.* // *Astrophys. J.* 1982. V. 258. P. 860.
4. *Bykov A.M.* // *Space Sci. Rev.* 2001. V. 99. P. 317.
5. *Higdon J.C., Lingenfelter R.E.* // *Astrophys. J.* 2003. V. 590. P. 822.
6. *Prantzos N.* // *Astron. Astrophys.* 2012. V. 538. Art. No. 80.
7. *Bykov A.M.* // *Astron. Astrophys. Rev.* 2014. V. 22. P. 77.
8. *Bykov A.M., Marcowith A., Amato E. et al.* // *Space Sci. Rev.* 2020. V. 216. Art. No. 42.
9. *Gupta S., Nath B.B., Sharma P.* // *Month. Not. Royal Astron. Soc.* 2020. V. 493. No. 3. P. 3159.
10. *Ekström S., Georgy C., Eggenberger P. et al.* // *Astron. Astrophys.* 2012. V. 537. Art. No. 146.
11. *Limongi M., Chieffi A.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2018. V. 237. No. 1. P. 13.
12. *Salpeter E.E.* // *Astrophys. J.* 1955. V. 121. P. 161.

13. *Lim B., Chun M.-Y., Sung H. et al.* // *Astron. J.* 2013. V. 145. P. 46.
14. *Seo J., Kang H., Ryu D.* // *J. Korean Astron. Soc.* 2018. V. 51. P. 37.
15. *Rate G., Crowther P.A., Parker R.J.* // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* 2020. V. 495. No. 1. P. 1209.
16. *Evoli C.* The cosmic-ray energy spectrum. Zenodo, 2018.

Young massive star clusters as sources of ^{22}Ne -enriched galactic cosmic rays

M. E. Kalyashova^{a, b, *}, A. M. Bykov^a, S. M. Osipov^a

^a*Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia*

^b*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia*

^{*}*e-mail: m.kalyashova@gmail.com*

There is a significant overabundance of ^{22}Ne in galactic cosmic rays – $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ in cosmic rays exceeds 5 times the Solar System value. Young massive star clusters, containing the population of Wolf Rayet stars, are discussed as potential sources of ^{22}Ne -enriched galactic cosmic rays of GeV energies. The estimate of a fraction of cosmic rays from that sources, needed to fit the observed $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$, is presented.

УДК 524.3-6

НЕЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ МОНТЕ-КАРЛО УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗАКОНАХ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ

© 2021 г. С. М. Осипов^{1, *}, А. М. Быков^{1, 2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

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

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: osm2004@mail.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Представлена нелинейная модель Монте-Карло, в которой спектры ускоренных частиц и магнитных флуктуаций рассчитаны самосогласованно, с учетом нелинейных эффектов и развития плазменных неустойчивостей в окрестности сильной ударной волны. Рассмотрены различные модельные режимы рассеяния частиц. Показано, что спектр ускоренных частиц значительно смягчается в случае использования обобщенного режима мелкомасштабного рассеяния, по сравнению с боровским законом рассеяния.

DOI: 10.31857/S036767652104027X

ВВЕДЕНИЕ

Бесстолкновительные ударные волны (УВ) в остатках сверхновых звезд являются наиболее вероятными ускорителями галактических космических лучей (КЛ) до энергий порядка 100 ТэВ [1–5], и могут вносить вклад [6] в наблюдаемые спектры КЛ с энергиями выше ПэВ [7]. Вблизи фронтов бесстолкновительных УВ в остатках сверхновых звезд происходит ускорение частиц по механизму Ферми первого порядка при их рассеянии на флуктуациях магнитного поля. Магнитные поля в предфронте УВ усиливаются за счет плазменных неустойчивостей, вызванных анизотропией функции распределения ускоренных частиц. Значительная часть потока энергии, натекающего на фронт УВ, идет на ускорение частиц. Градиент давления ускоренных частиц модифицирует течение плазмы в предфронте ударной волны. В процессе развития неустойчивостей, рассеивающие центры начинают двигаться относительно системы покоя фоновой плазмы. Значение скорости относительного движения рассеивающих центров и системы покоя фоновой плазмы значительно влияет на процесс ускорения частиц и, соответственно, на усиление магнитных флуктуаций. В работе [8] развита нелинейная модель диффузионного ускорения частиц УВ, позволяющая рассчитывать спектры уско-

ренных частиц и флуктуаций магнитных полей, усиленных нерезонансными токовыми неустойчивостями. Модель включает в себя каскад турбулентной энергии флуктуаций и нагрев фоновой плазмы при диссипации мод. В данной работе рассматривается зависимость формы спектра КЛ от модели рассеяния, определяющей длины свободного пробега частиц.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В одномерной модели Монте-Карло [8] частицы разделены на фоновые и ускоренные. Ускоренной считается частица, хотя бы раз пересекшая поверхность УВ назад в предфронт. Распределение фоновых частиц далеко в невозмущенном предфронте характеризуется температурой и концентрацией, однако в окрестности вязкого скачка описание фоновой плазмы ведется на уровне отдельных частиц. Это позволяет без введения дополнительного параметра модели описать инжекцию частиц в процесс ускорения. Описание ускоренных частиц ведется на уровне индивидуальных частиц. Распространение частиц описывается длиной свободного пробега, определяемой спектром турбулентной энергии $W(x, k)$, и величиной импульса частицы в локальной системе покоя рассеивающих центров. Предполагается,

что система покоя рассеивающих центров движется относительно системы покоя фоновой плазмы со v_{scat} [8, 9]. В этой локальной системе отсчета рассеяние КЛ предполагается упругим и изотропным. В данной стационарной одномерной модели структура течения плазмы в предфронте УВ, а также спектры магнитных флуктуаций и КЛ определяются на основе итерационной процедуры. Подбирается профиль скорости течения фоновой плазмы $u(x)$ таким образом, чтобы достигалось выполнение закона сохранения потока импульса в предфронте УВ. Закон сохранения массы в модели достигается автоматически. Закон сохранения потока энергии будет выполнен при достижении выполнения закона сохранения потока импульса [8, 9], если в предфронте УВ

$$v_{scat}(x) = - \int_{(k)} \Gamma(x, k) W(x, k) dk \Big/ \frac{dP_{cr}(x)}{dx}, \quad (1)$$

где $P_{cr}(x)$ – давление ускоренных частиц, k – волновое число магнитных флуктуаций, $\Gamma(x, k)$ – показатель роста энергии флуктуаций за счет плазменных неустойчивостей [8]. В данной работе включены резонансная неустойчивость и нерезонансная коротковолновая неустойчивость Белла. В отличие от работы [8] в выражениях для показателей роста, полученных в линейном приближении, мы заменяем постоянное магнитное B_0 не на крупномасштабное поле $B_b(x)$ (см [8]), а на среднеквадратичное магнитное поле

$$B_{eff}(x, k) = \sqrt{B_{st}^2 + B_0^2}, \quad (2)$$

$$B_{st}(x, k) = \sqrt{4\pi \int W(x, k') dk'}. \quad (3)$$

В рассматриваемой модели вязкий скачок УВ покоится в точке $x = 0$. Граница свободного ухода КЛ находится в точке $x = L_{FEB}$. Ускоренные частицы, пересекшие $x = L_{FEB}$, уходят из системы и уносят поток энергии Q_{esc} . В данной работе $L_{FEB} = -3 \cdot 10^8 r_{g0}$, где $r_{g0} = \frac{u_{sh} m_p c}{e B_0}$, $B_0 = 3$ мкГс значение постоянного магнитного поля в далеком предфронте, m_p – масса протона, c – скорость света, e – элементарный заряд, $u_{sh} = 5000$ км · с⁻¹ – скорость ударной волны. Концентрация фоновой плазмы в далеком предфронте $n_0 = 0.3$ см⁻³. Потоки плазмы за границей свободного ухода считаются невозмущенными и обозначаются в дальнейшем подстрочным индексом 0. Величины непосредственно перед фронтом ударной волны имеют подстрочный индекс 1, а за фронтом ударной волны они имеют подстрочный индекс 2. За фронтом ударной волны течение однородно, а $v_{scat} = 0$. Распространение частиц на каждой итерации проис-

ходит при фиксированных значениях скорости системы рассеивателей и спектре флуктуаций. Далее, из полученной функции распределения частиц, находятся ее моменты, скорость фоновой плазмы $u(x)$, показатели роста турбулентности для всех волновых чисел, поток энергии Q_{esc} . (который из законов сохранения определяет полное сжатие плазмы ударной волной R_{tot}). Скорость v_{scat} находим из выражения (1). Затем процесс повторяется до тех пор, пока закон сохранения потока импульса не выполнится с заданной точностью. Детали итерационной процедуры описаны в работах [8, 9].

В модели Монте-Карло частицы движутся прямолинейно и равномерно на расстояниях меньших длины свободного пробега, а затем происходит рассеяние, то есть изменение направления импульса частицы без изменения модуля ее импульса в системе покоя рассеивающих центров.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассматривается плазма, состоящая из протонов и электронов. В расчетах используется модель турбулентного каскада А.Н. Колмогорова [10], включенная в уравнение изменения $W(x, k)$ вблизи УВ [11], включающего также диссипацию мод и адиабатическое изменение спектра. Спектр турбулентной энергии $W_0(k) \sim k^{-5/3}$ в далеком предфронте. Мы в данной работе моделируем самосогласованную задачу ускорения частиц в двух случаях, отличающихся выражением для длины пробега КЛ в предфронте УВ, при всех остальных одинаковых параметрах модели. При решении задачи об ускорении частиц астрофизическими УВ часто используют бомовскую модель длины пробега

$$\lambda_B(x, p) = \frac{pc}{e B_{st}(x, p)}, \quad (4)$$

где p – импульс частицы. Однако, для продольной длинны пробега более адекватным феноменологическим выражением можно считать длину пробега в обобщенном режиме мелкомасштабных рассеивателей, соответствующую моделированию пробегов частиц в турбулентной среде [12],

$$\lambda_{ss}(x, p) = \left(\frac{pc}{\pi e} \right)^2 \left[\int_{k_{res}}^{\infty} \frac{W(x, k')}{k'} dk' \right]^{-1}, \quad (5)$$

а связь импульса с резонансным волновым числом определяется соотношением

$$\frac{k_{res} pc}{e B_{eff}(x, k)} = 1. \quad (6)$$

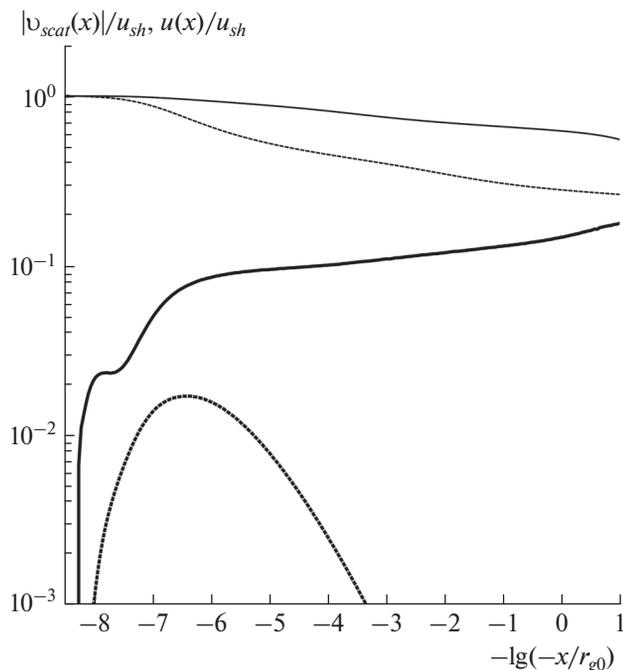


Рис. 1 Зависимости скорости фоновой плазмы $u(x)$ (тонкие кривые) и модуля скорости движения рассеивающих центров относительно системы покоя фоновой плазмы $|v_{scat}(x)|$ (кривые полужирными линиями) от координаты x в предфронте УВ. Расчет для обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей — сплошные кривые, расчет для боровской диффузии — штриховые кривые.

Как видно из рис. 1 модуль скорость рассеивающих центров в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей (5) значительно больше, чем в случае боровской диффузии (4), и не спадает вплоть до фронта УВ. Также полное сжатие УВ в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей $R_{tot} \approx 5.06$, а в боровском случае $R_{tot} \approx 10.4$. При этом значение магнитного поля за фронтом УВ в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей $B_{eff, 2} \approx 371$ мкГс не на много меньше, чем в боровском случае $B_{eff, 2} \approx 465$ мкГс. Как видно из рис. 2 спектр частиц на высоких энергиях в случае обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей стал значительно мягче, а максимальный импульс ускоренных частиц меньше, чем в боровской модели рассеяния.

Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (scc.spbstu.ru).

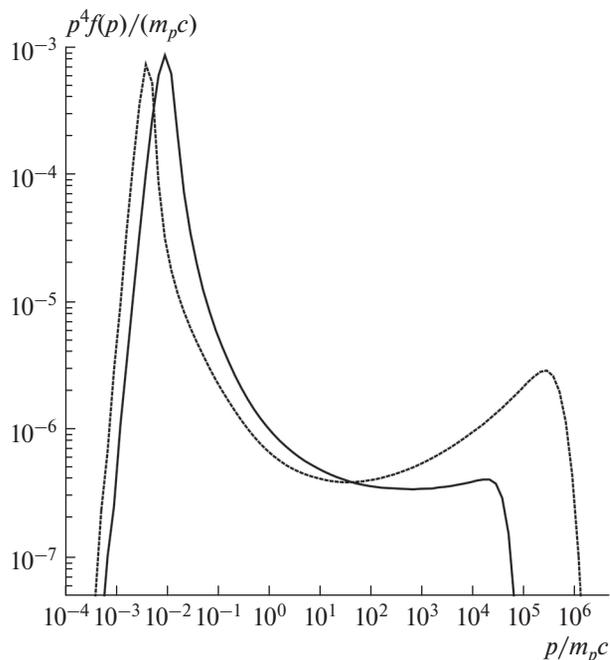


Рис. 2. Спектр протонов на фронте УВ. Расчет для обобщенного режима мелкомасштабных рассеивателей — сплошные кривые, расчет для боровской диффузии — штриховые кривые.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Amato E. // Int. J. Mod. Phys. D. 2014. V. 23. No. 7. Art. No. 14300.
2. Bell A.R. // Astropart. Phys. 2013. V. 43. P. 56.
3. Malkov M.A., Aharonian F.A. // Astrophys. J. 2019. V. 881 Art. No. 2.
4. Ptuskin V., Zirakashvili V., Seo E.-S. // Astrophys. J. 2013. V. 763. Art. No. 47.
5. Sveshnikova L.G., Strelnikova O.N., Ptuskin V.S. // Astropart. Phys. 2013. V. 50. P. 33.
6. Bykov A.M., Ellison D.C., Marcowith A., Osipov S.M. // Space Sci. Rev. 2018. V. 214. Art. No. 41.
7. Budnev N.M., Chiavassa A., Gress O.A. et al. // Astropart Phys. 2020. V. 117. Art. No. 102406.
8. Bykov A.M., Ellison D.C., Osipov S.M., Vladimirov A.E. // Astrophys. J. 2014. V. 789. Art. No. 137.
9. Osipov S.M., Bykov A.M., Ellison D.C. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1400. Art. No. 022004.
10. Matthaeus W.H., Oughton S., Zhou Y. // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. Art. No. 035401.
11. Bykov A.M., Ellison D.C., Osipov S.M. // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. Art. No. 033207.
12. Casse F., Lemoine M., Pelletier G. // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. Art. No. 023002.

**Nonlinear Monte-Carlo model of particle acceleration
by a collisionless shock wave for various scattering laws****S. M. Osipov^{a, *}, A. M. Bykov^{a, b}**^a*Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia*^b*Peter The Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia***e-mail: osm2004@mail.ru*

A nonlinear Monte Carlo model is presented in which the spectra of accelerated particles and magnetic fluctuations are calculated self-consistently, taking into account nonlinear effects and the development of plasma instabilities in the vicinity of a strong shocks. Various model modes of particle scattering are considered. It is shown that the spectrum of accelerated particles is significantly softened when using the generalized small-scale scattering regime, in comparison with the Bohm scattering law.

УДК 524.1

О ДИФФУЗИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ОБРАТНЫМ ВЛИЯНИЕМ НА КАСКАД МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

© 2021 г. В. С. Птускин¹ *, В. Н. Зиракашвили¹

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

*E-mail: vptuskin@izmiran.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Уравнение переноса космических лучей в Галактике решается совместно с уравнением для плотности энергии магнитогидродинамической турбулентности. Полученные спектры ядер в космических лучах с энергиями 10^6 – 10^{11} эВ согласуются с данными наблюдений, включая пик в отношении потоков вторичных ядер к первичным при энергии порядка 1 ГэВ/нуклон.

DOI: 10.31857/S0367676521040311

ВВЕДЕНИЕ

Одной из особенностей энергетических спектров галактических космических лучей являются наблюдаемые при энергии порядка 1 ГэВ/нуклон пики в отношениях потоков вторичных ядер, возникающих в результате фрагментации первичных ядер в межзвездной среде, к соответствующим потокам первичных ядер, непосредственно ускоряемых в источниках. Эта особенность возникает при переносе космических лучей в Галактике, но ее конкретный механизм остается не ясным [1]. Возможное объяснение может быть связано с обменом энергией между заряженными частицами и рассеивающими их магнитогидродинамическими (МГД) волнами. Взаимодействие носит резонансный характер – частицы с гирорадиусом r_g в основном рассеиваются волнами с волновыми числами $k \sim r_g^{-1}$. Спектр частиц, вышедших из источников, искажается в межзвездной среде за счет стохастического дополнительного ускорения частиц турбулентностью. Это искажение существенно при малых энергиях и мало при энергиях выше 10–30 ГэВ/нуклон, что объясняет наблюдаемые формы энергетических спектров первичных и вторичных частиц [2]. В расчетах предполагалось, что турбулентность имеет спектр колмогоровского типа. Имеются указания [3] на то, что эта модель встречается с трудностями при интерпретации наблюдений диффузного синхротронного галактического радиоизлучения, генерируемого электронной компонентой космических лучей. Еще одна трудность состоит в том, что в современной теории межзвездной турбулентности [4] нелинейный колмогоровский каскад относится к альфвеновским волнам, распространяющимся преимущественно поперек

среднего магнитного поля. Такие волны не эффективны для рассеяния частиц космических лучей. Последняя трудность снимается для быстрых магнитозвуковых волн, которые могут обеспечить рассеяние и диффузию космических лучей [5]. В модели [6] рассматривалось взаимодействие космических лучей с каскадом магнитозвуковых волн – каскадом Ирошникова–Крейкнана. Этот каскад сравнительно медленный и взаимодействие волна-частица приводит к его сильному затуханию в коротковолновой области, что приводит к снижению эффективности рассеяния частиц ГэВ-ных энергий, быстрому выходу космических лучей из Галактики и уменьшению производства вторичных ядер. Это позволяет объяснить наблюдения при энергиях выше нескольких сотен МэВ/нуклон. Последующие измерения потоков вторичных ядер бора (В, вторичные ядра) и углерода (С, первичные ядра) в межзвездной среде в эксперименте Voyager 1 [7] показали, что предсказываемое отношение В/С сильно завышено при малых энергиях $E < 150$ МэВ/нуклон. В представленных ниже расчетах мы используем уточненное уравнение для описания нелинейного взаимодействия магнитозвуковых волн, что позволяет получить согласие с экспериментальными данными. Начальная стадия этой работы была описана в [8].

МОДЕЛЬ С САМОСОГЛАСОВАННЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ДИФФУЗИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Самосогласованный коэффициент диффузии космических лучей рассчитывается с помощью совместного решения диффузионного уравне-

ния переноса космических лучей и дифференциально-интегрального уравнения для плотности энергии случайных магнитозвуковых волн в межзвездной среде.

Мы используем упрощенный одномерный вариант диффузионной модели распространения космических лучей в Галактике с бесконечно тонкими галактическим диском, расположенным в плоскости $z = 0$, где z – координата поперек диска. Предполагается, что диффузия космических лучей происходит в Галактике с плоским гало и поглощающей границей при $|z| = H$, что соответствует условию свободного выхода космических лучей в межгалактическую среду на границах гало. Уравнение переноса для стабильных ядер космических лучей в этом случае имеет вид [2, 9, 10]:

$$\frac{\Psi}{X} + \frac{\sigma}{m} \Psi + \frac{\partial}{\partial E} \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \Psi \right] = \frac{q(p)}{\mu v}, \quad X = \frac{\mu v H}{2D}. \quad (1)$$

Здесь $\Psi(p, z)$ – функция распределения частиц по импульсам p , v – скорость частицы, $D(p, z)$ – коэффициент диффузии космических лучей; второй член в уравнении (1) описывает ядерное взаимодействие с межзвездным газом (σ – сечение ядерной фрагментации), член $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} < 0$ описывает ионизационные потери частиц, проходящих толщину вещества x , m – масса протона, μ – поверхностная плотность газа галактического диска, q – производство космических лучей в источниках и в процессе ядерной фрагментации. Коэффициент диффузии определяется формулой $D = 0.3 v r_g B^2 / k_{res} W(k_{res})$, где $W(k_{res})$ – плотность энергии волн с резонансным волновым числом $k_{res} = r_g^{-1}$, $r_g = pc / ZeB$ (Ze – заряд частицы, c – скорость света, B – напряженность магнитного поля). Для спектра случайных магнитозвуковых волн в инерционной области $W(k) \sim k^{-3/2}$, что дает зависимость $D \sim v r_g^{1/2}$.

Для плотности энергии магнитозвуковых волн в межзвездной среде используем уравнение

$$C_m V_a \frac{d}{dk} \left(k W(k) \int_0^k dk_1 \frac{k_1 W(k_1)}{\left(\frac{B^2}{4\pi} \right)} \right) = -2 \Gamma_{cr} W(k), \quad (2)$$

$$\Gamma_{cr}(k) = \frac{\pi Z^2 e^2 V_a^2}{2 \gamma_{obs} c^2 k} \Psi(k).$$

Здесь C_m – численная константа, V_a – альфвеновская скорость. Левая часть уравнения (2) основана на сильном упрощении выражений, полученных в расчетах нелинейных трехволновых процессов распадов и слияний МГД волн [11–13].

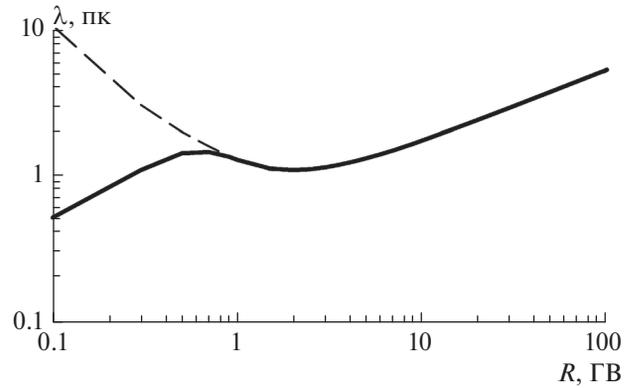


Рис. 1. Рассчитанная длина свободного диффузионного пробега космических лучей в Галактике $\lambda = 3D/v$ как функция магнитной жесткости R : численный расчет (сплошная линия); аналитическое решение без учета ионизационных потерь в межзвездной среде (штриховая линия).

Интегральный член обеспечивает перекачку волн из длинноволновой в коротковолновую области. Правая часть уравнения содержит декремент затухания волн за счет взаимодействия с частицами Γ_{cr} (γ_{obs} – показатель спектра космических лучей при его степенной аппроксимации) [8].

Если энергетическими потерями в уравнении (1) можно пренебречь (это условие выполняется для частиц с энергией выше нескольких сотен МэВ/нуклон), то система уравнений (1), (2) допускает аналитическое решение и приводит к следующему выражению для коэффициента диффузии:

$$D = D_0 \frac{\int_0^k dk_1 (1 + 0.5 \alpha_{k_1})}{(k k_L)^{1/2}} \times \exp \left[-\frac{1}{2} \int_{k_L}^k \frac{dk_2}{\int_{k_L}^{k_2} dk_1 (1 + 0.5 \alpha_{k_1})} \right], \quad \alpha_k = \frac{3 \pi e^2 V_a q(p)}{2 C_m c^2 v k}. \quad (3)$$

Здесь D_0 – коэффициент диффузии, не искаженный диссипацией волн на космических лучах, $k = r_g^{-1}$, k_L^{-1} – основной масштаб турбулентности.

Штриховая линия на рис. 1 показывает рассчитанную по формуле (3) длину свободного диффузионного пробега $\lambda = 3D/v$ как функцию магнитной жесткости $R = pc/Z$. Численное решение с учетом ионизационных потерь показано сплошной линией. Предполагается, что спектр протонов в источниках космических лучей имеет вид $q \sim p^{-2.4}$ при $R \geq 1$ ГВ, и $p^{-1.4}$ при $R < 1$ ГВ, спектр остальных ядер $p^{-2.25}$ и $p^{-1.25}$ соответственно; $\mu =$

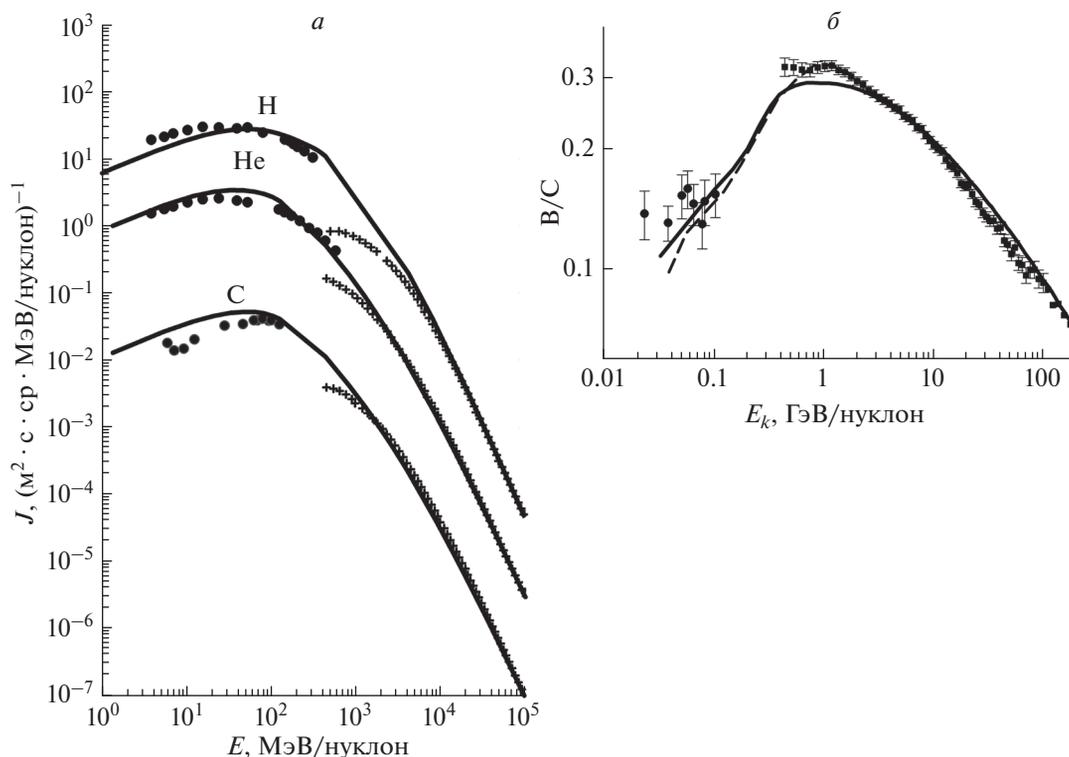


Рис. 2. Рассчитанные и экспериментальные потоки ядер в космических лучах: спектры протонов, гелия и углерода (а); отношение потоков V/C (б). Показаны данные экспериментов Voyager 1 [7] при малых энергиях и AMS-02 [14] при высоких энергиях. Для сравнения штриховой линией показано отношение V/C в межзвездной среде, полученное в работе [15].

$= 2.4 \text{ мг см}^{-2}$, высота гало $H = 4 \text{ кпк}$, концентрация газа в гало $- 0.006 \text{ см}^{-3}$, величина магнитного поля $B = 5 \text{ мкГ}$. Рассчитанные спектры протонов и ядер согласуются с наблюдениями при энергиях $10 \text{ МэВ/нуклон}-100 \text{ ГэВ/нуклон}$. Отношение потоков ядер V/C показано на рис. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе, развивающей нашу работу [6], показано, что нелинейный каскад магнитозвуковых волн к большим волновым числам, описываемый уравнением (2), затухает в области коротких длин волн благодаря резонансному взаимодействию с частицами космических лучей. Это приводит к характерной энергетической зависимости коэффициента диффузии космических лучей в Галактике с минимумом при магнитной жесткости частиц порядка нескольких ГВ, что согласуется с измерениями содержания первичных и вторичных ядер.

Работа была частично поддержана РФФИ (проект № 19-02-00043). Авторы благодарны И.В. Москаленко и Е.С. Сею за сотрудничество.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Strong A.W., Moskalenko I.V., Ptuskin V.S. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2006. V. 57. No. 1. P. 285.
2. Seo E.S., Ptuskin V.S. // Astrophys. J. 1994. V. 431. No. 2. P. 705.
3. Orlando E. // Month. Not. Royal Astron. Soc. 2018. V. 475. No. 2. P. 2724.
4. Goldreich P., Sridhar S. // Astrophys. J. 1995. V. 438. No. 2. P. 763.
5. Xu S., Lazarian A. // Astrophys. J. 2020. V. 894. No. 1. Art. No. 63.
6. Ptuskin V.S., Moskalenko I.V., Jones F.C. et al. // Astrophys. J. 2006. V. 642. P. 902.
7. Cummings A.C., Stone E.C., Heikkila D.C. et al. // Astrophys. J. 2016. V. 831. P. 18.
8. Птускин В.С., Зиракашвили В.Н., Сею Е.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 474; Ptuskin V.S., Zirakashvili V.N., Seo E.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 437.
9. Ptuskin V.S., Soutoul A. // Astron. Astrophys. 1998. V. 337. No. 2. P. 859.
10. Jones F.C., Lukasiak A., Ptuskin V.S., Webber W. // Astrophys. J. 2001. V. 547. No. 1. P. 264.
11. Chandran B.D.G. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 265004.
12. Захаров В.Е., Сагдеев Р.З. // ДАН СССР. 1970. Т. 192. № 2. С. 297; Zakharov V.E., Sagdeev R.Z. // Sov. Phys. Doklady. 1970. V. 15. No. 2. P. 439.
13. Чауей И.В., Шишов В.И. // Геомагн. и аэроном. 1961. Т. 25. № 1. С. 1.

14. *Aguilar M., Ali Cavazonza L., Alpat B. et al. // Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120. P. 021101.
15. *Boschini M.J., Della Torre S., Gervasi M. et al. // Astrophys. J.* 2020. V. 889. No. 1. P. 167.

On the diffusion of cosmic rays with a back reaction on the cascade of magnetosonic waves in the interstellar medium

V. S. Ptuskin^{a,*}, V. N. Zirakashvili^a

*^aPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia*

**e-mail: vptuskin@izmiran.ru*

The transport equation of cosmic rays in the Galaxy is solved simultaneously with the equation for the energy density of the turbulence. The obtained cosmic ray spectra of nuclei with energies 10^5 to 10^{11} eV are consistent with observational data including the peak in the ratio of secondary to primary nuclei fluxes at about 1 GeV/nucleon.

УДК 524.1

УСКОРЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ С НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПЛОТНОСТИ

© 2021 г. В. Н. Зиракашвили¹, *, В. С. Птускин¹

¹Федеральное 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 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Исследуется ускорение космических лучей ударными волнами, распространяющимися в кавернах горячего разреженного газа, созданных звездным ветром предсверхновой. Определены спектры ускоренных частиц, произведенных в остатках сверхновых типа Ib/c.

DOI: 10.31857/S0367676521040414

ВВЕДЕНИЕ

Остатки сверхновых сейчас считаются основным источником галактических космических лучей. Предполагается, что частицы получают энергию в окрестности ударных волн остатка под действием диффузионного ускорения, открытого Крымским и Беллом [1, 2]. Наблюдения гамма-излучения от молодых остатков сверхновых показывают, что частицы в них ускоряются до энергий не меньше 100 ТэВ [3].

Моделирование ускорения частиц в остатках сверхновых обычно проводится в предположении, что ударная волна от взрыва распространяется в однородной межзвездной среде. Однако не меньше половины взрывов сверхновых происходит в полости, заполненной горячим разреженным газом, созданной мощным звездным ветром предсверхновой. Известно, что остатки сверхновых этого типа являются лучшими ускорителями заряженных частиц, что вероятно объясняется тем, что в полости есть довольно сильное турбулентное магнитное поле, позволяющее ускорить частицы до ПэВ-ных энергий, пока ударная волна распространяется в полости [4]. Позже ударная волна тормозится в плотной оболочке, ограничивающей полость и энергия ускоренных частиц уменьшается. В итоге, спектр частиц, произведенный данным остатком сверхновой, определяется как ранним, так и поздним этапом его эволюции.

В данной работе мы применили нашу численную модель ускорения ударными волнами [5, 6] для описания ускорения частиц в остатках сверхновых с неоднородным распределением плотно-

сти. В следующем разделе приводится краткое описание модели и некоторые дополнительные элементы, необходимые для моделирования остатков сверхновых на позднем этапе эволюции. В третьем разделе мы используем данную модель для описания эволюции и ускорения частиц в остатке сверхновой типа Ib/c.

МОДЕЛЬ УСКОРЕНИЯ В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ

Подробное описание нашей модели ускорения дается в работах [5, 6]. Нестационарные сферически симметричные уравнения гидродинамики и переноса космических лучей решаются численно методом конечных разностей. Давление ускоренных частиц оказывают динамическое влияние на эволюцию остатка сверхновой.

Для старых остатков следует учитывать лучистые потери газа и затухание альфвеновских волн на нейтральных атомах. Поэтому использовались следующие уравнения для давления газа P_g и волн P_m :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P_g}{\partial t} + u \frac{\partial P_g}{\partial r} + \frac{\gamma_g P_g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 u = \\ & = -(\gamma_g - 1) \left((1 - h_m) V_{Ar} \frac{\partial P_c}{\partial r} + \Lambda(T) n_H^2 - 4\Gamma_n P_m \right), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P_m}{\partial t} + (u + V_{Ar}) \frac{\partial P_m}{\partial r} + \frac{P_m}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \left(\frac{3}{2} u + V_{Ar} \right) = \\ & = -\frac{h_m}{2} V_{Ar} \frac{\partial P_c}{\partial r} - 2\Gamma_n P_m. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\gamma_g = 5/3$ – показатель адиабаты газа, n_H – концентрация газа, u – скорость среды, V_{Ar} – радиальный компонент альфвеновской скорости, P_c – давление космических лучей, h_m – доля энергии переходящая в энергию волн при развитии потоковой неустойчивости, Γ_n – декремент затухания волн на нейтральных атомах, $\Lambda(T)$ – функция, описывающая полные лучистые потери газа с температурой T . Из уравнения (2) ясно, что скорость переноса волн не совпадает со скоростью газа. То же самое можно сказать о переносе частиц, ускоренных в окрестности фронта. Перед фронтом ударной волны градиент давления ускоренных частиц отрицательный и усиливаемые волны распространяются от фронта ударной волны. За фронтом ситуация менее ясная. На феноменологическом уровне ранее предлагалось, что за фронтом перенос волн и частиц тоже может происходить с альфвеновской скоростью, направленной от фронта ударной волны [7]. Недавно этот эффект действительно наблюдался в гибридном моделировании бесстолкновительных ударных волн [8].

Уравнение (2) использовалось перед фронтом ударной волны. За фронтом мы использовали такое же уравнение, но считая газ полностью ионизированным и $\Gamma_n = 0$, т.е. затухания волн в этой области нет.

Доля нейтральных атомов X_n , определяющая затухание волн перед фронтом внешней ударной волны, определялась уравнением

$$\frac{\partial X_n}{\partial t} + u \frac{\partial X_n}{\partial r} = - (aI + \alpha_i) X_n + \alpha_{rec} n_H (1 - X_n)^2. \quad (3)$$

Здесь a – сечение фотоионизации, α_i – скорость столкновительной ионизации, а α_{rec} – скорость рекомбинации. Поток ионизирующих фотонов I в этом уравнении определялся упрощенным уравнением переноса излучения

$$I = I_0 \frac{R_f^2}{r^2} \exp\left(-\int_{R_f}^r dr a X_n n_H\right). \quad (4)$$

Здесь I_0 – поток ионизирующего излучения на фронте, который в свою очередь определялся функцией лучистых потерь на ионизацию $\Lambda_i(T)$ за фронтом ударной волны

$$I_0 = I_H^{-1} R_f^{-2} \int_0^{R_f} r^2 dr \Lambda_i(T) n_H^2. \quad (5)$$

Здесь $I_H = 13.6$ эВ – потенциал ионизации водорода. Мы использовали функцию $\Lambda_i(T)$ полученную для излучения в диапазоне 300–910 ангстрем из работы [9].

Величина усиленного магнитного поля B и радиальный компонент V_{Ar} определялись выражением

$$B = \sqrt{B_0^2 + 8\pi P_m}, \quad V_{Ar} = V_A / \sqrt{3}.$$

Здесь B_0 – регулярное магнитное поле в среде. Альфвеновская скорость V_A вычислялась в усиленном поле B и имела противоположные знаки перед и за фронтом ударной волны.

В расчетах использовалось значение $h_m = 0.8$, $B > 3B_0$, $h_m = 1$, $B \leq 3B_0$. То есть при больших амплитудах усиленного поля часть энергии переходит в нагрев газа перед фронтом ударной волны. Коэффициент диффузии частиц D выражается через плотность энергии волн

$$D = D_B \frac{B^2/8\pi}{P_m}, \quad D_B = \frac{pvc}{3qB}.$$

Здесь q , p , v – заряд, импульс и скорость частиц соответственно. В усиленном поле при $B \gg B_0$ коэффициент диффузии равен боровскому коэффициенту D_B .

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ В ОСТАТКЕ СВЕРХНОВОЙ ТИПА Ib/c

В расчетах использовалась масса выброса $M_{ej} = 1.0$ солнечных масс и энергия взрыва $E_{SN} = 1.0 \cdot 10^{51}$ эрг, характерные для сверхновых типа Ib/c. Профиль плотности газа был задан в виде

$$n_H = n_b + n_s \left(\frac{r}{10 \text{ пк}}\right)^{10}.$$

Ударная волна вначале распространяется в разреженном газе с плотностью $n_b = 0.01 \text{ см}^{-3}$, и позже входит в плотную среду. Плотность среды $n_s = 50.0 \text{ см}^{-3}$. Магнитное поле в среде $B_0 = 10^{-5}$ Гс. Протоны инжектировались на прямой ударной волне, а ядра гелия инжектировались на обратной ударной волне с эффективностью инъекции 0.001. Электроны инжектировались на прямой ударной волне с эффективностью 10^{-6} .

В момент взрыва в среде перед фронтом задавалось начальное давление волн P_{m0} , которое затем дополнительно усиливалось за счет потоковой неустойчивости частиц, ускоренных ударной волной (см. уравнение (2)). В полости мы задаем $P_{m0} = B_0^2/8\pi$, т.е. высокий уровень возмущенности магнитного поля, когда коэффициент диффузии частиц близок к боровскому. При переходе в оболочку при $n_H > 0.1 \text{ см}^{-3}$ задавалось $P_{m0} = 10^{-4} B_0^2/8\pi$ и амплитуда волн должна увеличиться за счет потоковой неустойчивости для эффективного ускорения частиц.

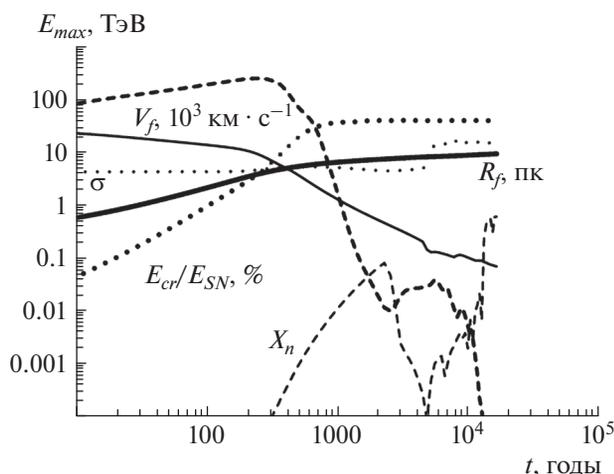


Рис. 1. Зависимость от времени физических параметров остатка сверхновой. Показаны радиус внешней ударной волны R_f (сплошная кривая), скорость ударной волны V_f (тонкая сплошная кривая), максимальная энергия частиц на внешней ударной волне E_{max} (штриховая кривая), доля нейтральных атомов на фронте ударной волны X_n (тонкая штриховая кривая) и степень сжатия ударной волны σ (пунктирная кривая).

Эволюция основных физических параметров остатка показана на рис. 1. Вначале газ в полости и плотной оболочке полностью ионизирован оптическим излучением предсверхновой — звезды типа Вольф-Райе. Через 500 лет после взрыва ударная волна начинает входить в плотную оболочку. К этому времени небольшая доля газа рекомбинирует и максимальная энергия начинает быстро падать из-за затухания волн на нейтральных атомах. Однако примерно через 2500 лет после взрыва ионизирующее излучение из-за фронта ударной волны повторно ионизирует среду и падение максимальной энергии останавливается несмотря на уменьшение скорости ударной волны. Через 5000 лет после взрыва начинается радиационная стадия, на которой степень сжатия ударной волны и эффективность ускорения резко возрастают. Мы закончили моделирование при возрасте остатка 17 тыс. лет, когда поток ионизирующего излучения уже недостаточен для ионизации газа перед фронтом ударной волны. В этот момент времени радиус ударной волны $R_f = 10$ пк, ее скорость 70 км/с. Около 40 процентов энергии взрыва перешло в ускоренные частицы. Примерно 20 процентов энергии взрыва ушло из системы за счет лучистых потерь. Газ непосредственно за фронтом ударной волны охлажден, его температура порядка 10^4 К. Однако плотная оболочка не формируется, так как этому препятствует давление ускоренных частиц и магнитного поля (см. также [10]). Центральная часть остатка заполнена

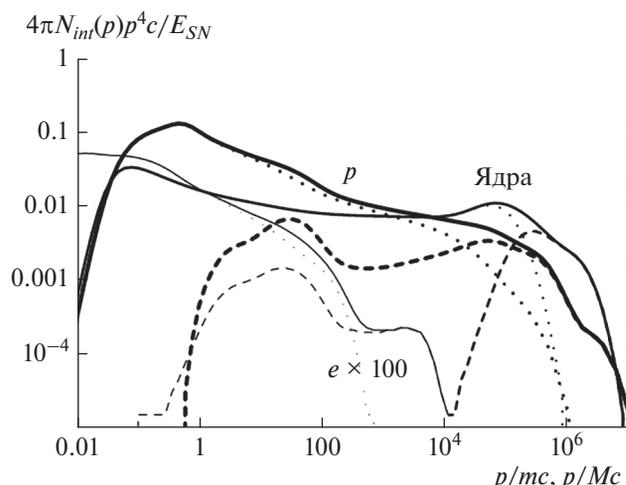


Рис. 2. Спектры ускоренных протонов (толстые кривые), электронов (тонкие кривые) и ядер гелия, произведенных в остатке сверхновой. Показаны проинтегрированные по времени спектры частиц, вышедших из остатка (штриховые кривые), проинтегрированные по объему спектры частиц внутри остатка (пунктирные кривые) и их сумма (сплошные кривые).

разреженным горячим газом с температурой порядка миллионов градусов.

Спектры ускоренных частиц показаны на рис. 2. В прошлом в этом остатке ускорялись частицы примерно до 1 ПэВ. Частицы с энергиями до 100 ТэВ еще удерживаются за фронтом ударной волны. Спектры ядер, ускоренных на обратной ударной волне более жесткие, что объясняется тем, что обратная ударная волна ускоряла частицы в среде с уменьшающейся плотностью. Около 25 процентов энергии взрыва перешло в протоны, ускоренные внешней ударной волной, а 15 процентов перешло в ядра гелия, ускоренные обратной ударной волной. Такая большая доля энергии, перешедшая в частицы, ускоренные обратной волной связана с неоднородным распределением плотности. Обычно для остатка сверхновой, эволюционирующего в однородной среде энергетика обратной ударной волны порядка 10 процентов. Однако в рассматриваемом случае при столкновении прямой ударной волны с плотной оболочкой значительная доля энергии переходит внутрь остатка и энергетика прямой и обратной ударных волн примерно одинакова.

Работа была частично поддержана РФФИ (проект № 19-02-00043).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крымский Г.Ф. // ДАН. 1977. Т. 234. С. 1306.
2. Bell A.R. // Month. Not. Royal Astron. Soc. 1978. V. 182. P. 147.

3. *Lemoine-Goumard M.* // Proc. of IAU Symp. (Lisboa, 2014). V. 296. P. 287.
4. *Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S.* // Astropart. Phys. 2018. V. 98. P. 21.
5. *Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S.* // Astropart. Phys. 2012. V. 39. P. 12.
6. *Зиракашвили В.Н., Птушкин В.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 471; *Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 434.
7. *Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S.* // arXiv: 0807.2754. 2008.
8. *Haggerty C.C., Caprioli D.* // Astrophys. J. 2020. V. 905. P. 1.
9. *Landini M, Monsegnori Fossi B.C.* // Astron. Astrophys. Suppl. 1990. V. 82. P. 229.
10. *Lee S.H., Patnaude D.J., Raymond J.C. et al.* // Astrophys. J. 2015. V. 806. P. 71.

Cosmic ray acceleration in supernova remnants with nonuniform density distribution

V. N. Zirakashvili^{a,*}, V. S. Ptuskin^a

^a*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation,
Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia*

^{*}*e-mail: zirak@izmiran.ru*

Cosmic ray acceleration by shock waves in supernova remnants evolving in hot rarefied gaseous bubbles created by supernova progenitors is investigated. Spectra of particles produced in type Ib/c supernova remnants are determined.

УДК 524.1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРОВ ЭВОЛЮЦИОНИРУЮЩИХ ПРОСТРАНСТВЕННО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2021 г. В. Н. Зиракашвили^{1, *}, В. С. Птускин¹, С. И. Роговая¹

¹Федеральное 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 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Исследовано влияние космологической эволюции и пространственного распределения источников на решение обратной задачи об определении спектров источников космических лучей сверхвысоких энергий. Решение учитывает распространение и потери энергии протонов и ядер в расширяющейся Вселенной. Установлено, что активные галактические ядра являются наиболее вероятными источниками космических лучей сверхвысоких энергий.

DOI: 10.31857/S0367676521040426

ВВЕДЕНИЕ

Проблема происхождения космических лучей с энергиями $E > 10^{18}$ эВ остается важной нерешенной задачей астрофизики космических лучей. Список потенциальных источников, которые в принципе могли бы дать наблюдаемые космические лучи, включает активные галактические ядра, источники гамма-всплесков, магнетары, взаимодействующие галактики, ударные волны, сопровождающие формирование крупномасштабных космологических структур и другие (см. обзор [1]).

Как правило, определение энергетического спектра внегалактических источников производится методом проб и ошибок, когда рассчитываются ожидаемые у Земли интенсивность и состав космических лучей при сделанных предположениях о спектре и составе источников, которые корректируются на основе сравнения с наблюдениями и расчет повторяется. Таким образом, расчет производится от источника к наблюдателю. При этом обычно предполагается, что спектр источника имеет степенной вид по магнитной жесткости ускоренных частиц.

В наших предыдущих работах [2–4] мы показали, как можно обратиться процедуру расчета и вычислить энергетические спектры источников, исходя из наблюдаемого спектра космических лучей и не вводя каких-либо предположений о форме спектра в источниках.

Настоящая работа предполагает использование данного подхода для источников с различной космологической эволюцией. Рассматривается сложный химический состав в источниках и предполагается, что форма спектра отдельных ядер описывается одной функцией магнитной жесткости частиц $q(E/Z)$, где E – энергия частицы, Z – зарядовое число.

ТИПЫ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Пространственная плотность источников отдельных ядер с массовым числом A задавалась в виде $Q(z)k(A)q(E/Z)$, где z – красное смещение, коэффициенты $k(A)$ описывают химический состав источников, а функция $Q(z)$ описывает их космологическую эволюцию.

Мы рассмотрели три типа источников с различной космологической эволюцией: 1) равномерно распределенные неэволюционирующие источники с пространственной плотностью $Q \propto (1+z)^m$, $m = 0$; 2) активные галактические ядра с законом эволюции $Q \propto (1+z)^4$, $z < 0.7$, $Q = \text{const}$, $z > 0.7$ [5]; 3) лацертиды с законом эволюции [5]

$$Q \propto \frac{(z + 0.000283)^{0.85}}{(z + 0.7662)^6} \exp\left(-\frac{z}{10.0}\right). \quad (1)$$

Использовалась следующая аналитическая аппроксимация наблюдаемого спектра в эксперименте Auger [6]

$$J(E) \propto E^{-3.23}, \quad E < E_{ankle}, \quad J(E) \propto E^{-2.63} \times \left(1 + \exp\left(\frac{\lg(E/E_{1/2})}{0.15}\right)\right)^{-1} \exp(-E^4/E_c^4), \quad (2)$$

$$E > E_{ankle}.$$

Здесь $E_{ankle} = 5 \cdot 10^{18}$ эВ, $E_{1/2} = 10^{19.63}$ эВ, $E_c = 2.0 \cdot 10^{20}$ эВ.

Подробное изложение метода решения обратной задачи можно найти в наших работах [3, 4].

Химический состав источников (т.е. коэффициенты $k(A)$) подбирался так, чтобы минимизировать сумму квадратов относительных отклоне-

Таблица 1. Химический состав космических лучей в источниках (в процентах)

	H	He	CNO	Si	Fe
AGN	21	54	21	3	0.2
Lac	61	24	4	10	0.6
$m = 0$	48	48	1	3	0.5

ний от наблюдаемого спектра, среднего логарифма и его дисперсии.

Химический состав, найденный для трех типов источников, приводится в табл. 1. На рис. 1 показаны вычисленные спектры в источниках. На рис. 2а и 2б вычисленные средний логарифм массового числа A и его дисперсия сравниваются с результатами Auger [7]. Наилучшее согласие с наблюдениями достигается для активных галактических ядер. Спектры отдельных ядер для этого случая показаны на рис. 2в.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе обратная задача о распространении космических лучей сверхвысоких энергий решена для различных типов потенциальных внегалактических источников. Полученные спектры источников очень жесткие с показателем меньше 1 и обрезанием при энергии порядка $4 \cdot 10^{18} Z$ эВ. Источники КЛ сверхвысоких энергий должны быть сильно обогащены ядрами для того, чтобы объяснить средний логарифм, измеренный Auger. Ядер гелия должно быть на порядок больше, чем при солнечном химическом составе. Наши результаты находятся в качественном согласии с результатами решения прямой задачи [8].

Согласно нашим результатам, наиболее вероятными источниками космических лучей сверх-

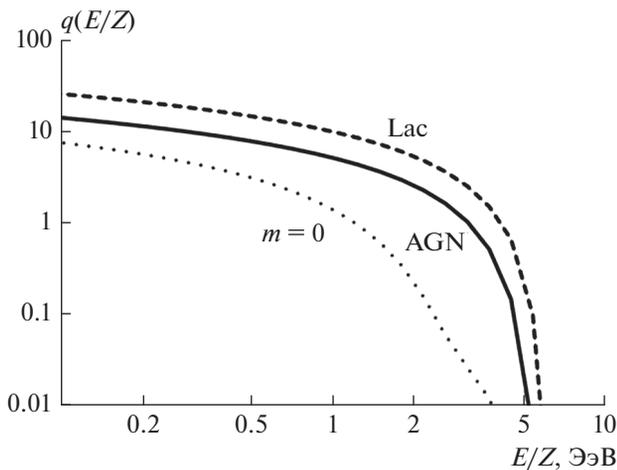


Рис. 1. Вычисленные спектры источников в произвольных единицах. Показаны результаты для активных галактических ядер (AGN), лацертид (Lac) и неэволюционирующих источников ($m = 0$).

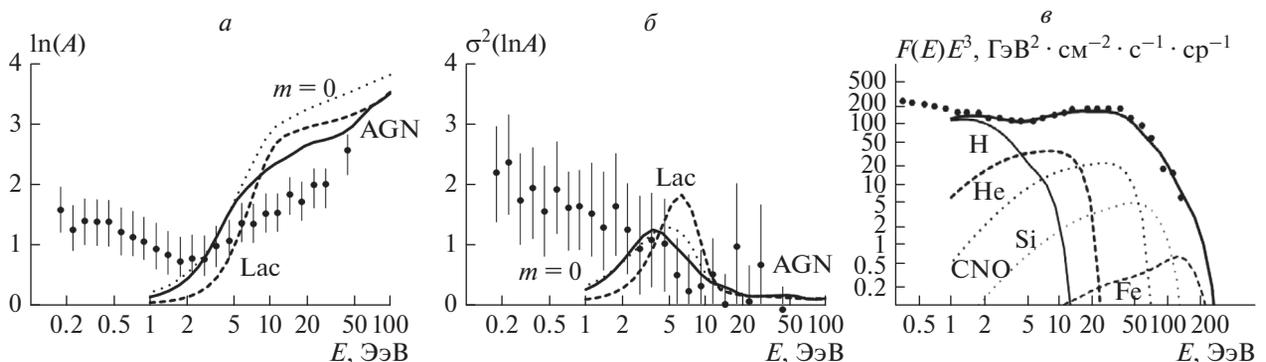


Рис. 2. Сравнение наблюдаемого среднего логарифма A [7] (а) и дисперсии логарифма A [7] (б) с вычисленными. Показаны результаты для активных галактических ядер (AGN), лацертид (Lac) и неэволюционирующих источников ($m = 0$). Спектры всех частиц (сплошная кривая) и отдельных ядер, вычисленные для активных галактических ядер (в). Также показаны экспериментальные данные Auger [6] (кружки).

высоких энергий являются активные галактические ядра.

Работа была частично поддержана РФФИ (проект № 19-02-00043).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Batista R.A., Biteau J., Busramante M. et al.* // *Front. Astron. Space Sci.* 2019. V. 6. P. 23.
2. *Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N.* // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2015. V. 3. P. 54.
3. *Зиракашвили В.Н., Птускин В.С., Роговая С.И., Клепач Е.Г.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2015. Т. 79. № 3. С. 351; *Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Klepach E.G.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2015. V. 79. No. 3. P. 319.
4. *Зиракашвили В.Н., Птускин В.С., Роговая С.И., Клепач Е.Г.* // *Изв. вузов. Радиофиз.* 2016. Т. 59. С. 957.
5. *Калашев О.Е.* Космические лучи ультравысоких и сверхвысоких энергий. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Москва: ИЯИ РАН, 2016.
6. *Letesser-Selvon A., Aab A., Abreu P. et al.* // *arXiv: 1310.4620.* 2013.
7. *Bellido J. et al. (Pier Auger Collaboration)* // *arXiv: 1708.06592.* 2017.
8. *Aloisio R., Berezinsky V., Blasi P.* // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2014. V. 10. P. 020.

Determining spectra of spatially distributed evolutionary sources of extragalactic ultra-high energy cosmic rays

V. N. Zirakashvili^{a,*}, V. S. Ptuskin^a, S. I. Rogovaya^a

^a*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation, Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia*

*e-mail: zirak@izmiran.ru

Influence of cosmological evolution of ultra high energy cosmic ray sources on the solution of the inverse problem for source spectra is investigated. The propagation and energy losses of protons and nuclei in the expanding Universe are taken into account. We conclude that active galactic nuclei are the most probable sources of ultra high energy cosmic rays.

УДК 524.1:524.68

РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ГАЛО ГАЛАКТИКИ С УЧЕТОМ ВОЗБУЖДЕННЫХ ИМИ ВОЛН

© 2021 г. Д. О. Чернышов^{1, *}, В. А. Догель¹, А. В. Ивлев²

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

²Институт вневременной физики Общества Макса Планка, Гархинг, Германия

*E-mail: chernyshov@lpi.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Представлена самосогласованная модель галактического гало космических лучей. Демонстрируется, что размер гало зависит от энергии космических лучей, однако в пределе больших энергий данная модель переходит в модель гало с фиксированной высотой, причем высота гало определяется параметрами газа.

DOI: 10.31857/S0367676521040098

ВВЕДЕНИЕ

Задачи о происхождении, эволюции и перемещении космических лучей в Галактике требуют указать область пространства, в котором заряженные частицы проводят большую часть времени — галактическое гало. Концепция гало космических лучей была предложена в 1953 г. В.Л. Гинзбургом [1], а в 1963 г. Гинзбург и Сыроватский предложили рассматривать гало Галактики как цилиндр фиксированной высоты [2]. Эта модель до сих пор используется для большинства астрофизических задач, в том числе и в широко известном коде GALPROP [3]. Данная модель успешно описывает как наблюдаемый изотопный состав космических лучей, так и гамма-излучение, вызванное взаимодействием заряженных частиц с веществом и мягкими фотонами. Несмотря на успехи модели гало с фиксированной высотой, нерешенным остается вопрос о природе данного гало. В частности, не ясно, какой физический процесс определяет его характерную высоту и почему высота гало не зависит от энергии космических лучей. Также не очевидно, почему коэффициент пространственной диффузии должен быть постоянен по всему объему гало, параметры газа в котором сильно меняются с высотой.

В статье [4] мы показали, как в рамках самосогласованной модели можно сформировать галактическое гало, за счет взаимодействия космических лучей и турбулентности. Мы предположили, что турбулентность, ответственная за диффузию частиц, генерируется в диске Галактики, а затем выносится в галактическое гало. В процессе взаимодействия с убегающими из Галактики косми-

ческими лучами, данная турбулентность усиливается, формируя в результате самосогласованный поток космических лучей. В рамках предложенной модели, ограниченный размер гало получается автоматически из-за градиента плотности газа в Галактики и связанными с ним адиабатическими потерями. В данной статье мы представляем основные положения данной модели

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Для упрощения задачи и получения аналитических оценок мы сделали следующие предположения. Во-первых, мы проигнорировали поперечную диффузию космических лучей, считая, что они распространяются строго вдоль магнитного поля, направленного вертикально относительно диска Галактики. Во-вторых, мы считали, что вне диска Галактики нет условий для генерации волн, распространяющихся по направлению к диску. Как следствие, нет условий для нелинейного взаимодействия волн и для генерации турбулентного каскада. В этом состоит существенное отличие от работы [5]. В-третьих, мы полагали, что магнитное поле меняется на масштабах, больших по сравнению с масштабом задачи.

Модель описывается следующей системой уравнений

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(v_A N - D \frac{\partial N}{\partial z} \right) - \frac{1}{3} \frac{dv_A}{dz} \frac{\partial (pN)}{\partial p} = Q_0 p^{-2.3} \delta(z), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (v_A W) - \frac{dv_A}{dz} \frac{\partial (kW)}{\partial k} = 2\Gamma W. \quad (2)$$

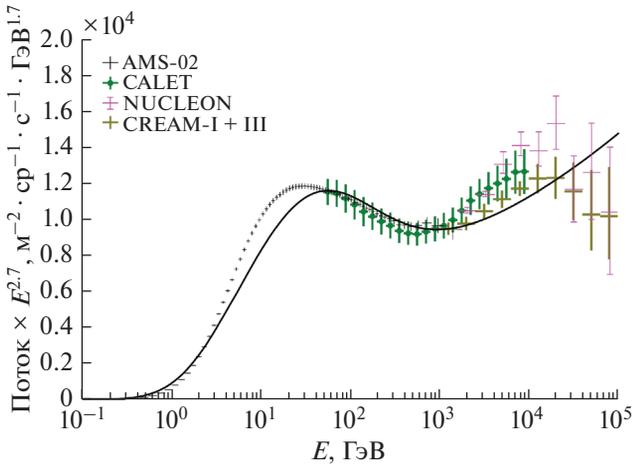


Рис. 1. Вычисленный в рамках самосогласованной задачи поток протонов космических лучей как функция кинетической энергии и экспериментальные данные. Названия экспериментов представлены в подписи в левом верхнем углу.

Здесь $N(p)$ – спектр частиц в пространстве импульсов, v_A – альвеновская скорость, которая определяется плотностью газа, зависящей от высоты, D – коэффициент пространственной диффузии, k – волновое число и $W(k)$ – спектр турбулентности. В правой части уравнения (1) стоят источники космических лучей, расположенные в диске. Для уравнения (2) источники турбулентности в диске задавались через граничное условие

$$W(k)|_{z=0} = W_0 k^{-5/3}. \quad (3)$$

Важно, что коэффициент диффузии D в уравнении (1) и инкремент возбуждения волн Γ в уравнении (2) определяются, соответственно, плотностью волн W и потоком частиц $D \frac{\partial N}{\partial z}$, как это, например, описано в статьях [6, 7]. Таким образом, уравнения (1) и (2) формируют нелинейную систему.

ПРОСТЕЙШИЕ РЕШЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЫ

Несмотря на то, что система уравнений (1), (2) является достаточно сложной, в работе [4] мы показали, что можно получить асимптотики решений в пределах малых и больших энергий.

На малых энергиях плотность космических лучей высока, и из-за этого члены, описывающие возбуждение волн, играют важную роль. Как следствие, коэффициент пространственной диффузии оказывается мал, и соответствующим слагаемым в уравнении (1) можно пренебречь. Таким образом, уравнение (1) сведется к обычному

уравнению переноса, а плотность космических лучей в диске определяется простым выражением

$$N_0(p) = Q_0 p^{-2.3} v_A^{-1}. \quad (4)$$

Размер гало в данном случае будет равен нулю, поскольку частицы убегают с альвеновской скоростью непосредственно с границы диска.

Для получения решения в пределе высоких энергий необходимо сделать предположение, о том, как альвеновская скорость зависит от высоты. Мы брали экспоненциальную зависимость плотности газа, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными.

$$n(z) = n_0 \exp\left(-\frac{z}{z_n}\right). \quad (5)$$

Магнитное поле, напомним, на масштабах задачи от высоты не зависит.

На больших энергиях возбуждение волн становится мало по сравнению с адиабатическими потерями, и членом в правой части (2) можно пренебречь. Также можно пренебречь и конвективным переносом в сравнении с диффузией. В этом случае спектр космических лучей определяется выражением

$$N_0(p) = \frac{Q_0 z_H}{D_0} \exp\left(-\frac{z}{z_H}\right) p^{-4.3+\beta}, \quad (6)$$

$$z_H = \frac{2z_n}{\beta}. \quad (7)$$

Здесь $\beta = \frac{5}{3}$ – показатель спектра турбулентности в диске, а D_0 – коэффициент диффузии в диске, определяемый через граничное условие (3).

Стоит отметить, что решение (6) совпадает с точностью до второго порядка по z со спектром частиц, получаемым в модели с фиксированным размером гало, причем размер гало оказывается равен z_H .

На промежуточных энергиях все члены в уравнениях (1) и (2) имеют одинаковый порядок. Размер гало z_{sh} при этом должен плавно меняться от нуля до z_H . Как мы показали в [4], простую аналитическую оценку решения можно получить в предположении, что при $z < z_{sh}$ в уравнении (1) работают только диффузионные члены, а при $z \geq z_{sh}$ – только конвективные. Решения в точке $z = z_{sh}$ должны гладко сшиваться. Дополнительно задача упрощается тем, что при $z < z_{sh}$ в таком случае самовозбуждением волн можно пренебречь и записать плотность турбулентности в виде

$$W = W_0 k^{-5/3} \theta(z_\infty - z). \quad (8)$$

Здесь $\theta(z)$ – функция Хэвисайда, а z_∞ – некоторая высота, значение которой можно определить из

соображений, что решение должно стремиться к (6) на больших энергиях.

Как мы показали в [4] в этом случае в спектре протонов формируется характерная волнообразная особенность, которая наблюдается экспериментально. На рис. 1 показан вычисленный спектр протонов совместно с экспериментальными данными [8–11] для $z_n = 0.47$ кпк [12]. Указанная особенность проявляется в диапазоне 10 ГэВ–1 ТэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что в рамках самосогласованной задачи гало космических формируется за счет усиления или ослабления турбулентности, сгенерированной в диске Галактики и распространяющегося в направлении от него с альвеновской скоростью. Размер гало при этом растёт от нуля на малых энергиях до некоторой фиксированной величины на больших энергиях. Предельный размер гало определяется характерным масштабом плотности ионизованного газа. Стоит отметить, что при использовании параметров газа, наблюдаемых экспериментально, положение характерных изломов в спектре протонов космических лучей согласуется с экспериментальными данными, что указывает на адекватность данной модели.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В.Л. // УФН. 1953. Т. 51. С. 343.
2. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. М.: Изд. АН СССР, 1963.
3. Moskalenko I.V., Strong A.W. // *Astrophys. J.* 1998. V. 493. No. 2. P. 694.
4. Dogiel V.A., Ivlev A.V., Chernyshov D.O., Ko C.M. // arXiv: 2009.0879. 2020.
5. Evoli C., Blasi P., Morlino G., Aloisio R. // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. No. 2. Art. No. 021102.
6. Skilling J. // *Month. Not. Royal Astron. Soc.* 1975. V. 172. P. 557.
7. Skilling J. // *Month. Not. Royal Astron. Soc.* 1975. V. 173. P. 245.
8. Aguilar M., Aisa D., Alpat B. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 114. Art. No. 171103.
9. Adriani O., Akaïke Y., Asano K. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. Art. No. 181102.
10. Grebenyuk V., Karmanov D., Kovalev I. et al. // *Adv. Space Res.* 2019. V. 64. P. 2546.
11. Yoon Y.S., Anderson T., Barrau A. et al. // *Astrophys. J.* 2017. V. 839. Art. No. 5.
12. Cordes J.M., Lazio T.J.W. // arXiv: astro-ph/0207156. 2020.

Propagation of cosmic rays in the galactic halo with self-excited waves

D. O. Chernyshov^{a, *}, V. A. Dogiel^a, A. V. Ivlev^b

^a*Lebedev Institute of Physics RAS, Theoretical Physics Division, Moscow, 119991 Russia*

^b*Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, D-85748 Garching, Germany*

*e-mail: chernyshov@lpi.ru

We present a simple self-consistent model that allows us to obtain parameters of the Galactic cosmic rays halo. We demonstrate that the size of the halo depends on the energy of cosmic rays, monotonically approaching a constant value at high energies. In this model, the high-energy halo size is determined by the characteristic size of the ionized gas component of the Galaxy.

УДК 524.1

ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПЕРВИЧНЫХ И ВТОРИЧНЫХ ЯДЕР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ: СОГЛАСОВАННАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

© 2021 г. А. А. Лагутин¹, *, Н. В. Волков¹

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

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

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Обсуждается сценарий, позволяющий дать самосогласованное объяснение основных особенностей энергетических спектров первичных и вторичных ядер космических лучей, установленных в последнее десятилетие в экспериментах. Представлены новые результаты расчетов спектров H, He и основных групп ядер.

DOI: 10.31857/S0367676521040219

ВВЕДЕНИЕ

Анализ данных, полученных в последнее десятилетие в экспериментах нового поколения ATIC-2 [1], CREAM [2], PAMELA [3], AMS-02 [4–9], DAMPE [10], CALET [11] и NUCLEON [12] по спектрам различных групп ядер показал, что они не описываются степенным законом. В области $R > 100$ ГВ наблюдается уплощение спектров. Эту особенность поведения спектров в англоязычной литературе принято называть “hardening”.

Прецизионные данные AMS-02 [6, 9] показали, что в области $R \sim 60$ ГВ – 3 ТВ спектры групп ядер He, C, O и Ne, Mg, Si имеют практически одинаковую зависимость от жесткости R . Спектры вторичных ядер Li, Be, B также имеют одинаковую зависимость от жесткости [7]. Вместе с тем, в области $R > 200$ ГВ эти спектры уплощаются быстрее, чем спектры первичных ядер.

Выявленные особенности стимулировали разработку новых теоретических моделей для их объяснения. В работах [13–22] для решения проблемы “hardening” предложены модификации механизмов ускорения частиц в источниках, модели с разными режимами диффузии ядер космических лучей (КЛ) в разных областях Галактики и суперпозицией вкладов от близких и далеких групп источников.

Целью данной работы является формулировка сценария, который позволяет дать самосогласованное объяснение основных особенностей энергетических спектров первичных и вторичных ядер КЛ.

МОДЕЛЬ

Основные положения предлагаемого в работе сценария заключаются в следующем:

1. Все частицы с жесткостями $30 \lesssim R \lesssim 5 \cdot 10^7$ ГВ, наблюдаемые в Солнечной системе, ускоряются галактическими источниками, спектр генерации степенной $J \propto R^{-\gamma}$.

2. Источники КЛ делятся на две группы [23]: многочисленные старые ($t \geq 10^6$ лет) удаленные ($r \geq 1$ кпк) и близкие молодые источники ($r < 1$ кпк, $t < 10^6$ лет). Пространственное разделение источников приводит к разделению наблюдаемых потоков ядер на две компоненты:

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

Здесь J_G – глобальная компонента спектра, обозначающая вклад многочисленных старых удаленных источников, включая вклад вторичных ядер от ядерных взаимодействий частиц, ускоренных в стационарных источниках, с межзвездной средой; J_L – локальная компонента, определяемая близкими молодыми источниками.

3. Резко-неоднородный характер распределения вещества и магнитного поля в Галактике приводит к неклассическому характеру диффузии КЛ [24]. Такой характер движения проявляется в наличии аномально больших свободных пробегов r частиц в межзвездной среде (“полеты Лёви”) со степенным распределением $p(r, R) \propto A(R, \alpha)r^{-\alpha-1}$, $r \rightarrow \infty$, $0 < \alpha < 2$. Наряду с этим, пространственно-перемежающееся магнитное поле межзвездной среды [25] приводит к более высокой вероятности длительного пребывания частиц в неоднородностях, что приводит к наличию так называемых “ловушек Лёви”. Плотность распределения $q(t, R)$ времени t пребывания частиц

в неоднородностях среды также имеет степенное распределение $q(t, R) \propto B(R, \beta) t^{-\beta-1}$, $t \rightarrow \infty$, $\beta < 1$.

4. Уравнение для плотности частиц с жесткостью R , генерируемой в резко-неоднородной галактической среде в точке \vec{r} в момент времени t , источниками с плотностью распределения $S(\vec{r}, t, R)$ без учета потерь энергии и ядерных взаимодействий может быть записано в виде [26, 27]

$$\frac{\partial N(\vec{r}, t, R)}{\partial t} = -D(R, \alpha, \beta) D_{0+}^{1-\beta} (-\Delta)^{\alpha/2} N(\vec{r}, t, R) + S(\vec{r}, t, R). \quad (1)$$

Здесь $D_{0+}^{1-\beta}$ обозначает дробный оператор Римана–Лиувилля [28], а $(-\Delta)^{\alpha/2}$ – дробный лапласиан (оператор Рисса) [28]. Коэффициент неклассической диффузии $D(R, \alpha, \beta) \sim A(R, \alpha)/B(R, \beta) = D_0(\alpha, \beta)(R/1 \text{ ГВ})^\delta$.

Решение уравнения (1) для точечного импульсного источника со временем эмиссии T и степенным спектром инжекции $S(\vec{r}, t, R) = S_{im} R^{-\gamma} \delta(\vec{r}) \Theta(T-t) \Theta(t)$ ($\Theta(\tau)$ – ступенчатая функция) имеет вид [27]

$$N(\vec{r}, t, R) = \frac{S_0 R^{-\gamma}}{D(R, \alpha, \beta)^{3/\alpha}} \times \int_{\max\{0, t-T\}}^t d\tau \tau^{-3\beta/\alpha} \Psi_3^{(\alpha, \beta)}(|\vec{r}| (D(R, \alpha, \beta) \tau^\beta)^{-1/\alpha}), \quad (2)$$

где $\Psi_3^{(\alpha, \beta)}(\rho)$ – плотность дробно-устойчивого распределения [29].

Характерной особенностью спектра (2) является наличие излома [23, 24, 26, 27]. Поскольку в этих работах установлено, что спектральный индекс наблюдаемого потока частиц η в районе излома $R = R_k$ равен показателю спектра генерации в источнике γ , из уравнения (2) можно получить

$$\eta_{R \ll R_k} = \gamma - \delta, \quad \eta_{R \gg R_k} = \gamma + \delta/\beta. \quad (3)$$

В нашей работе [30] было показано, что при переходе от импульсного источника с конечным временем эмиссии T к стационарному, для которого $T = \infty$, форма энергетического спектра изменяется принципиально: жесткость излома стремится к нулю, он становится степенным с показателем, равным (3) для $R \gg R_k$.

В предлагаемом в работе сценарии предполагается, что наряду с первичными ядрами в галактических источниках происходит ускорение и вторичных ядер [31]. Спектр вторичных ядер КЛ в $R^{-\delta}$ раз мягче спектра первичных частиц, т.е.

$$N_s(\vec{r}, R) \sim R^{-\gamma-\delta/\beta-\delta}.$$

Самосогласованное восстановление параметров γ и β предлагаемой в работе модели можно провести из экспериментальных данных. Ключе-

вым элементом процедуры восстановления является наличие излома в спектре КЛ при энергиях $\sim 10^{15}$ эВ. Из уравнения (3) имеем

$$\gamma = \eta_{R \ll R_k} + \delta \quad \text{и} \quad \beta = \frac{\delta}{\eta_{R \gg R_k} - \eta_{R \ll R_k} - \delta}.$$

Поскольку $\eta_{R \ll R_k} \sim 2.56-2.64$, $\eta_{R \gg R_k} - \eta_{R \ll R_k} \sim 0.6-0.7$ [32, 33] и $\delta \sim 0.27$ [7], последние уравнения дают оценки для показателей $\gamma \sim 2.8-2.9$ и $\beta \sim 0.6-0.8$.

Отметим, что полученная оценка показателя γ спектра генерации частиц в источниках подтверждается результатами эксперимента Fermi-LAT для остатков сверхновых W44 и IC 443 [34, 35], а также результатами H.E.S.S и Fermi-LAT для сверхновой W49B [36]. Интерпретация данных наблюдений остатка сверхновой RX J1713.7-3946 привела авторов [37] к выводу о том, что показатель спектра γ должен иметь значение $\gamma \sim 3$. Анализ спектра гамма-излучения остатка сверхновой Тихо, проведенный коллаборациями VERITAS и Fermi-LAT при энергиях >400 ГэВ, дает значение показателя $\gamma \sim 2.92$ [38].

Значения остальных параметров модели и обоснование их выбора даны в работе [31].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

На рис. 1 показаны результаты расчетов спектров Н и Не, полученные в рамках предлагаемого сценария. На рис. 2 показаны спектральные индексы Н, Не и основных групп первичных и вторичных ядер КЛ. Экспериментальные данные и результаты расчетов показаны на рисунках в единицах жесткости \tilde{R} , принятых в работах [4–9] для представления результатов.

Полученные результаты, позволяют сделать следующие выводы:

1. В рамках предложенного сценария, элементом которого является предположение об ускорении в галактических источниках всех наблюдаемых в Солнечной системе частиц с жесткостями $30 \leq R \leq 5 \cdot 10^7$ ГВ, достигается самосогласованное объяснение основных особенностей энергетических спектров первичных и вторичных ядер КЛ.

2. Наблюдаемое в области $R \sim 60$ ГВ–3 ТВ изменение показателя спектров ядер КЛ обусловлено переходом от, в основном, вкладов многочисленных далеких источников, включая и вклады ядерных взаимодействий этих частиц при их распространении в межзвездной среде, к вкладам, главным образом, близких источников, наблюдаемые спектры которых более жесткие.

3. В области $R \geq 10^6$ ГВ должна наблюдаться спектральная универсальность, т.е. практически одинаковая зависимость показателей наблюдаемых спектров ядер от жесткости.

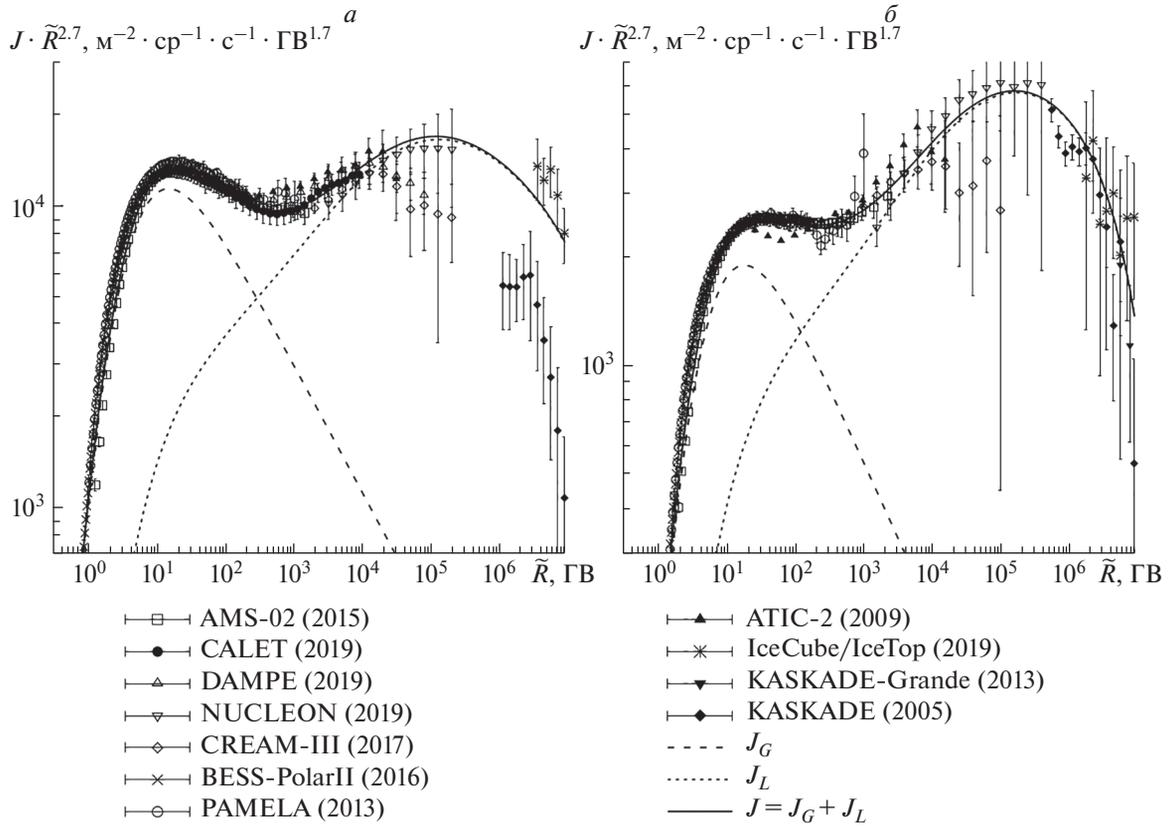


Рис. 1. Сопоставление спектров протонов (а) и ядер гелия (б), полученных в рамках сценария, предлагаемого в работе, с экспериментальными данными [1–5, 10–12, 39–42].

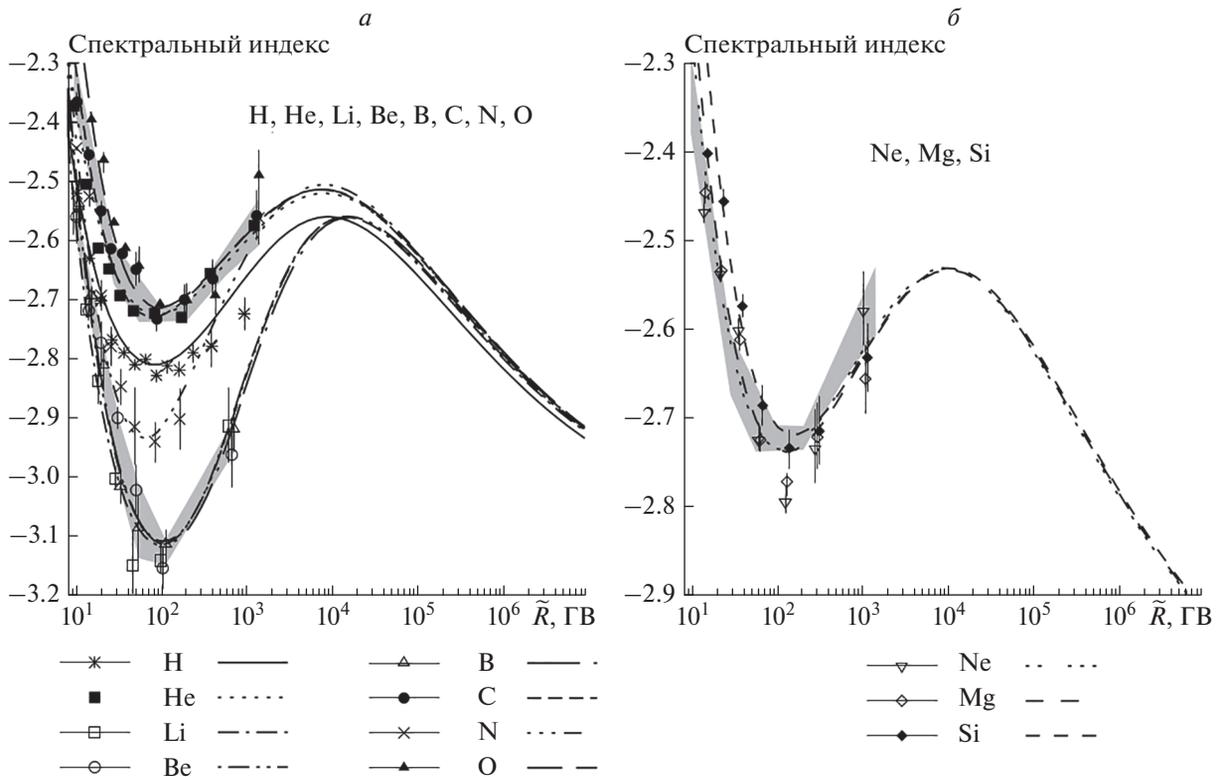


Рис. 2. Сопоставление спектральных индексов, полученных в рамках сценария, предлагаемого в работе (линии на графике), с данными AMS-02 (точки на графике) [4–9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Панов А.Д., Адамс Д.Х., Ан Х.С. и др. (эксперимент АТИС-2) // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 5. С. 602; Panov A.D., Adams J.H., Ahn H.S. et al. (ATIC-2 Experiment) // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 5. P. 564.
2. Yoon Y.S., Anderson T., Barrau A. et al. (CREAM-III Experiment) // Astrophys. J. 2017. V. 839. No. 5. P. 1.
3. Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. (PAMELA Experiment) // Adv. Space Res. 2013. V. 51. No. 2. P. 219.
4. Aguilar M., Aisa D., Alpat B. et al. (AMS-02 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. Art. No. 171103.
5. Aguilar M., Aisa D., Alpat B. et al. (AMS-02 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. Art. No. 211101.
6. Aguilar M., Ali Cavasonza L., Alpat B. et al. (AMS-02 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. Art. No. 251101.
7. Aguilar M., Ali Cavasonza L., Alpat B. et al. (AMS-02 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. Art. No. 021101.
8. Aguilar M., Ali Cavasonza L., Alpat B. et al. (AMS-02 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. Art. No. 051103.
9. Aguilar M., Ali Cavasonza L., Alpat B. et al. (AMS-02 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. Art. No. 211102.
10. An Q., Asfandiyarov R., Azzarello P. et al. (DAMPE Collaboration) // Sci. Adv. 2019. V. 5. No. 9. Art. No. eaax3793.
11. Adriani O., Akaike Y., Asano K. et al. (CALET Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. No. 18. Art. No. 181102.
12. Grebenyuk V., Karmanov D., Kovalev I. et al. (NUCLEON Experiment) // Adv. Space Res. 2019. V. 64. No. 12. P. 2546.
13. Biermann P.L., Becker J.K., Dreyer J. et al. // Astrophys. J. 2010. V. 725. P. 184.
14. Erlykin A.D., Wolfendale A. // Astropart. Phys. 2012. V. 35. P. 449.
15. Thoudam S., Hörandel J. // Month. Not. Royal Astron. Soc. 2012. V. 421. P. 1209.
16. Tomassetti N. // Astrophys. J. Lett. 2012. V. 752. Art. No. L13.
17. Vladimirov A.E., Johannesson G., Moskalenko I.V. et al. // Astrophys. J. 2012. V. 752. No. 68. P. 1.
18. Blasi P., Amato E., Serpico P. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. Art. No. 061101.
19. Ptuskin V., Zirakashvili V., Seo E.-S. // Astrophys. J. 2013. V. 763. No. 47. P. 1.
20. Bernard G., Delahaye T., Keum Y.-Y. et al. // Astron. Astrophys. 2013. V. 555. Art. No. A48.
21. Erlykin A.D., Wolfendale A. // J. Phys. G. 2015. V. 42. Art. No. 125201.
22. Zatsepin V.I., Sokolskaya N.V. // Astron. Astrophys. 2006. V. 458. P. 1.
23. Lagutin A., Strelnikov D., Tyumentsev A. // Proc. 27th ICRC (Hamburg, 2001) V. 5. P. 1896.
24. Lagutin A.A., Volkov N.V. // EPJ Web Conf. 2017. V. 145. Art. No. 19018.
25. Shukurov A., Snodin A.P., Seta A. et al. // Astrophys. J. Lett. 2017. V. 839. Art. No. L16.
26. Lagutin A.A., Uchaikin V.V. // Proc. 27th ICRC (Hamburg, 2001). V. 5. P. 1900.
27. Lagutin A.A., Uchaikin V.V. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2003. V. 201. P. 212.
28. Самко С.Г., Кулбас А.А., Маричев О.И. Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения. Минск: Наука и техника, 1987.
29. Uchaikin V., Zolotarev V. Chance and stability. Utrecht: VSP, 1999.
30. Lagutin A.A., Makarov V.V., Tyumentsev A.G. // Proc. 27th ICRC (Hamburg, 2001). V. 5. P. 1889.
31. Lagutin A.A., Volkov N.V., Raikin R.I., Tyumentsev A.G. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1181. Art. No. 012023.
32. Bartoli B. et al. (ARGO-YBJ Collaboration) // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. Art. No. 112017.
33. Bartoli B. et al. (ARGO-YBJ and LHAASO Collaborations) // Phys. Rev. D. 2015. V. 92. Art. No. 092005.
34. Abdo A., Ackermann M., Ajello M. et al. // Science. 2010. V. 327. P. 1103.
35. Abdo A., Ackermann M., Ajello M. et al. // Astrophys. J. 2010. V. 712. P. 459.
36. Abdalla H., Abramowski A., Aharonian F. et al. (HESS Collaboration) // Astron. Astrophys. 2018. V. 612. Art. No. A5.
37. Tanaka T., Uchiyama Y., Aharonian F. et al. // Astrophys. J. 2008. V. 685. P. 988.
38. Abeyssekara A.U., Archambault S., Archer A. et al. (VERITAS and Fermi-LAT Collaborations) // Astrophys. J. 2017. V. 836. No. 205. P. 1.
39. Abe K., Fuke H., Haino S. et al. (BESS-Polar Collaboration) // Astrophys. J. 2016. V. 822. No. 2. P. 65.
40. Aartsen M.G., Ackermann M., Adams J. et al. (IceCube Collaboration) // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. Art. No. 082002.
41. Apel W.D., Arteaga-Velazquez J.C., Bekk K. et al. (KASCADE-Grande Collaboration) // Astropart. Phys. 2013. V. 47. P. 54.
42. Antoni T., Apel W.D., Badea A.F. et al. (KASCADE Collaboration) // Astropart. Phys. 2005. V. 24. P. 1.

Features of the energy spectra of primary and secondary cosmic rays nuclei: consistent astrophysical interpretation

A. A. Lagutin^{a,*}, N. V. Volkov^a

^aAltai State University, Barnaul, 656049 Russia

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

A scenario that makes it possible to give a self-consistent explanation of the main features of the energy spectra of primary and secondary cosmic rays nuclei, established in the last decade in experiments, is discussed. New results of calculations of H and He spectra and also spectra of main groups of nuclei are presented.

УДК 524.1

О ВОЗМОЖНОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ КОЛЕНА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВБЛИЗИ 10 ТВ КАК ВКЛАДА ОДНОГО БЛИЗКОГО ИСТОЧНИКА

© 2021 г. И. А. Кудряшов^{1, *}, И. М. Ковалев¹, А. А. Курганов¹, Ф. К. Гасратов²,
В. В. Латонов³, В. Д. Юровский², А. Д. Панов¹, А. Н. Турундаевский¹

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

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

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
механико-математический факультет, Москва, Россия

*E-mail: ilya.kudryashov.85@gmail.com

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Рассматривается описание неоднородности спектра космических лучей в области 10 ТВ (малое колено), наблюдаемой в данных некоторых прямых экспериментов космических лучей, в терминах изотропной диффузии от одиночного близкого источника. Показано, что такое описание возможно, найдена область возможной локализации источника в пространстве и времени и его энергетика.

DOI: 10.31857/S0367676521040207

ВВЕДЕНИЕ

Результаты некоторых экспериментов физики космических лучей (КЛ) [1–3] свидетельствуют об изменении показателя спектра КЛ в районе магнитной жесткости частиц 10 ТВ (для определенности назовем это явление малым коленом). Данные прямого космического эксперимента НУКЛОН [1] позволяют разрешить поэлементную структуру малого колена для каждого из обильных первичных компонент КЛ и показывают, что излом имеет место вблизи одной и той же магнитной жесткости 10 ТВ для всех обильных ядер, независимо от Z .

Такая неоднородность в регулярном спектре КЛ может быть объяснена несколькими причинами: механизмами рождения КЛ (например, предел ускорения в оболочках сверхновых определенного типа), механизмами распространения или вкладом в поток КЛ одиночного близкого источника [4]. Значительная резкость излома в терминах спектров магнитной жесткости [1, 3] является косвенным указанием на то, что малое колено определяется пределом ускорения КЛ в одиночном близком источнике типа остатка сверхновой. Если бы это был вклад нескольких источников, то трудно было бы ожидать столь резкого излома. Поэтому в настоящей статье изучается возможность объяс-

нения малого колена космических лучей вкладом единственного близкого источника.

Для проверки этой гипотезы была разработана математическая модель описания спектральных особенностей космических лучей в терминах диффузии от близкого источника, впервые предложенная Ерлыкиным и Вольфендейлом [5].

Авторами проведена аппроксимация свободных параметров модели по экспериментальным данным и построены области параметров для допустимого и наиболее вероятного единичного источника. Существенным отличием от предыдущих работ этого типа, имеющих отношение к большому колену космических лучей Куликова–Христиансена вблизи 3 ПэВ по энергии на частицу, является наблюдение малого колена не только в суммарном спектре всех частиц, но и в спектрах отдельных обильных ядер. То есть мы имеем дело с гораздо более детальной информацией, чем это сейчас доступно для 3 ПэВ – колена КЛ.

РАССЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Математическая модель ожидаемого потока строилась как сумма вклада близкого источника и галактического фона КЛ:

$$F_{\text{summ}} = F_{\text{bgr}}(R) + F_{\text{star}}(R).$$

В качестве галактического фона был выбран степенной спектр $F = a_0 R^{-\gamma}$, где параметры a_0 и γ для каждого ядра КЛ соответствуют наклонам спектров, измеренным в диапазоне 50 ГВ–3000 ГВ по данным экспериментов НУКЛОН [1], AMS-2 [6] и ATIC [7].

Вклад близкого источника рассчитывался путем решения уравнения диффузии в приближении источника-вспышки (мгновенного во времени и точечного в пространстве). Это приближение хорошо описывает пространственную локализацию источников типа остатков сверхновых, так как расстояния до таких источников много больше их размеров. Приближение хорошо работает для относительно старых источников космических лучей (десять и более тысяч лет), но может давать лишь качественно верную картину для более молодых остатков сверхновых.

Спектр в источнике задается двойным степенным законом с изломом и гладкой сшивкой двух степенных спектров в точке излома [8]:

$$Q(R, t, r) = R^{-\gamma_0} (1 + (R/R_{ref})^{\omega_0})^{-\delta\gamma_0/\omega_0} dR,$$

где R – магнитная жесткость, γ_0 – показатель спектра до излома, $\delta\gamma$ – разница в показателях спектров до и после излома, ω_0 – коэффициент сглаживания излома, R_{ref} – положение излома с показателем $\gamma = 2$ и $\delta\gamma = 3$. Предполагается, что форма спектров одинакова для всех компонент КЛ и для различных компонент КЛ различается лишь интегральная интенсивность.

Уравнение диффузии для близкого источника имеет вид:

$$\partial N/\partial t - \nabla(D\nabla N) = Q(R, t, r), \quad (1)$$

где N – концентрация КЛ, Q – функция источника, D – коэффициент диффузии, вычисляемый по формуле:

$$D_{xx}[R] = D_{xx0} (R/R_0)^\delta,$$

где $D_{xx0} = 4.3 \cdot 10^{28} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ и $\delta = 0.395$ и $R_0 = 4.5 \text{ ГВ}$ – параметры, взятые из работы [9].

Так как поток мгновенного точечного источника с определенной магнитной жесткостью выражается просто функцией Грина уравнения диффузии, то поток космических лучей F , удовлетворяющий уравнению (1) для точечного источника в приближении мгновенной вспышки со спектром $Q(R)$, вычисляется как:

$$F(R, t, r) = (c/4\pi)G(R, t, r)Q(R),$$

где $G(R, t, r)$ – функция Грина для трехмерной диффузии в бесконечном пространстве.

АППРОКСИМАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В работе использованы данные всех прямых экспериментов КЛ, доступные на текущий момент времени в диапазоне энергий от 100 ГэВ до 100 ТэВ: НУКЛОН [1], AMS-02 [6], ATIC [7], CREAM [3], PAMELA [10], CALET [11], DAMPE [12].

Для поиска гипотетического близкого источника, описывающего обсуждаемую неоднородность спектра, необходимо оптимизировать его параметры по положению в пространстве, возрасту, энергии взрыва (в предположении, что источник КЛ – остаток сверхновой). Для поиска оптимальных возраста и расстояния до источника $\{t, r\}$ проводилась минимизация функционала:

$$\chi^2 = \sum [(f_i^{mod} - F_i)/\sigma_i]^2,$$

где f_i^{mod} – вклады модельных спектров, F_i – точки экспериментальных спектров, σ_i – соответствующие экспериментальные ошибки; суммирование проводится по всем доступным экспериментальным точкам i различных Z -спектров различных экспериментов. Иными словами, оптимизация проводится по всем доступным прямым экспериментам сразу с учетом наличия информации по отдельным ядрам.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для каждой точки пространства $\{t, r\}$ минимизировалось значение χ^2 по параметрам энергии и химического состава источника. Полученная поверхность $\chi^2(t, r)$ имеет сложную форму с выраженной областью минимума.

Допустимой считается область пространства $\{t, r\}$ с потребной энергетикой источника $W < 10^{51}$ эрг, так как мощность взрыва сверхновой по современному представлению [13] не превышает это значение. В расчетах предполагалось, что в энергию космических лучей уходит одна десятая часть полной энергии взрыва.

На рис. 1 показана карта линий уровня χ^2 (на одну степень свободы), где величина χ^2 передана также и в цветовой шкале. Оптимальное значение χ^2 заметно больше единицы в основном по той причине, что разные экспериментальные данные не очень хорошо соответствуют друг другу, поэтому хорошо оптимизировать данные всех экспериментов одновременно невозможно. Нижняя извилистая линия соответствует уровню энергии $W = 10^{50}$ эрг, средняя – уровню $W = 10^{51}$ эрг, верхняя – $W = 10^{52}$ эрг.

Оптимальное положение источника в пространстве $\{t, r\}$ (область минимума χ^2) соответствует области 0.2–0.3 кпс и возрасту от 7 до 10 килолет. Энер-

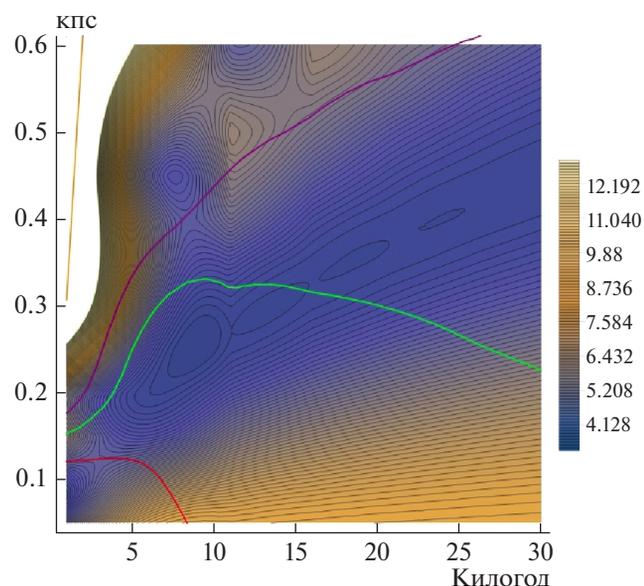


Рис. 1. Карта линий уровня функции χ^2 на одну степень свободы. Величина χ^2 передана также в цветовой шкале.

гия источника находится между 10^{50} и 10^{51} эрг. Ожидаемые спектры, соответствующие источнику 10 килолет, 0.3 кпс, вместе с некоторыми экспериментальными данными, использованными в анализе, показаны на рис. 2.

На данном этапе мы не обсуждаем вклад близкого источника в анизотропию ГКЛ, так как это довольно сложный вопрос, требующий специального анализа. Данный вклад будет зависеть от суперпозиции положения источника и направления локального межзвездного магнитного поля (так как локальный тензор диффузии существенно анизотропен ($D_{\parallel}/D_{\perp} > 10$) [14] и может варьироваться в широких пределах [15, 16]). Модель диффузионного транспорта с учетом изменения соотношения компонентов тензора локальной $D_{\parallel}/D_{\perp} > 10$ и глобальной диффузии $D_{\parallel}/D_{\perp} \sim 2$ [17] будет рассмотрена в следующих публикациях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для объяснения природы малого колена КЛ, в работе предложена модель вклада одиночного точечного источника-вспышки в фоновый спектр КЛ в приближении диффузии без энергетических потерь и фрагментации. Модель демонстрирует разумное согласие с экспериментальными данными при разумной энергетике источника до 10^{51} эрг и предсказывает наиболее вероятную область существования такого гипотетического источника на расстоянии 0.2–0.3 кПа от Земли с возрастом от 7 до 10 килолет. Надо отметить, что оптимальный источник получается довольно молодым, поэтому приближение источника-вспышки для его описания является не очень точ-

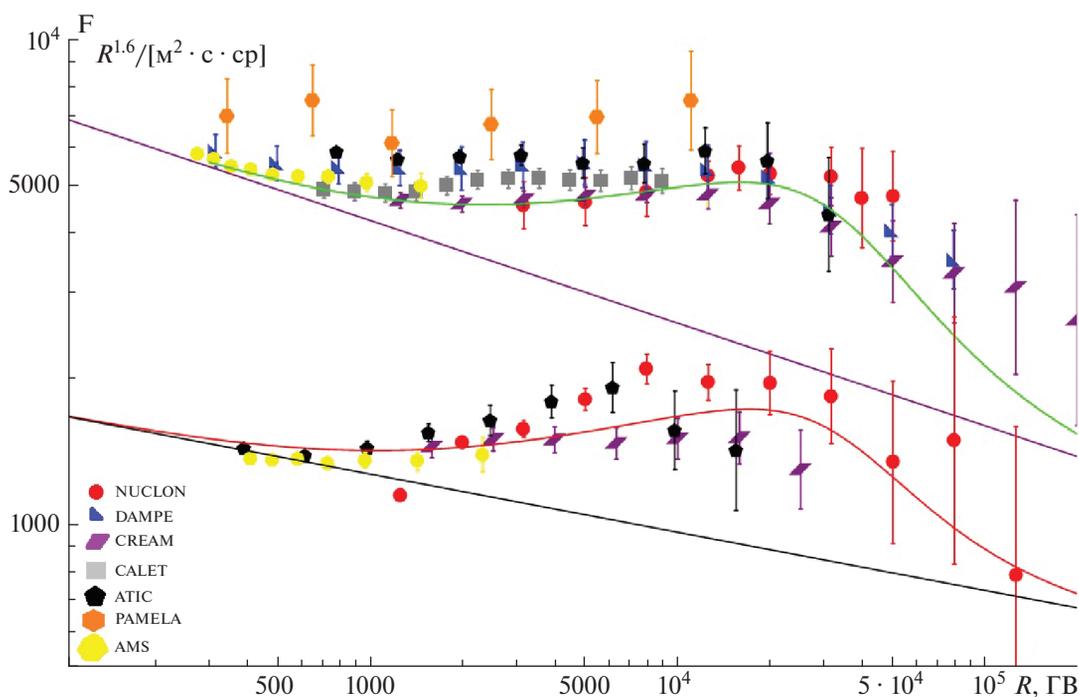


Рис. 2. Спектры водорода и гелия, получаемые в модели для источника с возрастом 10 килолет, на расстоянии 0.3 кпс, вместе с экспериментальными данными, использованными для аппроксимации.

ным. Поэтому представленные результаты следует считать предварительными, и в последующей работе мы предполагаем включить в анализ развитие источника во времени. Таким образом, в работе продемонстрировано, что объяснение нового колена КЛ вблизи 10 ТВ по магнитной жесткости (малого колена) вкладом единственного остатка близкой сверхновой в наблюдаемые потоки космических лучей возможно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Atkin E., Bulatov V., Dorokhov V. et al.* // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 1. С. 5; *Atkin E., Bulatov V., Dorokhov V. et al.* // JETP Lett. 2018. V. 108. No. 1. P. 513.
2. *Alfaro R. et al. (HAWC Collaboration)* // Phys. Rev. D. 2017. V. 96. Art. No. 122001.
3. *Yoon Y.S., Anderson T., Barrau A. et al.* // arXiv: 1704.02512. 2017.
4. *Guo Y.Q., Yuan Q.* // Chin. Phys. C. 2018. V. 42. No. 7. Art. No. 075103.
5. *Erlykin A.D., Wolfendale A.W.* // J. Phys. G. 1997. V. 23. P. 9.
6. *Aguilar M.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. No. 17. Art. No. 171103.
7. *Панов А.Д., Адамс Д.Х., мл., Ан Х.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 5. С. 602; *Panov A.D., Adams J.H., Ahn H.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 5. P. 564.
8. *Hörandel J.R.* // Astropart. Phys. 2003. V. 19. P. 193.
9. *Boschini M.J., Della Torre S., Gervasi M. et al.* // Astropart. Phys. 2017. V. 840. No. 2. P. 115.
10. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A.* // Astrophys. J. 2013. V. 765. No. 2. P. 91.
11. *Adriani O. et al. (CALET Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. No. 18. Art. No. 181102.
12. *DAMPE Collaboration* // Nature. 2017. V. 552. No. 7683. P. 63.
13. *Иуханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.* Нуклеосинтез во Вселенной. (Основные этапы развития Вселенной от момента Большого Взрыва). М.: URSS, 2019.
14. *Giacinti G., Kachelrieß M., Semikoz D.V.* // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2018. V. 2018. No. 7. Art. No. 051.
15. *Becker Tjus J., Merten L.* // Phys. Rep. 2020. V. 872. P. 1.
16. *Casse F., Lemoine M., Pelletier G.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. No. 2. Art. No. 023002.
17. *Гунзбург В.Л.* Астрофизика космических лучей. М.: Наука, 1990.

About the possibility of interpreting the knee of cosmic rays near 10 TV as a contribution of one close source

I. A. Kudryashov^{a,*}, I. M. Kovalev^a, A. A. Kurganov^a, F. K. Gasratov^a, V. V. Latonov^a, V. D. Yurovskiy^a, A. D. Panov^a, A. N. Turundaevskiy^a

^aMoscow State University, Moscow, 119991 Russia

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

We discuss the description of the inhomogeneity of the spectrum of cosmic rays in the region of 10 TV (small knee), observed in the data of some direct experiments of cosmic rays, in terms of isotropic diffusion from a single close source. It is shown that such a description is possible, the area of possible localization of the source in space and time and its energy are found.

УДК 53.043

ПАКЕТ ПРОГРАММ ДЛЯ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ ТРАЕКТОРИИ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА PAMELA

© 2021 г. В. С. Голубков¹, *, А. Г. Майоров¹

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

*E-mail: vlad10433@mail.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Представлен пакет программ, созданный для численных расчетов траектории частиц в магнитосфере Земли, и приводятся примеры его применения для обработки данных эксперимента PAMELA. Для решения уравнения движения реализован метод частица-в-ячейке по схеме Бунемана–Бориса. Проведено сравнение метода с другими методами расчета, часто используемыми для моделирования движения заряженных частиц в электромагнитных полях. Пакет программ протестирован путем воспроизведения известных эффектов физики космических лучей в магнитосфере.

DOI: 10.31857/S0367676521040128

ВВЕДЕНИЕ

Сегодня существует необходимость изучения механизмов проникновения заряженных частиц в околоземное пространство, их движения, включая захват в радиационные пояса, формирования химического состава вторичной компоненты космических лучей и ее энергетического спектра. Для этого необходимы прецизионные экспериментальные данные о потоках частиц в околоземном пространстве и численный расчет траекторий их движения в магнитосфере [1].

На данный момент существуют различные пакеты программ, выполняющие подобную трассировку частиц космических лучей [2–5]. В рамках данной работы создан пакет программ для численных расчетов траектории частиц в магнитосфере Земли с использованием подхода частица-в-ячейке по схеме Бунемана–Бориса. Она реализована по такому принципу, который сохраняет кинетическую энергию частицы при вращательном движении в магнитном поле, тем самым повышая точность и устойчивость метода.

МЕТОД БУНЕМАНА–БОРИСА

Численные методы решения уравнений движения частицы в электромагнитном поле являются неустойчивыми, если размер шага не принимается чрезвычайно малым. Поэтому встает вопрос о точности методов решения. На данный момент существует множество различных подхо-

дов к численному решению обыкновенных дифференциальных уравнений. Наиболее часто используемыми среди них являются: метод Рунге–Кутта, leapfrog, метод Адамса–Башфорта и др. Также существует метод частица-в-ячейке, который применяется для восстановления траектории заряженных частиц в электромагнитных полях. Существует несколько реализаций метода [6]: простая реализация, неявный и явный методы Тадзимы, схема Бунемана–Бориса.

Схема Бунемана–Бориса

В 1970 г. Борис [7, 8] предложил способ, который сейчас известен достаточно широко, являясь стандартом для моделирования движения частиц в плазме. В схеме Бунемана–Бориса применяется метод Бориса, а при помощи алгоритма Бунемана выполняется вращение частицы с сохранением ее энергии. В статье [9] указано подробное описание схемы с включением релятивистских поправок. На рис. 1 показана траектория частицы, восстановленная с помощью расчетов с применением методов Рунге–Кутта 4-го порядка, leapfrog и схемы Бунемана–Бориса. При этом использовались одинаковые начальные условия и временной шаг. Как следует из рисунка, решение по схеме Бунемана–Бориса совпадает с аналитическим решением, а разница между восстановленной методом Рунге–Кутта 4-го порядка и leapfrog траекторией и аналитическим решением увеличивается с

ростом количества итераций. При одном и том же шаге метод Бунемана–Бориса дает более высокую точность, чем другие.

Отметим, что в статье [10] рассматриваются различные методы решения уравнения движения частицы, в том числе сравнивается их быстродействие; показано, что схема Бориса является наиболее быстрой. Проведенные в рамках данной работы расчеты показывают, что используемая схема Бунемана–Бориса обладает схожим быстродействием при сохранении кинетической энергии. Это дает возможность применять реализуемый метод к большому объему экспериментальных данных. Однако используемый в работе метод ранее для задачи восстановления траектории частиц в магнитосфере Земли не применялся.

ПРИМЕНЕНИЕ И ПРОВЕРКА МЕТОДА ДЛЯ РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Для описания магнитного поля магнитосферы в пакет программ введены модели IGRF-12 [11] и Цыганенко (1996) [12].

Для проверки реализуемого метода воспроизведены известные эффекты захвата частицы под разными питч-углами и восточно-западной асимметрии, смоделирована траектория частицы в прямом и античастицы в обратном направлении. Также проверено сохранение первого и второго адиабатических инвариантов для длительного движения захваченной частицы в радиационном поясе Земли. Для протона, захваченного в области внутреннего радиационного пояса на протяжении полного оборота вокруг планеты первый и второй инварианты в среднем сохраняются в течение всего пути частицы, отклоняясь от среднего значения не более, чем на 5 и 1 процентов соответственно.

ПРИМЕНЕНИЕ К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Реализованная схема Бунеман–Борис применена к анализу данных эксперимента PAMELA [13]: проведена процедура “бэктрейсинга”, т.е. восстановления траектории попавшей в прибор частицы путем зеркального отображения ее направления прилета и переопределения частицы на античастицу.

Проведен отбор событий, зарегистрированных магнитным спектрометром эксперимента PAMELA, проводившим измерение направленных потоков различных частиц космических лучей с энергиями от 100 МэВ до ~1 ТэВ в околоземном пространстве с 2006 по 2016 годы.

Отобраны события, соответствующие протонам с различными жесткостями в области Бразильской магнитной аномалии (при магнитной

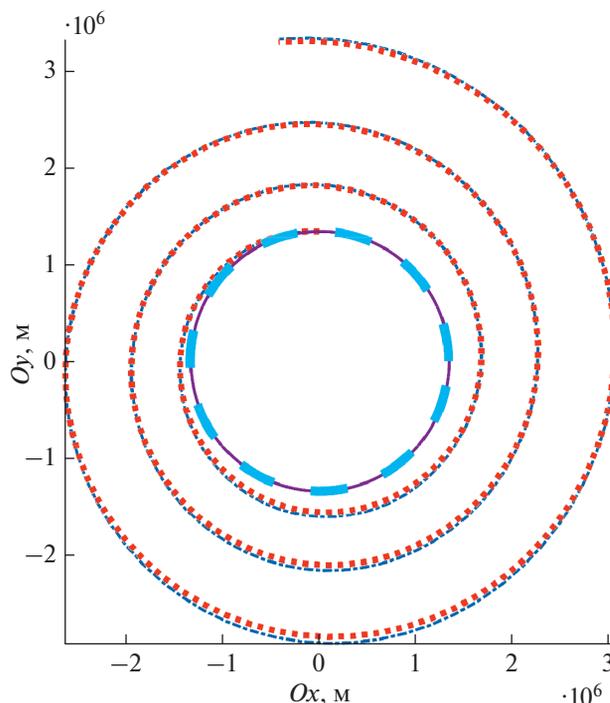


Рис. 1. Траектория протона с начальной энергией 100 МэВ в постоянном однородном магнитном поле 1 мкТл в плоскости, перпендикулярной к полю. Пунктиром показано аналитическое решение, сплошным – траектория по схеме Бунеман–Борис, многоточием – Рунге–Кутта 4-го порядка, “точкой-тире” – leapfrog.

индукции $B < 0.2$ Гс в точке наблюдения) и восстановлены их траектории (рис. 2а и 2б).

На рис. 2а показаны примеры траекторий протонов с жесткостями $R > 6$ ГВ. Расчет производился до момента вылета частицы на расстояния более 5 земных радиусов. Как видно из рисунка, все протоны пришли из межпланетного пространства, то есть, согласно расчету, их можно отнести к галактическим космическим лучам.

На рис. 2б показаны примеры траекторий протонов с жесткостями $3 < R < 5$ ГВ в той же области пространства и восстановлены их траектории до момента падения на поверхность планеты или вылета на расстояния более 5 земных радиусов. Как видно из рисунка, все частицы “упали” на поверхность Земли, что свидетельствует о их вторичном происхождении. Основываясь на вычисленном времени жизни, можно сделать вывод, что эти частицы составляют альбедную компоненту космических лучей.

Протоны в диапазоне жесткостей $0.5 < R < 3$ ГВ преимущественно осуществляли длительное движение в магнитном поле Земли, многократно совершая обороты вокруг планеты вследствие долгого дрейфа. Такие частицы относятся к захваченной компоненте космических лучей.

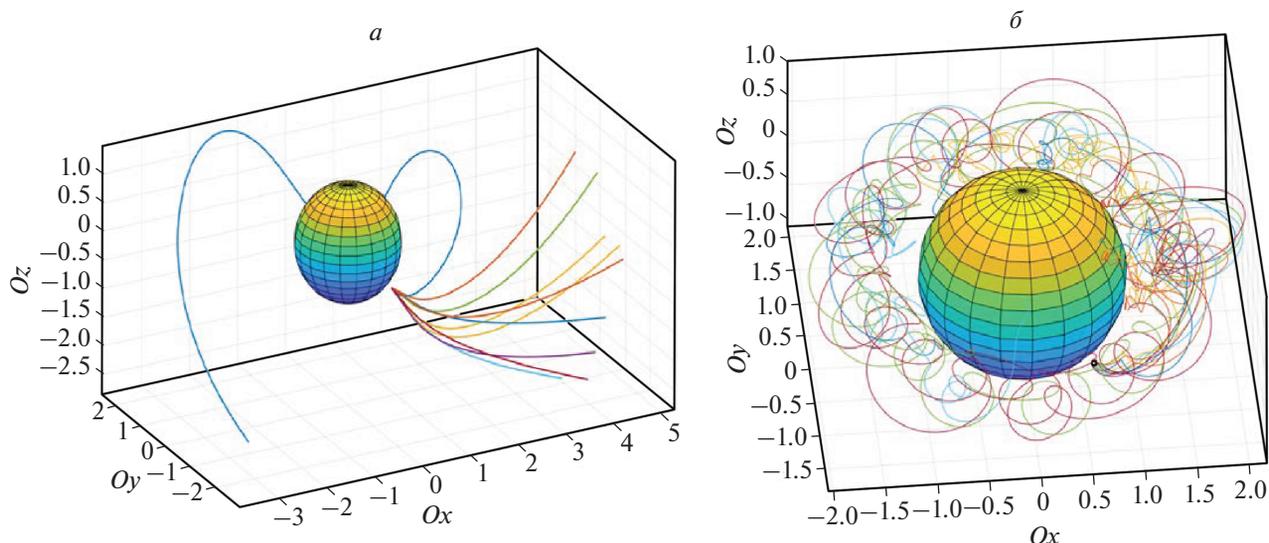


Рис. 2. Траектории некоторых протонов из данных эксперимента PAMELA с жесткостями больше 6 ГВ. Размерность осей указана в радиусах Земли. Оси указаны в геоцентрической системе координат (а). Траектории некоторых протонов из данных эксперимента PAMELA с жесткостями от 3 до 5 ГВ. Черным кружком обозначено место регистрации частиц. Размерность осей указана в радиусах Земли. Оси указаны в геоцентрической системе координат (б).

В результате дальнейшего анализа с помощью реализованного алгоритма будут исследоваться механизмы проникновения космических лучей в магнитосферу Земли, энергетическая граница захвата частиц, механизмы удержания частиц и наполнение радиационных поясов и др.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-10161).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kovtyukh A.S.* // Space Sci. Rev. 2018. V. 214. Art. No. 124.
2. *Ozturk M.K.* // Amer. J. Phys. 2012. V. 80. Art. No. 420.
3. *Ming-Huey A. Huang, Shih-Chang Lee et al.* // Chin. J. Phys. 2001. V. 39. Art. No. 1.
4. *Smart D.F., Shea M.A., Fluckiger E.O.* // Space Sci. Rev. 2000. V. 93. Art. No. 305.
5. *Bobik P., Boschini M., Grandi D. et al.* // Geophys. Monogr. Ser. 2005. V. 155. P. 301.
6. <https://www.particlein-cell.com/2011/vxb-rotation>.
7. *Boris J.P.* // Technical Report. MATT-152. Princeton: Plasma Physics Laboratory, Princeton University, 1970.
8. *Boris J.P.* // Proc. 4th Conf. Num. Sim. Plasmas. (Washington, 1971). P. 3.
9. *Vay J.L.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. Art. No. 056701.
10. *Hann-Shin M., Wirz R.E.* // 42nd AIAA Plasma Dynamics and Lasers Conference. (Honolulu, 2011). Art. No. 3739.
11. <https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>.
12. *Tsyganenko N.A., Stern D.P.* // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. No. A12. P. 27187.
13. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // Riv. Nuovo. Cim. 2017. V. 40. No. 10. P. 473.

A software for numerical calculations of the trajectory of particles in the Earth's magnetosphere and its application for data processing of the PAMELA experiment

V. S. Golubkov^{a,*}, A. G. Mayorov^a

^aNational Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: vlad10433@mail.ru

We present a software package created for numerical calculations of the trajectory of particles in the Earth's magnetosphere and gives examples of its application for processing the data of the PAMELA experiment. To solve the equation of motion, the particle-in-cell method was implemented according to the Buneman-Boris scheme. The method is compared with other calculation methods often used to simulate the motion of charged particles in electromagnetic fields. The software package was tested by reproducing known effects, and also used to reconstruct the particle trajectories recorded by the magnetic spectrometer of the PAMELA experiment.

УДК 524.1

МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ НАПРАВЛЕННЫХ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

© 2021 г. В. В. Малахов¹, *, А. Г. Майоров¹

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

*E-mail: vvmalakhov@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Разработан метод расчета направленных потоков заряженных частиц в различных областях околоземного пространства в условиях резкой анизотропии потока. Метод применим для спектрометров-телескопов с позиционно чувствительными детекторами, позволяющими восстанавливать направление прилета регистрируемой частицы.

DOI: 10.31857/S0367676521040220

ВВЕДЕНИЕ

Измерение направленного потока заряженных частиц телескопами частиц в околоземном пространстве в условиях ярко выраженной анизотропии сопряжено с рядом трудностей. Прежде всего, это обусловлено необходимостью вычисления светосилы прибора, для чего нужно знать форму углового распределения потоков. Во-вторых, прибор, движущийся в околоземном пространстве, непрерывно меняет свою ориентацию относительно анизотропного потока, из-за чего требуется рассчитывать светосилу по отношению к регистрации частиц с разным угловым распределением в пределах области обзора телескопа. В [1] описывается метод расчета направленного потока простыми детекторами, не способными восстанавливать направление прилета регистрируемых частиц. Кроме этого, в статье подробно описаны все сложности таких измерений. В работе [2] при измерении потоков протонов во внутреннем радиационном поясе Земли в эксперименте PAMELA [3] задача решается “в лоб”, а именно, моделируются все возможные ориентации космического аппарата относительно вектора магнитного поля. Такой способ является ресурсозатратным и требует наличия хотя бы минимального представления о форме углового распределения. Также в космических измерениях может использоваться метод бутстрапа [4].

В данной работе рассматривается методика вычисления направленного потока в общем случае в условиях любой формы углового распределения анизотропного потока, которая применима в первую очередь к измерениям с использованием спектрометров-телескопов, способных восстано-

вливать направление прилета частицы с точностью, превышающей точность угла раствора телескопа, таких как PAMELA или AMS-02 [5].

ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Общие положения

Основная идея метода состоит в разбиении области обзора спектрометра-телескопа на отдельные сегменты, так чтобы образовался набор “виртуальных” узконаправленных сегментов телескопа (ВУСТ), характеризующихся общим набором детекторов и общей эффективной площадью ΔS , но разными направлением, углом и областью обзора (см. рис. 1). Каждый из ВУСТ регистрирует свою часть анизотропного потока. В свою очередь область анизотропии также разбивается на сегменты, каждый из которых должен соответствовать области, которую в данный момент времени наблюдает один из ВУСТ. Разбиение области анизотропии на сегменты уместно проводить таким образом, чтобы распределение интенсивности потока внутри него было наиболее близко к изотропному. При таком подходе вместо расчета характеристик (главным образом светосилы) всего прибора по отношению к анизотропному потоку задача сводится к вычислению характеристик каждого “виртуального” телескопа по отношению либо к изотропному потоку, либо к направленному потоку, описываемому простой линейной функцией. Такой подход упрощает расчет эффективности и светосилы спектрометра и снижает неопределенность, связанную с неизвестностью истинного углового распределения анизотропного потока. Сегментация спектрометра также позволяет ре-

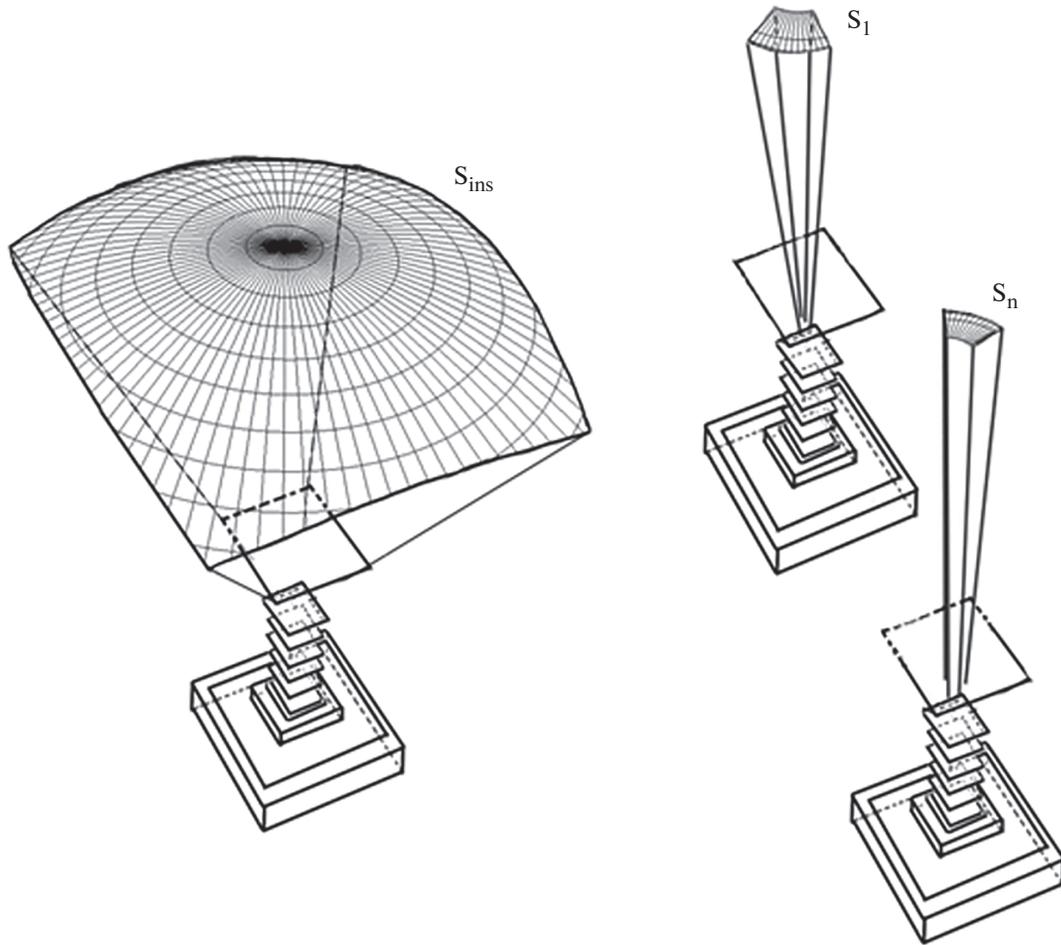


Рис. 1. Разбиение области обзора спектрометра на “виртуальные” узконаправленные сегменты телескопа (ВУПТ) S_i .

шить проблему изменяющейся ориентации прибора по отношению к области анизотропного потока: каждый отдельный ВУСТ в каждый момент времени регистрирует близкий к изотропному поток из разных областей анизотропного потока. Однако справедливо и противоположное: каждый сегмент карты углового распределения анизотропного потока в разные моменты времени наблюдается разными сегментами спектрометра. На рис. 2 изображены сегменты анизотропного потока соответствующие пичч-углам от ϑ_{ci-1} до ϑ_{ci+1} , накладывающиеся на полную область обзора спектрометра. В самом общем случае, учитывая, что эффективность каждого сегмента σ_i телескопа может меняться со временем и меняться по-разному, вычислить интенсивность направленного потока в нем можно по формуле:

$$\begin{aligned}
 J_{\sigma i} &= \sum_{j=1}^{N_T} \sum_{k=1}^{M_j} \frac{n_{jk}}{\Delta S \Delta E \Delta \Omega_j \Delta t_{jk} \epsilon_{ijk}} = \\
 &= \frac{1}{\Delta S \Delta E} \sum_{j=1}^{N_T} \sum_{k=1}^{M_j} \frac{n_j}{\Delta \Omega_j \Delta t_{jk} \epsilon_{ijk}}.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Если эту величину выразить через светосилу Γ_{ijk} , то получается:

$$J_{\sigma i} = \frac{1}{\Delta E} \sum_{j=1}^{N_T} \sum_{k=1}^{M_j} \frac{n_j}{\Delta t_{jk} \Gamma_{ijk}}.
 \tag{2}$$

Здесь N_T – число “виртуальных” сегментов спектрометра, ΔS – эффективная площадь (см^2), ΔE – диапазон энергий (ГэВ/нуклон), M_j – число отрезков времени, характеризуемых одинаковой эффективностью j -го “сегмента”, n_{jk} – число событий, зарегистрированных j -ым телескопом в течении k -го отрезка времени, $\Delta \Omega_j$ – телесный угол j -го телескопа, Δt_{jk} – длительность k -го интервала времени, в течении которого j -й телескоп наблюдал сегмент σ_i , ϵ_{ijk} – эффективность j -о телескопа по отношению к регистрации потока из сегмента σ_i в течении k -го отрезка времени.

Эффективность ϵ_{ijk} , которая в данном случае включает в себя как эффективность непосредственно прибора и отдельных его детекторов, так и эффективность примененного отбора событий,

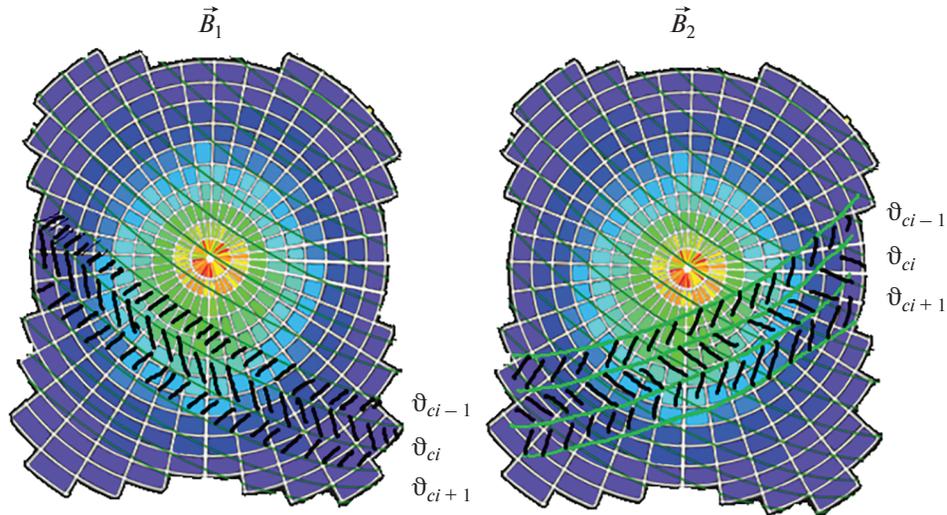


Рис. 2. Сегменты анизотропного потока в радиационном поясе Земли, соответствующие питч-углам от ϑ_{ci-1} до ϑ_{ci+1} , наложенные на полную область обзора спектрометра, при двух разных ориентациях космического аппарата относительно вектора магнитного поля \vec{B} . Область обзора спектрометра разбита на сегменты, соответствующие разным ВУРТ, цвет характеризует эффективность каждого “виртуального” телескопа.

может быть вычислена методом Монте-Карло. При вышеописанном подходе в первой итерации (итерационный подход в рамках рассматриваемого метода описан ниже) допустимо моделирование прохождения через прибор изотропного потока изучаемых частиц. При этом для каждого “виртуального” телескопа T_i в идеальном случае (т.е. при эффективности равной 1) число регистрируемых событий будет равно $n_i \int_{\Omega} \cos \vartheta d\omega dS$ [5]. Если предположить, что в моделировании Монте-Карло события разыгрываются по полусфере, то полное число “брошенных” частиц будет равно $N_{SS}\pi S$, где S – эффективная площадь (см^2). Тогда из соотношения

$$\frac{N_{SS}}{\pi} = \frac{n_i}{\int_{\Omega_i} \cos \vartheta d\omega \varepsilon_{ij}} \quad (3)$$

получаем выражение для эффективности i -го телескопа по отношению к регистрации j -го сегмента анизотропного потока ε_{ij} и соответствующую светосилу Γ_{ij} :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{n_i \pi}{N_{SS} \int_{\Omega_i} \cos \vartheta d\omega} \quad (4)$$

$$\Gamma_{ij} = \Delta S \pi \frac{n_i}{N_{SS}} \quad (5)$$

Итерационная процедура

Очевидно, что первоначальное допущение об изотропности потока в моделировании приводит к неточности в вычислении эффективности и светосилы ВУСТ. Степень этой неточности зависит в первую очередь от естественных ограничений, накладываемых на размер сегмента обзора, а также от того насколько оптимально или не оптимально выбрано первоначальное разделение исследуемой области анизотропного потока на сегменты. В самом общем случае, когда истинная форма углового распределения потока неизвестна, первая итерация позволяет ее установить и провести изолинии, которые могут стать основой для нового разбиения исследуемой области на новые сегменты, распределение потока в которых будет более приближено к изотропному. При второй и последующих итерациях может изменяться не только структура разбиения на сегменты, но и распределение по интенсивности потока внутри сегмента. В этом случае зависимость интенсивности внутри сегмента можно свести к линейной зависимости вдоль определенного выделенного направления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная методика позволяет восстанавливать направленные потоки в условиях анизотропии при измерении направленного потока спектрометрами с позиционно-чувствительными

детекторами, позволяющими измерять направление прилета заряженной частицы.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-10161).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Huston S.L., Cantwell D., Dorman P., Carsten J.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2007. V. 54. No. 6. P. 1990.
2. *Adriani O., Barbarino G., Bazilevskaya G.A. et al.* // Astrophys. J. Lett. 2015. V. 799. No. 1. Art. No. L4.
3. *Picozza P., Galper A.M., Castellini G.* // Astropart. Phys. 2007. V. 27. P. 296.
4. *Karelin A.V., Voronov S.A., Malakhov V.V.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798. Art. No. 012023.
5. *Ting S.* // Nucl. Phys. D. 2013. V. 243–244. P. 12.
6. *Sullivan J.D.* // Nucl. Instrum. Meth. 1971. V. 95. P. 5.

Methodology of directional flux calculation in the near-Earth space

V. V. Malakhov^{a, *}, A. G. Mayorov^a

^aNational Research Nuclear University “Mephi”, Moscow, 115409 Russia

*e-mail: vvmalakhov@mephi.ru

A methodology for calculation of the directional flux of charged particles in the near-Earth space under conditions of high anisotropy of the flux was developed. The methodology is applicable for the telescope type spectrometers capable of measuring the direction of the incident particle flight.

УДК 551.593

ЭКСПЕРИМЕНТ “УФ АТМОСФЕРА” (MINI-EUSO) – ШИРОКОУГОЛЬНЫЙ ЛИНЗОВЫЙ ТЕЛЕСКОП НА БОРТУ МКС

© 2021 г. П. А. Климов* от имени коллаборации JEM-EUSO

*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: pavel.klimov@gmail.com*

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

В 2019 г. на борт международной космической станции был доставлен детектор Mini-EUSO в рамках космического эксперимента “УФ атмосфера”. Прибор разработан и изготовлен международной коллаборацией JEM-EUSO и является полноценным прототипом флуоресцентного орбитального детектора космических лучей предельно высоких энергий K-EUSO. За год работы аппаратуры на МКС было проведено 26 сеансов эксперимента. Проведена регистрация медленных вариаций УФ свечения: облачного покрова и антропогенных источников, молниевых разрядов и транзиентных высоко атмосферных явлений грозового происхождения, метеоров. Зарегистрирован ряд необычных УФ вспышек длительностью около 150 мкс, природа которых не ясна на данный момент.

DOI: 10.31857/S0367676521040177

ВВЕДЕНИЕ

Международная коллаборация JEM-EUSO реализует программу по созданию орбитальной обсерватории космических лучей предельно высоких энергий (КЛ ПВЭ, $E > 50 \text{ ЭэВ} = 5 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$) [1]. Регистрация частиц происходит посредством измерения флуоресцентного свечения широкого атмосферного ливня (ШАЛ) широкоугольным телескопом с большой площадью входного окна, расположенном на искусственном спутнике Земли [2]. Ввиду сложной методики эксперимента и особенностей измерений в условиях сильно переменного УФ фона разработка ведется поэтапно, путем создания и испытания целого ряда прототипов [3–5].

Для измерения УФ фона ночной атмосферы и отработки технологии создания оптической системы, электроники детектора и проверки их работоспособности в условиях космического полета, в 2014 г. был предложен уменьшенный вариант линзового телескопа “УФ атмосфера” (Mini-EUSO). Научная аппаратура “УФ атмосфера” разработана и изготовлена в рамках Соглашения между Госкорпорацией по космической деятельности Роскосмос и Итальянским космическим агентством. 27 августа 2019 г. детектор был доставлен на борт МКС, а первый сеанс работы состоялся 7 октября 2019 г.

В данной статье приведено краткое описание аппаратуры и примеры первых измерений квазистационарного УФ свечения и быстрых (транзиентных) событий.

ОПИСАНИЕ НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ

Эксперимент проводится с помощью широкоугольного детектора (телескопа), установленного через переходное кольцо (адаптер) на иллюминатор № 9 Служебного модуля Российского сегмента МКС. Данный иллюминатор прозрачен в ближнем УФ диапазоне и позволяет проводить наблюдения в надир.

Уникальность прибора “УФ атмосфера” заключается в том, что он одновременно обладает и широким полем зрения ($\pm 20^\circ$), и высокой чувствительностью (площадь входного окна 490 см^2), и высоким временным разрешением (2.5 мкс). В блоке цифровой обработки данных детектора реализована трехуровневая триггерная система, позволяющая параллельно записывать в течение каждых 5-ти секунд наблюдений до 4-х событий с временным разрешением 2.5 мкс и 4-х событий с разрешением 320 мкс, а также вести непрерывную запись в режиме мониторинга с разрешением 40 мс. Первые два режима позволяют отбирать события разной длительности, а третий – регистри-

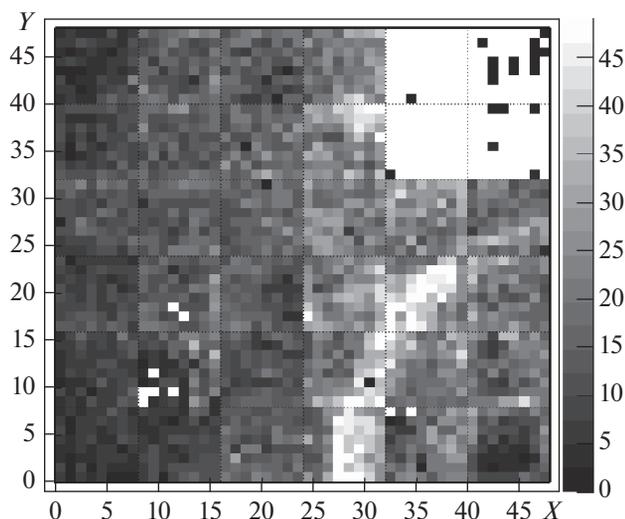


Рис. 1. Транзиентное явление типа “эльф”, зарегистрированное детектором “УФ атмосфера” 5 декабря 2019 г. В одной ячейке детектора (4 МАФЭУ справа сверху сработала защита от мощной засветки).

ровать относительно медленные вариации УФ свечения на протяжении всей траектории движения МКС. Диапазон длин волн, в которых проходят измерения — 300–400 нм, что соответствует области флуоресцентного свечения молекулярного азота. Оптическая схема представляет собой двухлинзовую систему с эффективным фокусным расстоянием 25 см. Обе линзы изготовлены из УФ прозрачного пластика ПММА и выполнены в виде линз Френеля для обеспечения компактности аппаратуры. Матрица фотоприемника представлена 36-ю многоанодными фотоэлектронными умножителями (МАФЭУ) фирмы Hamamatsu. Всего в матрице 2304 регистрирующих канала. МАФЭУ работают в режиме счета фотонов, оцифровка сигнала происходит с помощью специализированных микросхем SPACIROC-3. Пространственное разрешение на поверхности Земли составляет порядка 5 км.

Подробное описание аппаратуры, наземного тестирования и программного обеспечения приведено в [6–8].

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

За первый год работы на борту МКС было проведено 26 сеансов космического эксперимента. Длительность каждого сеанса составляет около 8 часов. Экспозиция детектора определяется только ночной частью траектории МКС, так как на дневной части орбиты происходит автоматическое снятие высокого напряжения с МАФЭУ.

События, зарегистрированные прибором “УФ атмосфера”, можно различить по временным и

пространственным особенностям сигнала. Основные типы наблюдаемых событий, следующие:

1) Квазистационарное свечение поверхности Земли и других, покоящихся относительно нее, светящихся объектов в атмосфере. Это, в первую очередь, районы активной антропогенной деятельности, а также рассеяние света звезд и Луны облаками. Видимое движение данных объектов происходит со скоростью орбитального движения МКС (т.е. ~ 7 км/с). Светящийся объект виден в течение 40 секунд, пока не покинет поле зрения прибора. Свечение городов хорошо идентифицируется по наличию в модуляции сигнала на промышленной частоте 100 Гц (или 120 Гц в зависимости от региона наблюдения).

2) Молнии и высоко атмосферные транзиентные явления — это быстрые процессы в нижней и верхней атмосфере, связанные с грозовой активностью. Причиной возникновения транзиентных свечений в верхней атмосфере являются молниевые разряды облако-земля или между облаками. Отклик атмосферы на эти разряды происходит на высотах порядка 80 км: либо в виде светящегося расширяющегося кольца — так называемого “эльфа”, либо диффузного свечения (гало), либо в виде сложных структур стримерного разряда — “спрайтов”. Пример регистрации события типа “эльф” приведен на рис. 1. Видно яркое расширяющееся во времени со скоростью близкой к скорости света кольцо.

3) За время работы детектора зарегистрировано порядка 1000 медленных треков микрометеоров. Они могут иметь довольно разнообразные формы кривой свечения и амплитуды сигналов, в зависимости от скорости, направления движения и массы. Регистрация треков метеоров производится в режиме с временным разрешением 40 мс.

4) Одним из наиболее частых явлений, вызывающих срабатывание триггерной системы — непосредственное попадание заряженных частиц в детектор, вызывающее черенковское и флуоресцентное свечение в стеклянных частях фотоприемника. Они наблюдаются как яркие и мгновенные (2–3 такта измерения) треки. Аналогичные вспышки наблюдались в детекторе “ТУС” [9].

Интересно отметить, что иногда происходит регистрация вспышек вдали от грозовых областей и антропогенных источников. Длительность сигнала составляет порядка 100–200 мкс, в пространственная форма сигнала говорит о локализации объекта в одном или нескольких соседних пикселях. Пример такого события приведен на рис. 2. Слева показана карта каналов. Яркое пятно с центром в пикселе (31, 36) — интересующее событие, правее — побережье Шри-Ланки. Справа — временной профиль события. Предваритель-

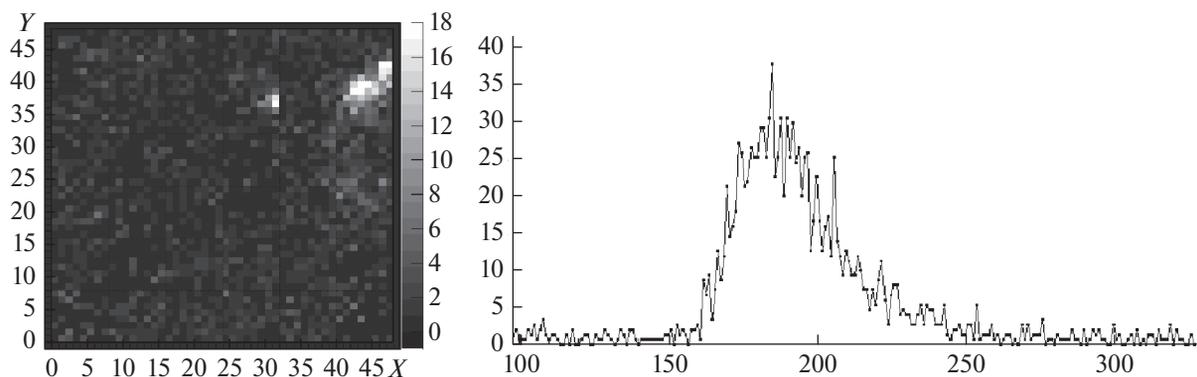


Рис. 2. Слева: карта каналов необычного внегрозового события, зарегистрированного 31.03.2020 в 18:32 UTC. Событие с центром в пикселе (31, 36), яркая область справа – побережье Шри-Ланки. Справа – осциллограмма самого яркого канала.

ный анализ временного смещения пиков сигнала в соседних пикселях говорит о концентрическом расширении области свечения с релятивистской скоростью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С октября 2019 г. на борту МКС работает научная аппаратура “УФ атмосфера”, подготовленная коллаборацией JEM-EUSO в рамках реализации программы по созданию орбитального детектора космических лучей предельно высоких энергий. Проведено 26 сеансов эксперимента. Показана надежность работы аппаратуры и эффективность регистрации явлений разнообразного типа, что является важным шагом при разработке детектора КЛ ПВЭ следующего поколения (проекты K-EUSO, EUSO-SPB2, РОЕММА).

Работа выполнена при финансовой поддержке ГК Роскосмос и при участии коллаборации JEM-EUSO. Статья подготовлена по материалам исследований, выполненных в КЭ “УФ атмосфера” на российском сегменте МКС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ricci M. // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 718. Art. No. 052034.
2. Benson R., Linsley J. // Bull. Amer. Astron. Soc. 1980. V. 12. P. 818.
3. Abdellaoui G., Abe S., Adams J.H. et al. // Astropart. Phys. 2018. V. 102. P. 98.
4. Wiencke L., Olinto A. // Proc. ICRC2017. 2017. V. 301. Art. No. 1097.
5. Klimov P.A., Panasyuk M.I., Khrenov B.A. et al. // Space Sci. Rev. 2017. V. 212. No. 3–4. P. 1687.
6. Capel F., Belov A., Casolino M., Klimov P. // Adv. Space Res. 2018. V. 62. No. 10. P. 2954.
7. Belov A., Bertaina M., Capel F. et al. // Adv. Space Res. 2018. V. 62. No. 10. P. 2966.
8. Capel F., Belov A., Cambie G. et al. // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2019. V. 5. No. 4. P. 1.
9. Климов П.А., Зотов М.Ю., Чирская Н.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 442; Klimov P.A., Zotov M.Yu., Chirskaya N.P. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 407.

UV atmosphere (MINI-EUSO) – wide field of view telescope on board ISS

P. A. Klimov* on behalf of the JEM-EUSO Collaboration

Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia

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

In 2019, the Mini-EUSO detector was delivered on board the International Space Station as part of the UV Atmosphere space experiment. The device was designed and manufactured by the international JEM-EUSO collaboration and is a prototype of the K-EUSO fluorescent orbital ultra-high energy cosmic ray detector. During the year of operation of the equipment on the ISS, 26 sessions of the experiment were carried out. The registration of slow variations of UV luminescence: cloud cover and anthropogenic sources, lightning discharges and transient high atmospheric phenomena of thunderstorm origin and meteors was carried out. A number of unusual UV flashes with a duration of about 150 μ s were recorded, the nature of which is not clear at the moment.

УДК 524.1

ИЗМЕРЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ОРБИТЫ ЗЕМЛИ: ОТ ПРОЕКТА “ТУС” К К-EUSO И ДАЛЕЕ

© 2021 г. П. А. Климов^{1, *}, М. И. Панасюк^{1, 2}

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

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

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

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

*E-mail: pavrel.klimov@gmail.com

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Описан проект К-EUSO, разрабатываемый в коллаборации JEM-EUSO для установки на борту Международной космической станции. При его подготовке успешно реализован ряд технологических проектов: баллонные эксперименты EUSO-Balloon и EUSO-SPB1, телескоп в составе установки Telescope Array (EUSO-TA). С 2019 г. на борту Российского сегмента МКС работает широкоугольный детектор “УФ атмосфера” (Mini-EUSO). После К-EUSO планируется реализация еще более грандиозного эксперимента РОЕММА (probe of extreme multi-messenger astrophysics), нацеленного как на регистрацию КЛ ПВЭ, так и нейтрино высоких энергий.

DOI: 10.31857/S0367676521040189

ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее актуальных проблем современной астрофизики является происхождение и природа космических лучей предельно высоких энергий (КЛ ПВЭ, $E > 50 \text{ ЭэВ} = 5 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$). Между результатами основных проводимых в настоящее время экспериментов существуют определенные противоречия. В частности, последние результаты коллабораций РАО (Pierre Auger Observatory) и ТА (Telescope Array) [1] показывают, что формы энергетических спектров, полученных в обоих экспериментах, аналогичны друг другу, однако резкое изменение характера спектра по данным РАО начинается существенно раньше, и при этом спектр РАО становится настолько круче, чем спектр ТА, что поток КЛ ПВЭ по данным ТА примерно в 4 раза превышает поток, регистрируемый на установке РАО.

Более того, вследствие своего географического положения эксперименты ТА и РАО наблюдают преимущественно разные части небесной сферы с пересечением в узкой полосе, которая находится на периферии полей зрения обеих установок.

Международная коллаборация JEM-EUSO реализует программу по созданию орбитальной обсерватории космических лучей предельно высоких энергий. Регистрация частиц происходит по

средствам измерения флуоресцентного свечения широкого атмосферного ливня (ШАЛ). Эта методика была предложена еще в 1980 г. Дж. Линсли [2], затем развивалась в рамках проектов MASS [3], OWL [4] и EUSO [5], а впервые реализована в проекте “ТУС” [6]. Орбитальный детектор позволяет достичь максимальной экспозиции регистрации и равномерного обзора всей небесной сферы одним прибором.

Ввиду масштабности проекта на пути его осуществления был разработан и разрабатывается ряд прототипов: EUSO-TA [7], EUSO-balloon [8], EUSO-SPB1 [9] и др. На рис. 1 показана программа экспериментов коллаборации.

РЕЗУЛЬТАТЫ ДЕТЕКТОРА ТУС

В 2016–2017 гг. в составе научной аппаратуры спутника “Ломоносов” работал первый в мире орбитальный детектор космических лучей предельно высоких энергий “ТУС” [6]. Детектор “ТУС” – зеркальный телескоп, с площадью оптической системы $\sim 2 \text{ м}^2$ и матрицей фотоприемника из 256 каналов. Временное разрешение прибора 0.8 мкс, пространственное – 5 км, а площадь обзора на поверхности земли $80 \times 80 \text{ км}^2$. Несмотря на относительно низкое пространственное

разрешение, сравнительно малое поле зрения, за время своей работы “ТУС” зарегистрировал почти 80 тыс. разнообразных событий [10, 11]. Детектором “ТУС” измерен ряд УФ вспышек с пространственно-временной структурой, ожидаемой от ШАЛ, которые порождаются КЛ ПВЭ [12]. Большая часть вспышек регистрируется в густонаселенных районах, вблизи аэропортов. Наиболее интересная, описанная в работе [12], зарегистрирована также над территорией США, но вдали от наземных источников излучения, гроз и облачного покрова. На спутнике “Ломоносов” проведено детальное изучение транзитного УФ свечения атмосферы, на фоне которого происходит регистрация ШАЛ. Зарегистрированы многочисленные молниевые разряды, высотные атмосферные явления типа ELVES, антропогенные источники свечений, пульсирующие полярные сияния, метеоры и пр. [13, 14].

ПРОЕКТ УФ АТМОСФЕРА (MINI-EUSO)

Вторым прототипом, работающим с 2019 г. на борту МКС является эксперимент “УФ атмосфера” (Mini-EUSO) [15]. “УФ атмосфера” – это широкоугольная двухлинзовая оптическая камера с высоким временным разрешением (2.5 мкс) и площадью входного окна 490 см². В ней используются и оптическая схема, и элементы электроники K-EUSO, тем самым осуществляя летную квалификацию и историю эксплуатации на МКС составных частей будущего телескопа КЛ ПВЭ. Прибор успешно проработал 26 сеансов на борту МКС на момент написания статьи. Проведена регистрация медленных вариаций УФ свечения: облачного покрова и антропогенных источников, молниевых разрядов и транзитных высоко атмосферных явлений грозового происхождения и метеоров (более 1000). Зарегистрирован ряд необычных УФ вспышек длительностью около 150 мкс, природа которых не ясна на данный момент.

ТЕЛЕСКОП КЛПВЭ (K-EUSO) НА БОРТУ МКС

Основной задачей коллаборации JEM-EUSO является создание крупногабаритного телескопа, с порогом регистрации в области энергий ГЗК (Грейзена–Зацепина–Кузьмина) -обрезания и количеством регистрируемых частиц порядка 100 в год. Разрабатывается телескоп “КЛПВЭ” (или K-EUSO) для установки на борт Международной космической станции. K-EUSO должен обеспечивать регистрацию треков частиц КЛ ПВЭ на площади observable атмосферы Земли порядка 10⁴ км [16, 17]. На данный момент, с целью оптимизации масс-габаритных характеристик детектора, удобства доставки и монтажа на борту РС МКС коллаборацией JEM-EUSO прорабатывается двухлинзовый вариант телескопа с площа-

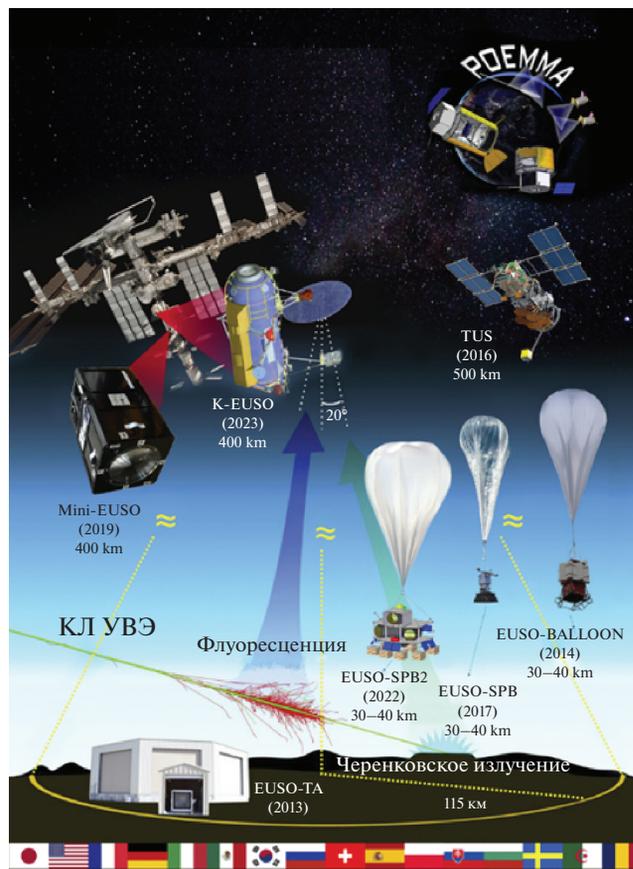


Рис. 1. Программа экспериментов коллаборации JEM-EUSO.

дью входного окна 3 м². Первая линза является двусторонней линзой Френеля, на второй передняя поверхность – френелевская, а задняя – дифракционная. Это обеспечивает качественную фокусировку во всем поле зрения прибора (40°). В составе фотоприемной поверхности порядка 10⁵ каналов с полем зрения 600 × 600 м каждый и временным разрешением 2.5 мкс. Фотоприемник выполнен в виде модульной структуры, организованной по сетевому принципу [18]. Каждый модуль имеет 2304 канала и свою систему сбора и анализа данных. Комплекс аппаратуры K-EUSO планируется к запуску в 2024 г. Проект позволит провести измерение энергетического спектра КЛ ПВЭ по всей небесной сфере и установить причины разногласий в данных ведущих современных экспериментов Telescope Array и Pierre Auger Observatory, исследовать анизотропию КЛ ПВЭ на разных масштабах (от поиска источников до крупномасштабной анизотропии).

EUSO-SPB2 И РОЕММА

Одновременно с K-EUSO ведется работа над созданием комплексных детекторов, нацеленных

на реализацию комплементарных измерений (КЛ ПВЭ и нейтрино высоких энергий) с орбиты и на стратосферных баллонах. На сегодняшний день готовится второй стратосферный эксперимент EUSO-SPB2. Впервые в одном эксперименте предлагается сочетание возможности регистрации флуоресцентного трека ШАЛ с временным разрешением 1 мкс и прямого черенковского свечения горизонтальных ливней и возможно, восходящих ливней от тау-нейтрино при наблюдении на лимб с временным разрешением 10–20 нс [19]. Запуск EUSO-SPB2 запланирован на 2023 г.

После К-EUSO планируется реализация еще более грандиозного эксперимента РОЕММА (probe of extreme multi-messenger astrophysics), нацеленного как на регистрацию КЛ ПВЭ, так и нейтрино высоких энергий, выше 20 ПэВ, от экстремальных астрофизических транзиентных источников [20, 21]. Проект представляет собой систему двух телескопов на двух космических аппаратах, обеспечивающих стереоскопическое изображение трека ШАЛ и регистрацию прямого черенковского свечения от восходящих ливней энергичных нейтрино.

Статья опубликована по материалам исследований, выполненных в КЭ “КЛПВЭ” для российского сегмента Международной космической станции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Deligny O. for the Pierre Auger collaboration.* // Proc. ICRC2019. (Madison, 2019). P. 234.
2. *Benson R., Linsley J.* // Bull. Amer. Astron. Soc. 1980. V. 12. P. 818.
3. *Takahashi Y.* // Proc. 24th ICRC. (Rome, 1995). V. 3. P. 170.
4. *Stecker F.W., Krizmanic J.F., Barbier L.M. et al.* // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2004. V. 136. P. 433.
5. *Scarsi L., Catalano O., Maccarone M.C. et al.* // Proc. 27th ICRC 2001. (Hamburg, 2001). V. HE. P. 839.
6. *Klimov P.A., Panasyuk M.I., Khrenov B.A. et al.* // Space Sci. Rev. 2017. V. 212. P. 1687.
7. *Abdellaoui G., Abe S., Adams J.H. et al.* // Astropart. Phys. 2018. V. 102. P. 98.
8. *Abdellaoui G., Abe S., Adams J.H. et al.* // Astropart. Phys. 2019. V. 111. P. 54.
9. *Wiencke L., Olinto A.* // Proc. ICRC2017. (Busan, 2017). V. 301. Art. No. 1097.
10. *Климов П.А., Зотов М.Ю., Чирская Н.П. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 442; *Klimov P.A., Zotov M.Yu., Chirskaya N.P. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 407.
11. *Khrenov B.A., Klimov P.A., Panasyuk M.I. et al.* // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2017. V. 2017. No. 9. Art. No. 006.
12. *Khrenov B.A., Garipov G.K., Kaznacheeva M.A. et al.* // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2020. V. 2020. No. 3. Art. No. 033.
13. *Klimov P.A., Kaznacheeva M.A., Khrenov B.A. et al.* // IEEE Geosci. Remote Sens. Lett. 2018. V. 15. No. 8. P. 1139.
14. *Казначеева М.А., Климов П.А., Хренов Б.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1125; *Kaznacheeva M.A., Klimov P.A., Khrenov B.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 1024.
15. *Capel F., Belov A., Casolino M., Klimov P.* // Adv. Space Res. 2018. V. 62. No. 10. P. 2954.
16. *Casolino M., Klimov P., Piotrowski L.* // Progr. Theor. Exp. Phys. 2017. V. 2017. No. 12. Art. No. 12A107.
17. *Klimov P., Casolino M.* // Proc. ICRC2019. (Madison, 2019). P. 412.
18. *Белов А.А., Климов П.А., Шаракин С.А.* // ПТЭ. 2018. № 1. С. 27; *Belov A.A., Klimov P.A., Sharakin S.A.* // Instrum. Exp. Techn. 2018. V. 61. No. 1. P. 27.
19. *Wiencke L., Olinto A.* // Proc. ICRC2019. (Madison, 2019). V. 358. P. 466.
20. *Anchordoqui L.A., Bergman D.R., Bertaina M.E. et al.* // arXiv: 1907.03694. 2019.
21. *Venters T.M., Reno M.H., Krizmanic J.F. et al.* // arXiv: 1906.07209. 2019.

Ultra-high energy cosmic rays measurements from space: from TUS to K-EUSO and beyond

P. A. Klimov^{a,*}, M. I. Panasyuk^{a,b}

^aLomonosov Moscow State University, Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia

^bLomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia

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

KLYPVE-EUSO project being developed by the JEM-EUSO collaboration for installation on board the International Space Station is described. During the preparation of the K-EUSO project, the JEM-EUSO collaboration successfully carried out a number of pathfinders: balloon experiments EUSO-Balloon and EUSO-SPB1, and a fluorescence detector at the Telescope Array site (EUSO-TA). The UV Atmosphere (Mini-EUSO) experiment is operating onboard the Russian Segment of the ISS since October, 2019. A more advanced experiment called РОЕММА (Probe of Extreme Multi-Messenger Astrophysics) is planned to be implemented after K-EUSO. It is aimed at detecting both UHECRs and high-energy neutrinos.

УДК 524.1

ГЛУБИНА МАКСИМУМА ШИРОКОГО АТМОСФЕРНОГО ЛИВНЯ (ШАЛ) И СРЕДНИЙ СОСТАВ ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 10^{15} – 10^{18} эВ ПО ДАННЫМ УСТАНОВОК ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА ШАЛ В ТУНКИНСКОЙ ДОЛИНЕ ТУНКА-133 И TAIGA-HISCORE

© 2021 г. В. В. Просин¹*, И. И. Астапов², П. А. Безъязыков³, А. Н. Бородин⁴, М. Брюкнер⁵, Н. М. Буднев³, А. Булан¹, А. Вайдянатан⁵, Р. Вишневецкий⁵, П. Волчугов¹, Д. Воронин⁶, А. Р. Гафаров³, А. Ю. Гармаш^{6,7}, В. М. Гребенюк^{4,8}, О. А. Гресс³, Т. И. Гресс³, А. А. Гринюк⁴, О. Г. Гришин³, А. Н. Дячок³, Д. П. Журов³, А. В. Загородников³, А. Л. Иванова³, Н. Н. Калмыков¹, В. В. Киндин², С. Н. Кириухин³, В. А. Кожин¹, Р. П. Кокоулин², К. Г. Компаниец², Е. Е. Коростелева¹, Е. А. Кравченко^{6,7}, А. П. Крюков¹, Л. А. Кузьмичев¹, А. Кьявасса¹⁰, М. Лаврова³, А. А. Лагутин¹¹, Ю. Лемешев³, Б. К. Лубсандоржиев¹², Н. Б. Лубсандоржиев¹, Р. Р. Миргазов³, Р. Мирзоян^{3,13}, Р. Д. Монхоев³, Э. А. Осипова¹, А. Пан³, М. И. Панасюк¹, Л. В. Паньков³, А. Л. Пахоруков³, А. А. Петрухин², В. А. Полещук³, М. Попеску¹⁴, Е. Г. Попова¹, А. Порелли⁵, Е. Б. Постников¹, В. С. Птускин¹⁵, А. А. Пушкин³, Р. И. Райкин¹¹, Г. И. Рубцов¹², Е. В. Рябов³, Я. И. Сагань^{4,8}, В. С. Самолига³, Л. Г. Свешникова¹, А. Ю. Сидоренков¹², А. А. Силаев¹, А. А. Силаев (мл.)¹, А. В. Скурихин¹, М. Слунечка⁴, А. В. Соколов^{6,7}, Я. Суворкин², В. А. Таболенко³, А. Танаев², Б. А. Тарашанский³, М. Терновой², Л. Г. Ткачев^{4,8}, М. Тлужиконт⁹, Н. Ушаков⁶, Д. Хорнс⁹, И. И. Яшин²

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

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Иркутский государственный университет”, Научно-исследовательский институт прикладной физики, Иркутск, Россия

⁴Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

⁵Немецкий электронный синхротрон (DESY), Цойтен, Германия

⁶Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Новосибирский национальный исследовательский государственный университет”, Новосибирск, Россия

⁷Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук”, Нижний Новгород, Россия

⁸Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области “Университет “Дубна”, Дубна, Россия

⁹Институт экспериментальной физики университета Гамбурга, Гамбург, Германия

¹⁰Физический факультет университета Турина и Национальный институт ядерной физики, Турин, Италия

¹¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Алтайский государственный университет”, Барнаул, Россия

¹²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

¹³Институт Макса Планка, Мюнхен, Германия

¹⁴Институт космических наук, Бухарест, Румыния

¹⁵Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкина Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: v-prosin@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

По данным установки Тунка-133 за 7 лет работы (2009–2017 гг.) и установки TAIGA-HiSCORE за сезон 2019–2020 гг. получена уточненная зависимость глубины максимума от энергии в широком диапазоне энергий от 10^{15} до 10^{18} эВ. На предельных энергиях наши результаты совпадают с результатами обсерватории Пьера Ожэ. Приводится пересчет к параметру $\langle \ln A \rangle$, характеризующему средний состав ПКЛ.

DOI: 10.31857/S036767652104030X

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Установка Тунка-133 [1] набирала данные в течение 7 зимних сезонов 2009–2014 и 2015–2017 гг. Накоплена информация за 350 ясных безлунных ночей. Полное время набора данных 2175 ч.

Установка TAIGA-HiSCORE [2] находится в стадии непрерывного расширения и модернизации. Здесь приводятся данные, полученные с помощью 59 станций первой очереди, образующих 2 кластера (32 станции – в первом и 27 станций – во втором), за 69 ясных безлунных ночей 2019–2020 гг. Полное время набора данных 327 ч. Обработка экспериментальных данных проводится с помощью программ, в которых все аппроксимирующие и пересчетные функции получены из анализа искусственных событий, сгенерированных по программе CORSIKA для диапазона энергий от 10^{14} до 10^{18} эВ [1]. Для каждого ливня восстанавливаются направление прихода, координаты оси на плоскости наблюдения, энергия первичной частицы и крутизна ФПР черенковского света.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ШАЛ

Обработка данных для установки Тунка-133 описана в работе [1].

Основные параметры ШАЛ по данным установки TAIGA-HiSCORE восстанавливаются с использованием тех же алгоритмов и фитирующих функций, что и для установки Тунка-133.

Новое моделирование по программе CORSIKA для большего диапазона энергий подтвердило, что крутизна функции пространственного распределения однозначно определяется только толщиной атмосферы между экспериментальной установкой и глубиной максимума ШАЛ:

$$\Delta X_{max} = X_0 / \cos \theta - X_{max} \quad (1)$$

независимо от энергии, зенитного угла ливня θ и сорта первичного ядра. Здесь X_0 – глубина атмосферы.

Выбор параметра ФПР, с одной стороны, чувствительного к глубине, а с другой стороны, измеряемого в каждом событии на наших установках в широком диапазоне энергий, привел к параметру $P = Q(80)/Q(200)$.

Использованы результаты расчетов для ливней от протонов и железа с энергиями от 10^{15} до 10^{18} эВ и зенитными углами 0° и 30° . Зависимость ΔX_{max} от параметра P хорошо фитируется двумя линейными отрезками

$$\Delta X_{max} = 1007 - 129.5P, \text{ [г/см}^2 \text{ для } P \leq 3.724, \quad (2)$$

$$\Delta X_{max} = 845 - 86.0P, \text{ [г/см}^2 \text{] для } P > 3.724. \quad (3)$$

Глубина максимума X_{max} события с зенитным углом θ определяется из ΔX_{max} , обращая формулу (1) для $X_0 = 965 \text{ г/см}^2$.

СРЕДНЯЯ ГЛУБИНА МАКСИМУМА ШАЛ

Новый параметр крутизны ФПР применен для анализа данных обеих установок Тунка-133 и TAIGA-HiSCORE. Для установки Тунка-133 ливни отбирались в круге радиусом 450 м с зенитными углами 0° – 30° и с энергией более 10^{16} эВ. По этим критериям отобрано 69000 ливней. Для установки TAIGA-HiSCORE отбирались ливни в круге радиусом 225 м, лежащем в первом кластере и в круге радиусом 300 м, расположенном внутри геометрии первого и второго кластеров, с зенитными углами 0° – 30° и с энергией более $1.5 \cdot 10^{15}$ эВ. По этим критериям отобрано 167000 событий. Полученные для двух установок средние глубины максимума ШАЛ в зависимости от энергии первичной частицы приведены на рис. 1. Данные обеих установок, несмотря на разницу в их геометрии, хорошо стыкуются между собой, обеспечивая широкий энергетический диапазон от 10^{15} до 10^{18} эВ. Наши экспериментальные данные сравниваются с результатами прямых измерений глубины максимума, полученными с помощью наблюдения ионизационного света ШАЛ на установках Auger (РАО) [3] и Telescope Array (ТА) [4]. Наблюдается хорошая стыковка наших данных с данными РАО при энергии $\sim 3 \cdot 10^{17}$ эВ.

Все экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими кривыми, рассчитанными по модели QGSJET-II-04 [5, 6] для первичных протонов и ядер железа. Отметим, что указанная модель дает самое высокое положение максимума среди всех используемых в настоящее время. Модель EPOS-LHC [6] дает при энергии 10^{17} эВ глубину максимума на $\sim 10 \text{ г/см}^2$ больше, а модель Sibyll 2.3c [6] – на $\sim 25 \text{ г/см}^2$ больше, чем QGSJET-II-04.

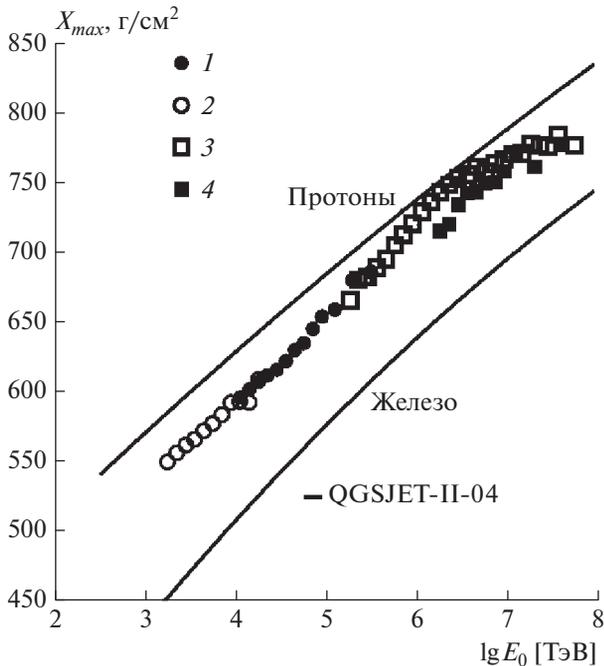


Рис. 1. Средняя глубина максимума ШАЛ: 1 – Тунка-133 (2009–2017), 2 – TAIGA-HiSCORE (2019–2020), 3 – Pierre Auger Observatory (2019), 4 – Telescope Array (2018).

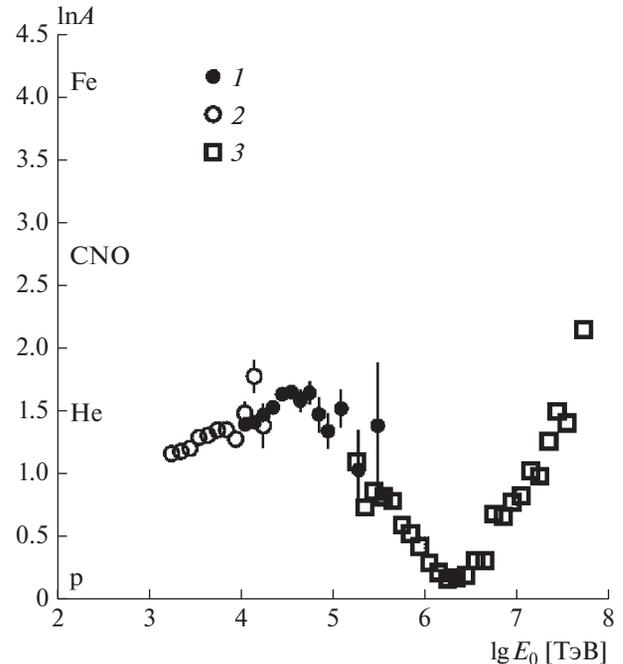


Рис. 2. Результаты пересчета от средней глубины максимума ШАЛ к параметру $\langle \ln A \rangle$ по модели QGSJET-II-04: 1 – Тунка-133 (2009–2017), 2 – TAIGA-HiSCORE (2019–2020), 3 – Pierre Auger Observatory (2019).

СРЕДНИЙ СОСТАВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Средний состав первичных космических лучей для наземных установок, регистрирующих ШАЛ и имеющих плохое зарядовое разрешение, характеризуется традиционно параметром $\langle \ln A \rangle$ – усредненным значением логарифма атомного номера первичных ядер. Этот параметр линейно связан со средней глубиной максимума ШАЛ, поэтому пересчет к среднему составу для всех установок, включая Auger, производится методом линейной интерполяции между расчетами глубины максимума для протонов и железа. На рис. 2 показаны результаты пересчета от средней глубины максимума к среднему составу по модели QGSJET-II-04. Качественно поведение среднего массового состава повторяет то, что было опубликовано в наших прежних работах [7]. Состав утяжеляется в диапазоне энергий 10^{15} – $5 \cdot 10^{16}$ эВ и становится более легким при дальнейшем росте энергии. Но средний состав во всем рассматриваемом диапазоне энергий оценивается как существенно более легкий, чем в работе [7]. Если раньше в максимуме рассматриваемой кривой он был ближе к группе ядер CNO, то теперь максимум более соответствует ядрам гелия (He). Новые оценки состава существенно лучше, чем прежние, стыкуются с результатами прямых измерений глубины максимума в PAO.

Следует отметить, что модель EPOS-LHC [6] дает одновременное увеличение как наших оценок $\langle \ln A \rangle$ (при $5 \cdot 10^{16}$ эВ на 0.35), так и оценок этого параметра в PAO. Модель Sibill2.3c [6] увеличивает оценку $\langle \ln A \rangle$ при $5 \cdot 10^{16}$ эВ на 0.60 также с одновременным увеличением оценки этого параметра в PAO.

Результаты работы требуют дальнейшего уточнения с помощью модельных расчетов.

Работа поддержана Минобрнауки России (тема государственного задания FZZE-2020-0024, соглашение № 075-15-2019-1631) и РФФ (проект № 19-72-20067; раздел 2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Budnev N.M., Chiavassa A., Gress O.A. et al. // Astropart. Phys. 2020. V. 117. Art. No. 102406.
2. Prosin V., Astapov I., Bezyazeev P. et al. // EPJ Web Conf. 2019. V. 210. Art. No. 01003.
3. Yushkov A. for the Pierre Auger Collaboration // Proc. 361CRC (Madison, 2019). Art. No. 482.
4. Abbasi R.U., Abe M., Abu-Zayyad T. et al. (Telescope Array Collaboration) // Astrophys. J. 2018. V. 858. P. 76.
5. Ostapchenko S., Bleicher M. // Phys. Rev. D 93. 2016. Art. No. 051501.
6. Pierog T. // EPJ Web. Conf. 2019. V. 208. Art. No. 02002.
7. Prosin V.V., Berezhnev S.F., Budnev N.M. et al. // EPJ Web Conf. 2016. V. 121. Art. No. 03004.

Extensive air shower (EAS) maximum depth and mean mass composition of the primary cosmic rays in the energy range 10^{15} – 10^{18} eV by the data of EAS Cherenkov light arrays TUNKA-133 and TAIGA-HISCORE

V. V. Prosin^a, I. I. Astapov^d, P. A. Bezyazeev^b, A. N. Borodin^c, M. Brückner^l, N. Budnev^b, A. Bulan^a, A. Vaidyanathan^e, R. Wischnewskiⁱ, P. Volchugov^a, D. Voronin^f, A. Gafarov^b, A. Garmash^{e, h}, V. Grebenyuk^{c, j}, O. Gress^b, T. Gress^b, A. Grinyuk^c, O. Grishin^b, A. Dyachok^b, D. Zhurov^b, A. Zagorodnikov^b, A. Ivanova^b, N. Kalmykov^a, V. Kindin^d, S. Kiryuhin^b, V. Kozhin^a, R. Kokoulin^d, K. Kompaniets^d, E. Korosteleva^a, E. Kravchenko^{e, h}, A. Kryukov^a, L. Kuzmichev^a, A. Chiavassaⁿ, M. Lavrova^c, A. Lagutinⁱ, Yu. Lemeshev^b, B. Lubsandorzhev^f, N. Lubsandorzhev^a, R. Mirgazov^b, R. Mirzoyan^{a, k}, R. Monkhoev^b, E. Osipova^a, A. Pan^c, **M. Panasyuk**^a, L. Pankov^b, A. Pakhorukov^b, A. Petrukhin^d, V. Poleschuk^b, M. Popescu^o, E. Popova^a, A. Porelli^l, E. Postnikov^a, V. Ptuskin^g, A. Pushnin^b, R. Raikinⁱ, G. Rubtsov^f, E. Rjabov^b, Y. Sagan^{c, j}, V. Samoliga^b, L. Sveshnikova^a, A. Sidorenkov^a, A. Silaev^a, A. Silaev, Jr.^a, A. Skurikhin^a, M. Sluncecka^c, A. Sokolov^{e, h}, Y. Suvorkin^b, V. Tabolenko^b, A. Tanaev^b, B. Tarashansky^b, M. Ternovoy^b, L. Tkachev^{c, j}, M. Tluczykont^m, N. Ushakov^f, D. Horns^m, I. Yashin^d

^aSkobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

^bInstitute of Applied Physics, Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

^cJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

^dNational Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

^eNovosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

^fInstitute for Nuclear Research RAS, Moscow, Russia

^gPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Moscow, Russia

^hBudker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

ⁱAltai State University, Barnaul, Russia

^jDubna State University, Dubna, Russia

^kMax-Planck-Institute for Physics, Munich, Germany

^lDESY, Zeuthen, Germany

^mInstitut für Experimentalphysik, University of Hamburg, Hamburg, Germany

ⁿDipartimento di Fisica Generale Università di Torino and INFN, Torino, Italy

^oInstitute of Space Science, Bucharest, Romania

*e-mail: v-prosin@yandex.ru

The corrected energy dependence of the EAS maximum depth was obtained in a wide energy range of 10^{15} – 10^{18} eV by the Tunka-133 array 7 years operation (2009–2017) results and the TAIGA-HiSCORE array 2019–2020 season results. At the highest energies, our results agree with those of the Pierre Auger Observatory. The conversion of EAS maximum depth to the $\langle \ln A \rangle$ parameter, which characterizes the average composition of the primary cosmic rays, is presented.

УДК 52.063

РЕГИСТРАЦИЯ ГАММА-КВАНТОВ ОТ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ И БЛАЗАРА МАРКАРЯН 421 В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ БОЛЕЕ 3–4 ТэВ АТМОСФЕРНЫМ ЧЕРЕНКОВСКИМ ТЕЛЕСКОПОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ TAIGA

© 2021 г. Л. Г. Свешникова^{1, *}, И. И. Астапов², П. А. Безъязыков³, М. Бланк^{1, 3}, А. Н. Бородин⁴, М. Брюкнер⁵, Н. М. Буднев³, А. Булан¹, А. Вайдянатан⁵, Р. Вишневецкий⁵, П. Волчугов¹, Д. Воронин⁶, А. Р. Гафаров³, А. Ю. Гармаш^{6, 7}, В. М. Гребенюк^{4, 8}, О. А. Гресс³, Т. И. Гресс³, А. А. Гринюк⁴, О. Г. Гришин³, А. Н. Дячок³, Д. П. Журов³, А. В. Загородников³, А. Л. Иванова³, Н. Н. Калмыков¹, В. В. Киндин², С. Н. Кирюхин³, В. А. Кожин¹, Р. П. Кокоулин², К. Г. Компаниец², Е. Е. Коростелева¹, Е. А. Кравченко^{6, 7}, А. П. Крюков¹, Л. А. Кузьмичев¹, А. Кьявасса¹⁰, М. Лаврова³, А. А. Лагутин¹¹, Ю. Лемешев³, Б. К. Лубсандоржиев¹², Н. Б. Лубсандоржиев¹, Р. Р. Миргазов³, Р. Мирзоян^{3, 13}, Р. Д. Монхоев³, Э. А. Осипова¹, А. Пан³, М. И. Панасюк¹, Л. В. Паньков³, А. Л. Пахоруков³, А. А. Петрухин², В. А. Полещук³, М. Попеску¹⁴, Е. Г. Попова¹, А. Порелли⁵, Е. Б. Постников¹, В. В. Просин¹, В. С. Птускин¹⁵, А. А. Пушкин³, Р. И. Райкин¹¹, Г. И. Рубцов¹², Е. В. Рябов³, Я. И. Сагань^{4, 8}, В. С. Самолига³, А. Ю. Сидоренков¹², А. А. Силаев¹, А. А. Силаев (мл.)¹, А. В. Скурихин¹, М. Слунечка⁴, А. В. Соколов^{6, 7}, Я. Суворкин², В. А. Таболенко³, А. Танаев², Б. А. Таращанский³, М. Терновой², Л. Г. Ткачев^{4, 8}, М. Тлужиконт⁹, Н. Ушаков⁶, Д. Хорнс⁹, И. И. Яшин²

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

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Иркутский государственный университет”, Научно-исследовательский институт прикладной физики, Иркутск, Россия

⁴Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

⁵Немецкий электронный синхротрон (DESY), Цойтен, Германия

⁶Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Новосибирский национальный исследовательский государственный университет”, Новосибирск, Россия

⁷Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук”, Нижний Новгород, Россия

⁸Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области “Университет “Дубна”, Дубна, Россия

⁹Институт экспериментальной физики университета Гамбурга, Гамбург, Германия

¹⁰Физический факультет университета Турина и Национальный институт ядерной физики, Турин, Италия

¹¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Алтайский государственный университет”, Барнаул, Россия

¹²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

¹³Институт Макса Планка, Мюнхен, Германия

¹⁴Институт космических наук, Бухарест, Румыния

¹⁵Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: tf110@mail.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

В Тункинской долине, в 50 км от озера Байкал в настоящее время проводятся работы по созданию гибридной гамма-обсерватории TAIGA, предназначенной для исследования гамма-излучения и потоков заряженных космических лучей в диапазоне 10^{13} – 10^{18} эВ. Представлены первые результаты по регистрации гамма-квантов от Крабовидной туманности за 44 ч наблюдения и блазара Маркарян 421 за 62 ч со значимостью около 5–6 сигма одним из телескопов TAIGA-IACT.

DOI: 10.31857/S0367676521040372

ВВЕДЕНИЕ

Астрофизический комплекс TAIGA (Tunka advanced instrument for cosmic ray physics and gamma-ray astronomy) [1–4], расположенная в Тункинской долине недалеко от озера Байкал, является установкой, нацеленной на исследования гамма-излучения в области более 3–4 ТэВ. Это самая северная обсерватория в мире, что позволяет исследовать источники с высокими склонениями. В ней реализован гибридный метод регистрации гамма-квантов [1–4], в котором широкоугольные черенковские станции (TAIGA-HiSCORE) и несколько атмосферных черенковских телескопов (АЧТ) (принятое в английской литературе сокращение – IACT (imaging atmospheric Cherenkov telescope) располагаются на достаточно большом расстоянии друг от друга [1]. В 2017 был введен в строй и начал полноценно функционировать первый атмосферный черенковский телескоп, в 2018 г. представлены первые результаты по реализации гибридного метода детектирования [7], порог которого оказывается около 40 ТэВ для гамма-квантов.

ТэВ-ное излучение от Крабовидной туманности (Краба), которая считается остатком сверхновой, вспыхнувшей в 1054 г. относительно недалеко от Земли, впервые было зарегистрировано около 30 лет назад [6], что положило начало бурно развивающейся гамма-астрономии высоких энергий. С тех пор проведено с десяток новых экспериментов, открыто около двухсот ТэВ-ных источников (TeV-Catalogue) [7], но каждый новый эксперимент начинал с регистрации гамма-излучения от Крабовидной туманности, которая рассматривается как “стандартный гамма источник”.

Для сопоставления данных с результатами, полученными на других установках при более низких, ТэВ-ных энергиях, в настоящей статье представлены результаты по регистрации гамма-излучения от Крабовидной туманности и блазара Маркарян 421 одним из телескопов эксперимента TAIGA. Маркарян 421 также является одним из наиболее изученных блазаров с быстроменяю-

щимся потоком в ТэВ-ном энергетическом диапазоне [8].

ТЕЛЕСКОП TAIGA-IACT

Телескоп TAIGA-IACT имеет составное зеркало системы Дэвиса–Коттона площадью 8.5 м^2 из 29 сегментов, с фокусным расстоянием – 4.75 м. В фокусе зеркал установлена регистрирующая камера из 560 ФЭУ с диаметром фотокатода около 19 мм каждый. Диаметр угла обзора камеры – 9.6° . Угол обзора каждого пикселя – 0.36° . Камера собирается из однотипных кластеров по 28 ФЭУ в каждом (в нескольких кластерах на краю камеры число ФЭУ меньше 28). Описание системы сбора информации, триггерной системы и калибровки можно найти в [1, 2, 4]. Существенно новым в работе телескопа в сезоне 2019–2020 было применение новой методики слежения за источником, “wobbling” метод, предложенный в [9] и реализованный в TAIGA [10]. Он заключается в том, что при слежении за источником с прямым восхождением Ra и склонением Dec телескоп направлен не на источник, а на точку $Ra + 1.2^\circ$, а затем через 20 мин перенаправлен на точку $Ra - 1.2^\circ$ при фиксированном склонении. В результате в каждый момент времени положение источника (Ra , Dec) оказывается не в центре системы координат камеры, а сдвинуто на ± 1.2 градуса в точку X_{on} , Y_{on} , меняющуюся со временем. Положение фоновой области в каждый момент времени выбирается как “анти-источник” с координатами $X_{off} = -X_{on}$, $Y_{off} = -Y_{on}$. Преимуществом такого подхода является экономия времени, так как не надо выделять отдельное время на измерение фона около источника. Во-вторых, исключаются возможные погрешности, связанные с неоднородностью камеры и неоднородностью условий наблюдения, так как траектория источника в камере и траектория фоновых измерений практически совпадает со сдвигом по времени 20 мин.

Наблюдения телескопом в сезоне 2019–2020 гг. проводились с октября по апрель с разделением времени между 4 основными источниками: бли-

жайшими блазарами Mkn421, Mkn501, Крабом и Сверхновой SNRG106.6 + 2.94 (Bumerang). Темп счета зависел от погоды и снежного покрова и, в среднем, составлял около 100 Гц. Темп счета событий, в которых регистрировался сигнал от ШАЛ, составлял около 8–12 Гц.

РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ

Процедура реконструкции событий состоит из формирования имиджа события на матрице ФЭУ (выделение пикселей), определения параметров имиджа, и разбивается на несколько этапов.

А) Выходные данные камеры телескопа являются суммой амплитуд полезного сигнала и фона (пьедесталы). Величина пьедесталов и их среднеквадратичные отклонения для каждого пикселя вычисляются по 2-х минутным интервалам для исключения временной зависимости. После вычитания пьедесталов формируется матрица амплитуд $Am(X_i, Y_i)$ в числе фотоэлектронов (ф. э.).

Б) Проводится процедура очищения (cleaning) имиджа от пикселей, амплитуда сигнала в которых происходит от флуктуации светового фона: пиксель входит в имидж ШАЛ и отбирается, если амплитуда превышает “высокий” порог N_1 , и есть хотя бы один соседний пиксель, амплитуда в котором превышает значение “низкого” порога N_2 . Обычно пороги выбираются как $N_1 \sim 14\text{--}16$ ф. э., $N_2 = 7\text{--}8$ ф. э. при флуктуациях фона 2–3 ф. э. После очищения имиджа определяется полное число пикселей, вошедших в имидж N_{pix} , и полное число фотоэлектронов в имидже $Size$.

В) Определение параметров эллипса Хилласа [11] по матрице $Am(X_i, Y_i)$ для двух наборов: относительно положения источника X_{on}, Y_{on} и относительно положения фона X_{off}, Y_{off} : $dist$ – расстояние от взвешенного центра имиджа до положения источника (X_{on}, Y_{on}) или фона (X_{off}, Y_{off}); $width$ – ширина эллипса, $length$ – длина эллипса, Con – концентрация, $alpha$ – угол между основной осью эллипса Хилласа и вектором, направленным из центра тяжести имиджа на положение источника или фона.

Г) Проведение полного Монте-Карло (М-К) моделирования [12] с учетом конструкции установки, оптической системы телескопа, триггерной системы сбора данных для фона (протонов, ядер гелия) и гамма квантов; настройка М-К до полного согласования параметров экспериментального фона и фона, полученного в М-К моделировании: по $Size$, по спектрам, по угловому и пространственному распределению имиджей по камере. Таким образом находится набор параметров имиджей, позволяющий наиболее эффективно подавить фон и зарегистрировать гамма-кванты.

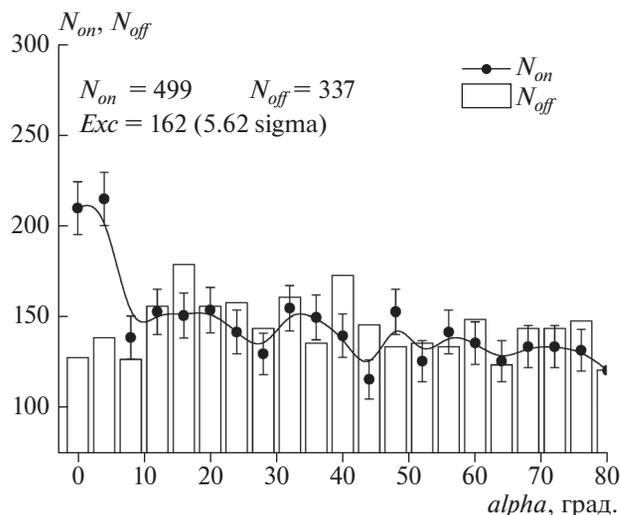


Рис. 1. Распределение по параметру $alpha$ для наблюдений источника (“On”) и для фоновых (“Off”) событий от Крабовидной туманности. Критерии отбора: $Size > 125$ ф. э.; $dist = 0.36\text{--}1.44^\circ$, $0.024^\circ < width < 0.068^\circ \times (\lg Size - 0.047)^\circ$, $Length < 0.31^\circ$, $Con > 0.54$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Общая экспозиция Краба в Тункинской долине в сезоне 2019–2020 гг. составила 31 день с октября по конец февраля с хорошей погодой, по 2–4 ч в день, всего около 90 ч, это около 50% полного возможного времени наблюдения Краба в Тункинской долине. За это время получено около 3 млн. событий, прошедших триггер отбора. В настоящей статье мы представляем первую часть статистики – 1.5 млн – событий, полученных за 13 дней в октябре – ноябре, и прошедших триггер. Всего – 44 ч наблюдения.

При отборе гамма-подобных ливней наиболее общепринятым и самым простым распределением для отличия гамма-ливней от ливней от протонов и ядер КЛ (после подавления фона по остальным параметрам Хилласа) является распределение по параметру углу $alpha$. Все гамма-кванты, пришедшие от источника (“On”) имеют измеренный угол $alpha$ менее 15 градусов, а для фоновых событий (“Off”) распределение по $alpha$ равномерное, как следует из М-К симуляций. На рис. 1 представлено распределение по $alpha$ для “On” событий и для “Off” событий с шагом 4° , отобранных по оптимальным критериям: $Size > 125$ ф.э; $dist = 0.36\text{--}1.44^\circ$, $0.024 < width < 0.068^\circ \times \lg Size - 0.047^\circ$, $length < 0.31^\circ$, $Con > 0.54$. В области $alpha < 10^\circ$ оказалось, что число событий при направлении на источник составляет $N_{on} = 490$, а при направлении на фон $N_{off} = 337$, избыток составляет $Exc = 162$ событий со значимостью 5.62σ , а в области

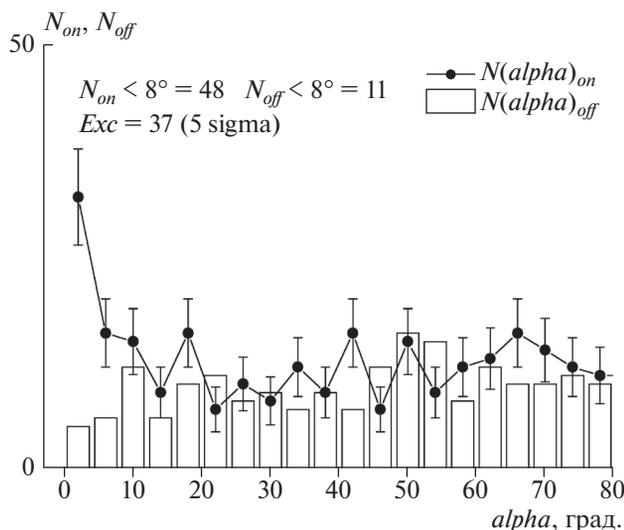


Рис. 2. Распределение по параметру α для “On” и для “Off” событий от блазара Мкн421. Критерии отбора: $Size > 172$ ф. э.; $dist = 0.5^\circ - 1.25^\circ$, $0.024^\circ < Width < 0.068^\circ \times \lg Size - 0.045^\circ$, $Length < 0.31^\circ$, $Con > 0.44$.

$\alpha < 6^\circ$ $Exc = 141$ событие со значимостью около 5.87σ . Подавление фона для Краба по вышеуказанным критериям при отборе $Size > 125$ ф. е. происходит в 3000 раз, а пороговая энергия регистрации оказывается около 4 ТэВ.

Второй зарегистрированный источник — это хорошо измеренный в ТэВ-ном излучении блазар Маркарян 421 [8]. Экспозиция Мкн421 в Тункинской долине в сезоне 2019–2020 составила с ноября по конец февраля 62 ч с хорошей погодой. На рис. 2 представлено распределение по α для “On” событий и для “Off” событий с шагом 4° , отобранных по оптимальным критериям: $Size > 172$ ф. е.; $dist = 0.5^\circ - 1.25^\circ$, $0.024^\circ < width < 0.068^\circ \times \lg Size - 0.045^\circ$, $length < 0.31^\circ$, $Con > 0.44$. В области $\alpha < 10^\circ$, $N_{on} = 48$, $N_{off} = 11$, избыток составляет $Exc = 37$ ливней со значимостью 5.77σ , а в области $\alpha < 6^\circ$ $Exc = 141$ событие со значимостью около 5σ . Критерии отличаются от критериев для Краба, поскольку Мкн421 наблюдается под зенитным углом 10–15 град, а Краб под зенитным углом 30–40 град, что приводит к понижению фона и порога регистрации. Однако средний поток от Мкн421 ниже, чем от Краба в среднем и только во время вспышек превышает его. Коэффициент подавление фона для Мкн421 по вышеуказанным критериям с порогом $Size > 172$ ф. е. составляет 1800, а пороговая энергия регистрации оказывается около 2–3 ТэВ. Опираясь на данные М-К симуляций было показано, что полученные спектры по энергии гамма-квантов от Краба и Мкн421

не противоречат измерениям, проведенным ранее в других экспериментах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отработана методика восстановления параметров имиджей в камере телескопа TAIGA-IACT. Показана эффективность “Wobbling” моды слежения телескопом за источником, позволяющая эффективно использовать время наблюдения источника. Проведено моделирование методом Монте-Карло регистрации гамма-квантов и адронов и получено хорошее согласие с экспериментом. Найдены оптимальные параметры подавления фона. Обнаружен избыток гамма-квантов от Крабовидной туманности в интервале энергий ~ 4 –30 ТэВ, 178 гамма-квантов за 44 ч наблюдения со значимостью $\sim 5.9\sigma$. Получен избыток гамма-квантов от блазара Мкн421 за 62 ч наблюдения 37 гамма-квантов в области энергий 3–10 ТэВ со значимостью $\sim 5\sigma$.

Работа поддержана Минобрнауки России (тема государственного задания FZZE-2020-0024, соглашение № 075-15-2019-163), РНФ (проекты № 19-72-20067 (раздел 1, 3, 4, 5), № 19-72-20173 (раздел 2), РФФИ (проекты № 19-52-44002 и № 19-32-60003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Budnev N., Astapov I., Bezyazeev P. et al. // J. Instrum. 2020. V. 15. No. 09. P. 1.
3. Tluczykont M., Hampf D., Horns D. et al. // Astropart. Phys. 2014. V. 56. P. 42.
4. Kuzmichev L. (TAIGA Collaboration) // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2020. V. 952. Art. No. 161830.
5. Свешникова Л.Г., Астапов И.И., Безъязыков П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1061; Svshnikova L.G., Astapov I.I., Bezyazeev P.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 922.
6. Weekes T.C., Cawley M.F., Fegan D.J. et al. // Astrophys. J. 1989. V. 342. P. 379.
7. <https://www.ssdsc.asi.it/tgevcacat>.
8. Punch M., Akerlof C.W., Cawley M.F. et al. // Nature. 1992. V. 358. No. 6386. P. 477.
9. Stepanian A., Lamb R. et al. // Astropart. Phys. 1994. V. 2. No. 2. P. 137.
10. Zhurov D., Gress O., Sidorov D. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1181. Art. No. 012045.
11. Hillas A.M. // Proc. 19th ICRC. (La Jolla, 1985). V. 3. P. 445.
12. Grinyuk A., Postnikov E., Svshnikova L. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 262.

Detection of gamma-rays with energy more than 3–4 TeV from Crab Nebula and blazar Markaryan 421 by imaging atmospheric Cherenkov telescope in experiment TAIGA

L. G. Sveshnikova^{a, *}, I. I. Astapov^d, P. A. Bezyazeev^b, M. Blank^{a, c}, A. Borodin^c, M. Brückner^l, N. Budnev^b, A. Bulan^a, A. Vaidyanathan^e, R. Wischnewski^l, P. Volchugov^a, D. Voronin^f, A. Gafarov^b, A. Garmash^{e, h}, V. Grebenyuk^{c, j}, O. Gress^b, T. Gress^b, A. Grinyuk^c, O. Grishin^b, A. Dyachok^b, D. Zhurov^b, A. Zagorodnikov^b, A. Ivanova^b, N. Kalmykov^a, V. Kindin^d, S. Kiryuhin^b, R. Kokoulin^d, K. Kompaniets^d, E. Korosteleva^a, V. Kozhin^a, E. Kravchenko^{e, h}, A. Kryukov^a, L. Kuzmichev^a, A. Chiavassaⁿ, M. Lavrova^c, A. Lagutinⁱ, Yu. Lemeshev^b, B. Lubsandorzhiyev^f, N. Lubsandorzhiyev^a, R. Mirgazov^b, R. Mirzoyan^{a, k}, R. Monkhoev^b, E. Osipova^a, A. Pan^c, M. Panasyuk^a, L. Pankov^b, A. Pakhorukov^b, A. Petrukhin^d, V. Poleschuk^b, M. Popescu^a, E. Popova^a, A. Porelli^l, E. Postnikov^a, V. Prosin^a, V. Ptuskin^g, A. Pushnin^b, R. Raikinⁱ, G. Rubtsov^f, E. Rjabov^b, Y. Sagan^{c, j}, V. Samoliga^b, A. Sidorenkov^a, A. Silaev^a, A. Silaev, Jr.^a, A. Skurikhin^a, M. Slunecka^c, A. Sokolov^{e, h}, Y. Suvorkin^b, V. Tabolenko^b, A. Tanaev^b, B. Tarashansky^b, M. Ternovoy^b, L. Tkachev^{c, j}, M. Tluczykont^m, N. Ushakov^f, D. Horns^m, I. Yashin^d

^aSkobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

^bInstitute of Applied Physics, Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

^cJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

^dNational Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

^eNovosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

^fInstitute for Nuclear Research RAS, Moscow, Russia

^gPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Moscow, Russia

^hBudker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

ⁱAltai State University, Barnaul, Russia

^jDubna State University, Dubna, Russia

^kMax-Planck-Institute for Physics, Munich, Germany

^lDESY, Zeuthen, Germany

^mInstitut für Experimentalphysik, University of Hamburg, Hamburg, Germany

ⁿDipartimento di Fisica Generale Università di Torino and INFN, Torino, Italy

^oInstitute of Space Science, Bucharest, Romania

*e-mail: tf110@mail.ru

TAIGA is currently underway in the Tunka valley, 50 km from the lake Baikal, create a hybrid gamma-ray observatory, designed to study gamma radiation and charged cosmic ray fluxes in the energy range 10^{13} – 10^{18} eV. We present the first results on the detection of gamma-rays from the Crab Nebula for 44 hours of observation and the Mkn421 blazar for 62 hours of observation with a significance of about 5–6 sigma, registered by one of the TAIGA-IACT telescopes.

УДК 539.125.17:539.126.17

ЕСТЬ ЛИ СВЯЗЬ МЕЖДУ КОЛЛАЙДЕРНЫМ “RIDGE” ЭФФЕКТОМ И КОМПЛАНАРНОСТЬЮ ЧАСТИЦ В ГАММА-АДРОННЫХ СЕМЕЙСТВАХ?

© 2021 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 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

На основе моделирования протон-протонных взаимодействий с использованием модели FANSY 2.0 показано, что “long-range ridge” эффект, обнаруженный CMS Коллаборацией на LHC, и компланарность в гамма-адронных семействах в стволах широких атмосферных ливней, обнаруженная в экспериментах с рентгеноэмульсионными камерами, могут быть объяснены в рамках единого физического процесса.

DOI: 10.31857/S0367676521040232

ВВЕДЕНИЕ

Одним из неожиданных результатов, полученных в экспериментах с рентгеноэмульсионными камерами, является сильный азимутальный эффект, проявляющийся в виде тенденции к компланарности наиболее энергичных подстволов т.н. гамма-адронных (γ - h) семейств, т.е., групп частиц (γ , e^\pm , адроны) высоких энергий ($E \gtrsim 5$ ТэВ) в стволах относительно молодых широких атмосферных ливней (ШАЛ), инициируемых, в основном, протонами первичного космического излучения (ПКИ) с энергиями $E_0 \gtrsim 10^{16}$ эВ ($\sqrt{s} \gtrsim 5$ ТэВ). Эффект был обнаружен Сотрудничеством “Памир” [1–5] в γ - h семействах с энергией $\Sigma E_\gamma > 700$ ТэВ, и позднее – в экспериментах [6–9]. Поскольку в рамках традиционных моделей вероятность его флуктуационного возникновения мала ($\lesssim 10^{-10}$) [10–12], эффект интерпретировался как компланарная генерация частиц (КГЧ) наиболее энергичных адронов ($x_F \gg 0$) с поперечными импульсами $p_t^{copl} \gtrsim 1$ ГэВ/с.

Для объяснения этого явления было предложено несколько теоретических идей [13–16], а также экзотическая “Crystal world” гипотеза [17], постулирующая переход размерности пространства при высоких энергиях с трех до двух измерений. Это ведет к локализации поперечного импульса в некоторой плоскости и подавлению его компонентов, перпендикулярных этой плоскости.

Поскольку на Большом адронном коллайдере (БАК) изучается подходящий диапазон энергий, интересно поискать возможную связь явления компланарности с “long-range ridge” эффектом, обнаруженным Коллаборацией CMS [20], который выражается в двухчастичной $\Delta\eta - \Delta\phi$ корреляции при $\Delta\phi \approx 0$ и $|\Delta\eta| \gtrsim 3.5$. Здесь $\Delta\eta$ – разность величин псевдобыстрот $\eta = \ln(\text{tg}(\theta/2))$ (где θ – полярный угол импульса частицы относительно оси пучка) двух адронов, а $\Delta\phi$ – разность их азимутального угла ϕ (в радианах). Однако эксперименты на БАК и в космических лучах проводятся с разными критериями отбора событий (очень высокая множественность частиц небольших энергий в центральной области η и несколько самых энергичных частиц в стволе ШАЛ, соответственно).

Для изучения этой проблемы разработана феноменологическая модель FANSY 2.0 [18, 19], позволяющая моделировать традиционную и компланарную генерацию частиц (QGSJ [18] и CPG [19]) и, в частности, воспроизводящая генерацию резонансов, что очень важно при анализе двухчастичных корреляций.

В FANSY 2.0 CPG [19] максимальная компланарность при моделировании связана с самыми энергичными адронами: чем меньше быстрота $|\eta|$, тем слабее степень компланарности. В центральной кинематической области ($|\eta| \lesssim 3$) явление компланарности отсутствует. После розыгрыша характеристик n частиц в рамках модели FANSY 2.0 QGSJ в случае моделирования ком-

планарной генерации частиц (КГЧ), адроны упорядочиваются в порядке убывания продольных импульсов, то есть $p_{max} > p_1 > p_2 > p_3 \dots p_n > -p_{max}$. Соответствующие значения y равны $y_1, y_2,$

$y_3, \dots, y_n, p_{max} = \sqrt{(s/4 - m_p^2)}$. После этого применяется алгоритм “копланаризации” для адронов с быстротами $|y| > |y_{thr}^{CPG}|$. Здесь пороговое значение $y_{thr}^{CPG} = |y_2| - \Delta y^{CPG}$, где y_2 – быстрота 2-го по энергии адрона, Δy^{CPG} – параметр, зависящий от энергии взаимодействия. Величина $|y_{thr}^{CPG}|$ может меняться из-за флуктуаций даже при постоянном Δy^{CPG} . Алгоритм поворачивает вектор поперечного импульса \vec{p}_t каждого адрона в сторону плоскости компланарности вдоль кратчайшего пути. Процедура останавливается при $|y| < |y_{thr}^{CPG}|$. Азимутально-угловое распределение импульсов \vec{p}_t относительно плоскости компланарности при $|y| > |y_{thr}^{CPG}|$, подчиняется распределению Гаусса со стандартным отклонением $\sigma_\phi^{CPG}(y) = \sigma_{\phi_0}^{CPG} (|y_2|/|y|)$, т.е. $\sigma_\phi^{CPG}(y)$ минимально при $|y| = |y_2|$ и растет с уменьшением $|y|$. Все результаты, приведенные в данной работе, получены при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, $\Delta y^{CPG} = 3.55$, $\sigma_{\phi_0}^{CPG} = 0.10$ рад. При этом $\langle y_2 \rangle = 7.13$, $\langle \Delta y_{thr}^{CPG} \rangle = 3.58$.

Очевидно, алгоритм “копланаризации” [19] не имеет теоретической основы и может быть использован только в качестве феноменологического инструмента для оценки влияния КГЧ на характеристики взаимодействия.

ДАнные БАК И РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

“Ridge” эффект был обнаружен Коллаборацией CMS [20] при анализе событий, отбор которых состоял из двух этапов. На первом этапе отбирались события с множественностью заряженных частиц $n_{ch} > 110$ (т. н. $n_{trk}^{offline}$) в интервале $|\eta| < 2.4$ и в диапазоне поперечных импульсов $0.4 < p_t < 5.0$ ГэВ/с. На втором этапе рассматривались только частицы с $1.0 < p_t < 3.0$ ГэВ/с. Аналогичный отбор проводился также для т.н. “minimum bias” событий в тех же диапазонах p_t и $|\eta|$, но уже независимо от множественности.

Корреляционная функция определяется как функция отношения сигнал/фон следующим образом [20]:

$$R(\Delta\eta, \Delta\phi) = \left\langle \left(\langle N \rangle - 1 \right) \left(\frac{S_N(\Delta\eta, \Delta\phi)}{B_N(\Delta\eta, \Delta\phi)} - 1 \right) \right\rangle. \quad (1)$$

Здесь $\Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2|$, $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$ – абсолютная величина различий в псевдобыстроотах η и азиму-

тальных углах двух частиц ϕ , $\langle N \rangle$ – среднее число треков на одно событие, S_N и B_N – функции плотности сигнала и фона, определяемые выражениями (2) и (3), соответственно.

$$S_N(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{2}{N(N-1)} \frac{d^2 N^{signal}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}, \quad (2)$$

$$B_N(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_1 N_2} \frac{d^2 N^{mixed}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}. \quad (3)$$

Поскольку всегда $\Delta\eta > 0$ и $\Delta\phi > 0$, то реально заполняется один квадрант $\Delta\eta - \Delta\phi$ распределений; остальные три квадранта заполняются отражением. Поэтому распределения симметричны относительно точки $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$ по определению, и для упрощения рисунка можно отрезать часть распределения без потери его информативности. Распределение функции плотности сигнала S_N в каждом событии определяется числом всех пар заряженных частиц с множественностью N , т.е. $N(N-1)/2$, и нормируется с его помощью на единичный интеграл. Фоновое распределение B_N построено путем случайного выбора двух различных событий и сопряжения каждой частицы из одного события с каждой частицей в другом событии с множественностями N_1 и N_2 , соответственно.

Рисунки 1а и 1б (рис. 7б и 7д в [21]) показывают корреляционные функции $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$ для событий типа “minimum bias” (а) и высокой множественности (б) для адронов с поперечными импульсами в диапазоне от 1 до 3 ГэВ/с. Очевидно, во втором случае при $\Delta\phi \approx 0$ и $|\Delta\eta| \approx 3.5$ появляется гребнеподобная (“ridge”) структура, растущая вплоть до $|\Delta\eta| = 4$. Эта особенность, которая никогда ранее не была замечена в двухчастичных корреляционных функциях. Для “minimum bias” событий подобное явление не наблюдается.

В рамках FANSY 2.0 CPG моделировались взаимодействия (без учета отклика детекторов) и был проведен аналогичный анализ отобранных событий. В искусственных “minimum bias” событиях особенности также не наблюдаются, но в распределении $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$ для событий высокой множественности хорошо видна структура, аналогичная экспериментальному “ridge” эффекту (рис. 2а). Следует отметить, что при $|\Delta\phi| \sim \pi$ функция $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$ для искусственных событий имеет особенности, тогда как в эксперименте поведение $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$ более монотонное. Подчеркнем, что для количественного сравнения экспериментальных данных и результатов моделирования необходимо провести учет отклика детекторов.

Интересный результат наблюдается при расширении диапазона $\Delta\eta$. На рис. 2б показано распределение корреляционной функции $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$ для событий высокой множественности, полученное в диапазоне $|\Delta\eta| \leq 8$. Можно видеть быстрый

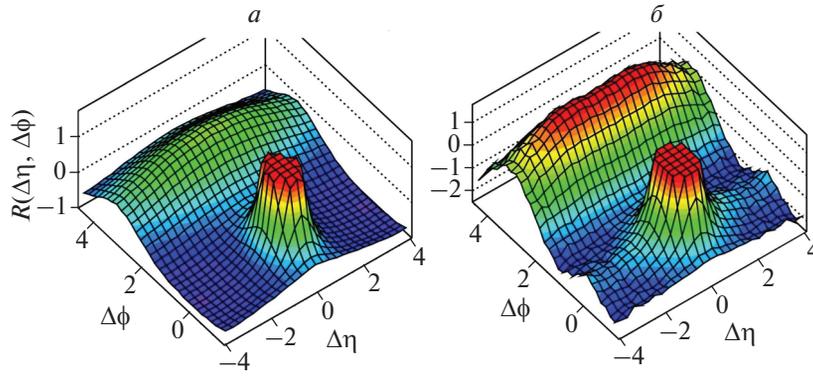


Рис. 1. Распределение корреляционной функции $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$, полученное Коллаборацией CMS, для событий типа “minimum bias” (а) и событий с множественностью $n_{trk}^{offline} > 110$ при $|\eta| < 2.4$ (б) для заряженных частиц с p_t от 1 до 3 ГэВ/с.

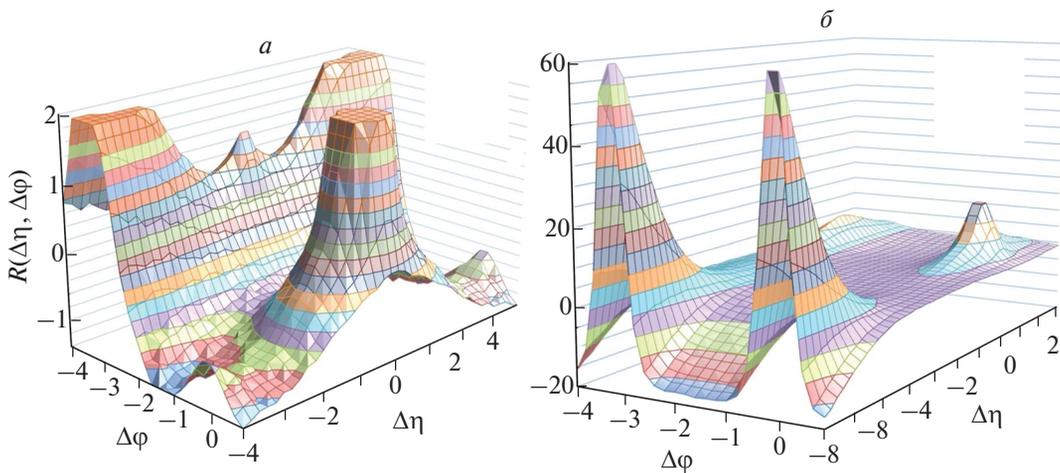


Рис. 2. Распределение корреляционной функции $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$, полученное в рамках FANSY 2.0 CPG, для событий с $n_{ch} \geq 110$ (при $|\eta| < 2.4$) для заряженных частиц с p_t от 1 до 3 ГэВ/с в диапазоне $\Delta\eta \leq 4$ (а) и $\Delta\eta \leq 8$ (б).

рост амплитуды “ridge” эффекта и его развитие в гораздо более яркое явление при $|\Delta\phi| \sim 0$ и $\sim\pi$, а также $|\Delta\eta| > 4$, которое можно назвать “twin peaks” эффектом.

Следует еще раз подчеркнуть, что алгоритм компланаризации модели в высшей степени произволен и может быть использован только в качестве феноменологического инструмента для оценки влияния процессов КГЧ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках феноменологической модели FANSY 2.0 “ridge” эффект, обнаруженный Коллаборацией CMS [20], возникает как следствие компланарной генерации наиболее энергичных вторичных частиц с высокими значениями скорости $|y|$. FANSY 2.0 предсказывает появление “twin

peaks” эффекта в диапазоне $|\Delta\eta| > 4$. Для решения проблемы необходимо детальное исследование на БАК в более широком диапазоне значений $\Delta\eta$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисов А.С., Гусева З.М., Денисова В.Г. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 2125.
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., Roganova T.M. // Phys. Rev. D. 1995. V. 52. P. 2766.
4. Pamir Collaboration // Preprint INP MSU No. 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. ICRC1999. (Salt Lake City, 1999). V. 1. P. 127.

7. *Apanasenko A.V., Dobrotin N.A., Goncharova L.A. et al.* // Proc. ICRC1977. (Plovdiv, 1977). V. 7. P. 220.
8. *Osedlo V.I., Rakobolskaya I.V., Galkin V.I. et al.* // Proc. ICRC2001. (Hamburg, 2001). V. 1. P. 1426.
9. *Capdevielle J.N.* // J. Phys. G. 1988. V. 14. P. 503.
10. *Mukhamedshin R.A.* // J. High Energy Phys. 2005. V. 05. Art. No. 049.
11. *Mukhamedshin R.A.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2009. V. 196C. P. 98.
12. *Mukhamedshin R.A.* // Eur. Phys. J. C. 2009. V. 60. P. 345.
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. 175–176. P. 137.
15. *Yuldashbaev T.S. et al.* // Nuovo Cim. C. 2001. V. 24. P. 569.
16. *Mukhamedshin R.A.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 1999. V. 75A. P. 141.
17. *Anchordoqui L.A., Dai De Ch., Goldberg H. et al.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. No. 114046.
18. *Mukhamedshin R.A.* // Eur. Phys. J. Plus. 2019. V. 134. P. 584.
19. *Mukhamedshin R.A.* // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79. P. 441.
20. *The CMS Collaboration* // J. High Energy Phys. 2010. V. 09. Art. No. 091.
21. *The CMS Collaboration* // arXiv: 1009.4122v1. 2010.

Is there a relationship between the collider “ridge” effect and particle coplanarity in gamma-ray-hadron families?

R. A. Mukhamedshin*

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

**e-mail: rauf_m@mail.ru*

Based on the simulation of proton-proton interactions using the FANSY 2.0 model, it is shown that the “long-range ridge” effect discovered by the CMS Collaboration at the LHC and the coplanarity in gamma-hadron families in EAS cores, found in experiments with X-ray emulsion chambers, can be explained within a single physical process.

УДК 539

СТАТУС ВЫСОКОГОРНОЙ УСТАНОВКИ ENDA-LHAASO

© 2021 г. Ю. В. Стенькин^{1, *}, В. В. Алексеенко¹, Данженглуобу^{2, 3}, Л. В. Жанг⁴, Д. А. Кулешов¹, К. Р. Левочкин¹, В. В. Ли⁴, М. Ю. Лиу^{2, 3}, Й. Лиу⁵, С. Х. Ма^{6, 7}, Д. Х. Сяо^{2, 3}, О. Б. Щеголев¹, Ш. В. Цюи⁴, Т. Л. Чен^{2, 3}, Ц. Ши⁴, Ф. Янг⁴

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

²Тибетский университет, Школа науки, Лхаса, КНР

³Тибетский университет, Ключевая лаборатория космических лучей, Лхаса, КНР

⁴Хэбэйский педагогический университет, Школа физики, Шицзячжуан, КНР

⁵Хэбэйский университет экономики и бизнеса, Школа менеджмента и инженерии, Шицзячжуан, КНР

⁶Институт физики высоких энергий Китайской академии наук, Ключевая лаборатория астрофизики элементарных частиц, Пекин, КНР

⁷Центр исследования космических лучей Тяньфу, Чэнду, КНР

*E-mail: stenkinyv@lebedev.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Описана установка ENDA (electron-neutron detector array), запущенная в рамках международного проекта LHAASO в декабре 2019 г. в Тибете на высоте 4410 м над уровнем моря. Уникальной особенностью установки является одновременная регистрация по всей площади установки двух главных компонент широких атмосферных ливней: адронной и электронной, с помощью одних и тех же детекторов. Представлены основные параметры установки, полученные как в расчетах, так и в измерениях.

DOI: 10.31857/S0367676521040360

ВВЕДЕНИЕ

В рамках международного высокогорного эксперимента LHAASO [1] на тибетском плато (пров. Сычуань, КНР) на высоте 4410 м создается установка нового типа (ENDA или electron-neutron detector array) для изучения спектра космических лучей и их химического состава при энергии выше 1 ПэВ. Установка будет состоять из 400 электронно-нейтронных детекторов (эн-детекторов), расположенных на поверхности земли в виде треугольной 60-градусной сетки с шагом 5 м. Разработанные в ИЯИ РАН эн-детекторы могут регистрировать две основные компоненты широкого атмосферного ливня (ШАЛ): электронную и адронную (через тепловые нейтроны) по всей площади установки, составляющей в окончательном варианте 10000 м². Такого типа установки (проект PRISMA), предложенные в 2009 г. [2], пока работают лишь в виде прототипов и только с нашим участием.

ПАРАМЕТРЫ И ВОЗМОЖНОСТИ УСТАНОВКИ

Установка ENDA [3] в настоящий момент состоит из одного работающего кластера, состоя-

щего из 16 нейтронных эн-детекторов (см. рис. 1). В детекторе используется сцинтилляционный композит из ZnS(Ag) и соединения необогащенного бора. Площадь сцинтиллятора 0.35 м², а толщина 50 мг/см², что обеспечивает эффективность регистрации тепловых нейтронов на уровне 20%. Порог для регистрации заряженных релятивистских частиц (mip) составляет около 6 частиц. Кластер имеет независимое питание и систему регистрации в виде 32-канального, 14-битного флэш-АЦП, оцифровывающего все импульсы с последнего и промежуточного 5-го динода ФЭУ после предварительного усиления зарядочувствительными предусилителями с интегрированием с постоянной 1 мкс. Данные разных кластеров синхронизированы с точностью 20 нс и будут “сшиваться” при обработке как между собой, так и с другими установками LHAASO [1]. Эта работа уже ведется и первые совместные с детекторами LHAASO события были продемонстрированы в докладе на конференции. Таким образом, точные параметры регистрируемых ШАЛ будут, при необходимости, определяться детекторами LHAASO, а кластерная система эн-детекторов позволит наращивать их количество, не прерывая набора данных. В ближайшее время планируется расши-

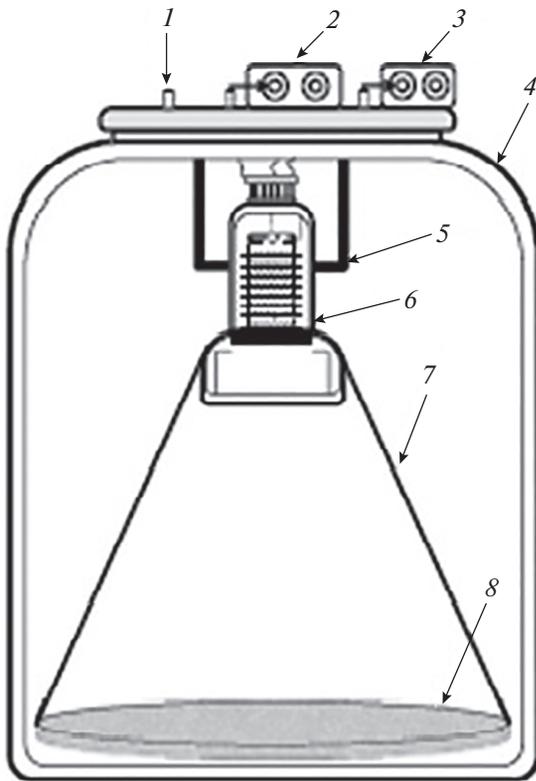


Рис. 1. Конструкция эн-детектора установки ENDA. 1 – высоковольтный разъем; 2 – предохранитель 8-го динода; 3 – предохранитель 5-го динода; 4 – полиэтиленовый корпус (бак для воды); 5 – крепеж ФЭУ; 6 – ФЭУ (CR-165); 7 – светособирающий конус; 8 – сцинтиляционный диск Ø70 см.

рение установи до 4 кластеров, детекторы для которых уже готовы. Дальнейшее расширение установки будет зависеть от объема финансирования и от готовности инфраструктуры.

Математическое моделирование будущего эксперимента проводилось в течение нескольких последних лет. При этом расчеты проводились в три этапа: программа CORSIKA использовалась для моделирования ШАЛ, GEANT – для моделирования отклика эн-детекторов на частицы ШАЛ и затем полученные фитирующие функции использовались при моделировании отклика установки ENDA-64 на ШАЛ. В качестве примера на рис. 2 приведены результаты моделирования с целью определения пороговых энергий для первичных частиц различных масс. При этом отдельно строились спектры всех ливней и ливней с числом зарегистрированных нейтронов 3 и более. Как видно из рисунка, пороговые энергии для ливней с нейтронами лежат в районе $E = 1$ ПэВ для протонов и около 2 ПэВ для кремния, тогда как для всех ливней (без отбора по нейтронам) порог расположен в районе $E = 100\text{--}200$ ТэВ, т.е. на порядок величины ниже. Это объясняется тем,

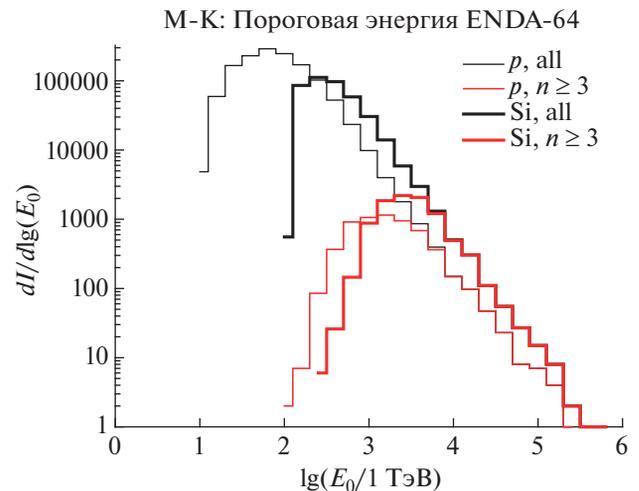


Рис. 2. Полученные при моделировании установки ENDA-64 спектры регистрируемых ливней от первичных протонов и ядер кремния.

что при энергиях 0.1–1 ПэВ даже на такой высоте адронов еще мало и массовое рождение вторичных нейтронов начинается при более высоких энергиях. Причем с ростом энергии выше 100 ТэВ на частицу сначала начинают доходить адроны в протонных ливнях, затем в ливнях от гелия и т.д. поскольку, в соответствии с принципом суперпозиции, тут важна энергия на нуклон. Таким образом, ПэВ-ная область энергий является переходной от бесствольных к нормальным ливням. Только когда ливни от ядер железа становятся нормальными, тогда достигается равновесие для всех ливней (выше 10 ПэВ) и метод ШАЛ начинает работать корректно. Это обстоятельство играет огромную роль в феноменологии ШАЛ и приводит, по нашему мнению, к систематическим ошибкам при восстановлении первичного спектра из спектра мощностей ШАЛ в ПэВ-ной области, т.к. безадронные (бесствольные ливни) имеют не стандартную форму из-за нарушенного равновесия между основной адронной и прочими компонентами ШАЛ [4]. Именно поэтому полноценное измерение адронной компоненты ШАЛ является обязательным, поскольку только каскадирующие адроны определяют свойства наблюдаемых ливней, а их отсутствие свидетельствует о том, что ливень бесствольный и его надо анализировать не так, как стандартный ливень.

Возможность регистрации двух компонент ливня одними и теми же детекторами позволила нам разработать новый метод определения химсостава космических лучей при энергиях выше 1 ПэВ, используя отношение числа нейтронов к электронам n/e [5]. Применение для этого методов машинного обучения, а также использование для анализа всех компонент ШАЛ, позволит нам по-

лучить хорошую точность в восстановлении массового состава космических лучей [6] и их энергетического спектра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокогорная установка ENDA начинает работу по изучению спектра и массового состава космических лучей в области энергии 1–100 ПэВ. На территории эксперимента LHAASO, на высоте 4410 м развернут первый кластер из 16 эн-детекторов. Идет отладка онлайн программы, решаются проблемы синхронизации с детекторами LHAASO, проводится детальное математическое моделирование эксперимента. В ближайшие 1–2 года ожидается расширение установки до 4 кластеров, тогда же начнется штатный набор экспериментальных данных, а при наличии достаточного финансирования, установка будет в дальнейшем расширена до 25 кластеров (400 эн-детекторов). Результаты моделирования и разработанный нами новый метод изучения химического состава космических лучей при энергиях выше 1 ПэВ позволяют надеяться на скорое решение этой важнейшей проблемы и связанной с ней проблемы наблюдаемого “излома” в спектре космических лучей в ПэВ-ной области энергий.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-00339) и Программы Президиума РАН “Физика фундаментальных взаимодействий и ядерные технологии”, а также при поддержке программами International Partnership Program of Chinese Academy of Sciences (grant no. 113111KYSB20170055) и National Natural Science Foundation (NSFC) (grant nos. U2031103, 11963004, 11873005, U1831129, 11905043).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bai X., Bi B.Y., Bi X.J. et al. // arXiv: 1905.02773v1. 2019.
2. Stenkin Yu.V. // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2009. V. 196. P. 293.
3. Xinhua Ma, Jiancheng He, Yi Zhang et al. // Proc. ICRC2019 (Madison, 2019). P. 345.
4. Стенькин Ю.В. // ЯФ. 2008. Т. 71. № 1. С. 99; Stenkin Yu.V. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. No. 1. P. 98.
5. ШегOLEV О.Б., Алексеенко В.В., Стенькин Ю.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 691; Shchegolev O.B., Alekseenko V.V., Stenkin Yu.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 632.
6. Ma X.H., Shchegolev J.B., Stenkin Yu.V. // Proc. ICRC2019. (Madison, 2019). P. 431.

Status of the high-altitude array ENDA-LHAASO

Yu. V. Stenkin^{a, *}, V. V. Alekseenko^a, Danzengluobu^{b, c}, Liang-Wei Zhang^d, D. A. Kuleshov^a, K. R. Levochkin^a, Bing-Bing Li^d, Mao-Yuan Liu^{b, c}, Ye Liu^e, Xin-Hua Ma^{f, g}, Di-Xuan Xiao^{b, c}, O. B. Shchegolev^a, Shu-Wang Cui^d, Tian-Lu Chen^{b, c}, Cong Shi^d, Fan Yang^d

^aInstitute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

^bScience School, Tibet University, Lhasa, 850000 China

^cKey Laboratory of Comic Rays, Tibet University, Lhasa, 850000 China

^dThe College of Physics, Hebei Normal University, Shijiazhuang, 050024 China

^eSchool of Management Science and Engineering, Hebei University of Economics and Business, Shijiazhuang, 050061 China

^fKey Laboratory of Particle Astrophysics, Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100049 China

^gTianfu Cosmic Ray Research Centre, Chengdu, China

*e-mail: stenkinyv@lebedev.ru

The ENDA (electron-neutron detector array) setup launched as part of the international LHAASO project in December 2019 in Tibet at an altitude of 4410 m above sea level is described. The unique feature of the ENDA is following: a possibility to measure two main EAS components—electronic and hadronic ones over whole array are using only en-detectors. Performances and some parameters of the array, obtained in testing measurements and calculations are presented.

УДК 539.1.05

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ ПРОТОТИПА ШИРОКОУГОЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА SIT В СОСТАВЕ АСТРОФИЗИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА TAIGA

© 2021 г. Д. А. Подгрудков^{1,2}, Е. А. Бонвеч^{1,*}, И. А. Вайман^{1,2}, Д. В. Чернов¹, И. И. Астапов³, П. А. Безъязыков⁴, М. Бланк⁵, А. Н. Бородин⁶, М. Брюкнер⁷, Н. М. Буднев⁴, А. В. Булан^{1,2}, А. Вайдянатан⁸, Р. Вишневский^{6,7}, П. А. Волчугов^{1,2}, Д. М. Воронин⁹, А. Р. Гафаров⁴, О. А. Гресс⁴, Т. И. Гресс⁴, О. Г. Гришин⁴, А. Ю. Гармаш^{8,10}, В. М. Гребенюк^{6,11}, А. В. Гринюк⁶, А. Н. Дячок⁴, Д. П. Журов⁴, А. В. Загородников⁴, А. Л. Иванова^{4,10}, Н. Н. Калмыков¹, В. В. Киндин³, С. Н. Кириухин⁴, Р. Л. Кокоулин³, К. Г. Компаниец³, Е. Е. Коростелева¹, В. А. Кожин¹, Е. А. Кравченко^{8,10}, А. П. Крюков¹, Л. А. Кузьмичев¹, А. Кьявасса¹², М. Лаврова⁶, А. А. Лагутин¹³, Ю. Е. Лемешев⁴, Б. К. Лубсандоржиев¹⁰, Н. Б. Лубсандоржиев¹, Р. Р. Миргазов⁴, Р. Мирзоян^{1,14}, Р. Д. Монхоев⁴, Е. А. Осипова¹, А. Л. Пахорук⁴, А. Пан⁶, М. И. Панасюк¹, Л. В. Паньков⁴, А. А. Петрухин³, В. А. Полещук⁴, М. Попеску¹⁵, Е. Г. Попова⁹, А. Порелли^{6,7}, Е. Б. Постников¹, В. В. Просин¹, В. С. Птускин¹⁶, А. А. Пушнин⁴, Р. И. Райкин¹³, Г. И. Рубцов⁹, Е. В. Рябов⁴, Я. И. Сагань^{6,11}, В. С. Самолига⁴, А. А. Силаев¹, А. А. Силаев (мл.)¹, А. Ю. Сидоренков⁹, А. В. Скурихин¹, М. Слуначка⁶, А. В. Соколов^{8,10}, Л. Г. Свешникова¹, Я. В. Суворкин⁴, В. А. Таболенко⁴, А. В. Танаев⁴, Б. А. Таращанский⁴, М. Ю. Терновой⁴, Л. Г. Ткачев^{6,11}, М. Тлужиконт⁵, Н. А. Ушаков⁹, Д. Хорнс⁵, И. В. Яшин³

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

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

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Иркутский государственный университет”, Научно-исследовательский институт прикладной физики, Иркутск, Россия

⁵Университет Гамбурга, Гамбург, Германия

⁶Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

⁷Немецкий электронный синхротрон (DESY), Цойтен, Германия

⁸Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Новосибирский национальный исследовательский государственный университет”, Новосибирск, Россия

⁹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

¹⁰Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

¹¹Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области “Университет “Дубна”, Дубна, Россия

¹²Национальный институт ядерной физики, Турин, Италия

¹³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Алтайский государственный университет”, Барнаул, Россия

¹⁴Физический институт Макса Планка, Мюнхен, Германия

¹⁵Институт космических наук, Будапешт, Румыния

¹⁶Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: bonvech@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Прототип малого широкоугольного телескопа был установлен в Тункинской долине в составе установки TAIGA в сентябре 2019 г. За прошедшие 8 сеансов наблюдений были собраны данные по работе установки, проведена проверка режимов работы систем телескопа, работа триггерной системы и системы сопряжения с комплексом TAIGA. Представлены первые результаты анализа данных о работе прототипа телескопа.

DOI: 10.31857/S0367676521040293

ВВЕДЕНИЕ

Прототип малого широкоугольного телескопа (small imaging telescope, SIT) был установлен в центре первого кластера детектор HiSCORE комплексной установки TAIGA [1, 2] и проработал в составе установки сезон измерений 2019–2020. SIT входит в сеть сопряжения установки HiSCORE [2] наравне с остальными ее станциями. Телескоп предназначен для регистрации вспышек излучения Вавилова–Черенкова (далее черенковский свет) от широких атмосферных ливней (ШАЛ).

SIT состоит из шестиугольного зеркала с большим диаметром 700 мм и радиусом кривизны 940 мм. Поле зрения ограничено диафрагмой диаметром 400 мм (с учетом камеры эффективная площадь 0.1 м^2), отстоящей от центра зеркала на 710 мм. Между диафрагмой и зеркалом установлена камера телескопа диаметром 250 мм. Полный угол обзора установки составляет около 18° . Подробное описание установки приведено в [3]. Оптическая ось установки направлена строго на юг под углом 25° к вертикали.

Светочувствительная камера SIT, представляет собой шестиугольную матрицу, состоящую из 49 кремниевых фотоумножителей (SiPM) SensL MicroFC-SMTPA-60035 со светосборниками, обеспечивающими сбор света с 73% полной площади камеры. Оцифровка сигнала производится с частотой 80 МГц. По сигналу триггера записываются сигналы всех каналов течение 1 мкс до сигнала триггера и 5 мкс после, формируя один “кадр”. В телескопе SIT используются системы управления электроникой и сбора данных, ранее разработанные и испытанные в эксперименте СФЕРА-2 [4].

В течение всего периода измерений измерялись и записывались вместе с данными событий параметры телеметрии: температура матрицы SiPM, общий ток и напряжение питания матрицы, температура электроники, температура и давление воздуха. Данные телеметрии используются для определения калибровочных поправок по напряжению питания и температуре SiPM.

СТАТИСТИКА

SIT проработал с сентября 2019 г. по апрель 2020 г., в том числе в режиме сопряжения с установкой HiSCORE с конца декабря 2019 г. В течение этого времени набралось 110 ясных безлунных периодов наблюдений, из них 66 ночей в режи-

ме сопряжения с установкой HiSCORE. За этот период зарегистрировано 1.92 млн событий. Все события вошли в анализ работы матрицы SiPM, определение зависимости усиления каждого SiPM от температуры и напряжения. Для оценки результатов работы самого детектора зарегистрированные события прошли процедуру отбора.

Первичный отбор событий заключался в поиске пика события в развертке суммарного сигнала всех 49 каналов. Частота работы триггерной платы отличалась в 8 раз от частоты работы плат оцифровки сигнала, поэтому положение триггерной метки известно с точностью около 100 нс. Событие в “кадре” считалось найденным, если в окне 150 нс вокруг ожидаемой метки триггера найден пик выше 5σ относительно остального сигнала в “кадре”.

Положение обнаруженного пика суммарного сигнала далее считалось временем прихода события. В интервале 60 нс вокруг него проводился поиск и интегрирование импульсов в развертке каждого канала, формируя изображение события. Далее проводился отсев случайных пиков, не относящихся к событию: тепловой шум SiPM, фотоэлектроны от фоновой засветки, проявляющиеся как изолированные пиксели.

В силу расположения матрицы SiPM вне фокуса зеркала размер пятна сведения параллельного пучка лучей превышал размер одного пикселя, т.е. свет от ШАЛ не мог формировать изображение, состоящее только из одного пикселя. Поэтому из рассмотрения исключались также события, в изображении которых присутствовал только один пиксель.

По этим критериям из исходных 1.92 млн записанных триггеров было отобрано 610 тысяч событий, из них 75 тысяч были одновременно зафиксированы установкой HiSCORE. Для каждого из этих событий были восстановлены направления прихода черенковского света от ШАЛ, суммарная амплитуда события S в фотоэлектронах, площадь изображения, длительность суммарного импульса, время прихода света для последующего более точного сравнения с HiSCORE и ряд других параметров.

АНАЛИЗ СОВМЕСТНЫХ СОБЫТИЙ

При анализе совместных событий SIT и HiSCORE использовались параметры, не регистрируемые SIT, но определяемые по данным

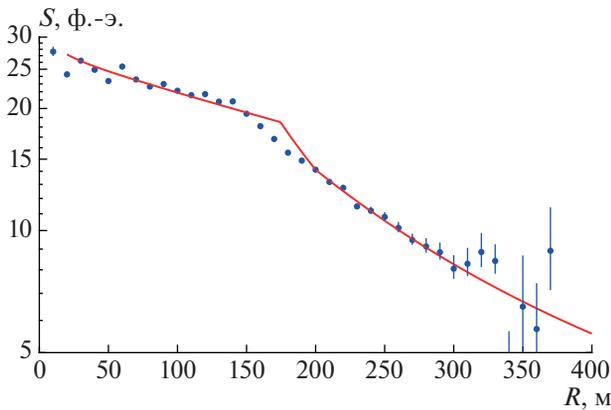


Рис. 1. ФПР ЧС, восстановленная по данным SIT для первичных частиц с энергией 350–450 ТэВ. Расстояние до оси и энергия ШАЛ получены от HiSCORE. Зарегистрированный сигнал S приведен в числе фотоэлектронов. Линией приведена теоретическая ФПР ЧС из работы [7].

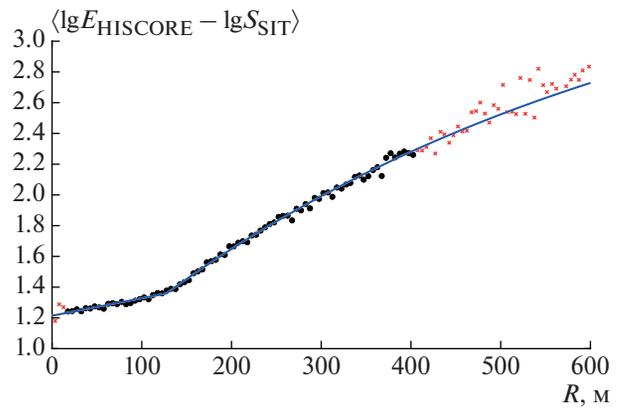


Рис. 2. Средняя разность логарифма энергии E первичной частицы ШАЛ в ТэВ и логарифма полной амплитуды S события SIT в фотоэлектронах в зависимости от расстояния до оси ливня. Сплошной линией показана параметризация этой зависимости. Точками показаны данные, вошедшие в построение параметризации, косыми крестами — не вошедшие.

HiSCORE: координаты оси ливня и энергия первичной частицы. Алгоритмы восстановления параметров ШАЛ в эксперименте HiSCORE описаны в работе [5]. Стоит отметить, что оценка расстояния до оси ШАЛ по данным SIT возможна по ширине импульса, однако точность этой оценки крайне низкая в силу недостаточной частоты оцифровки, поскольку требуется частота оцифровки сигнала выше 200 МГц.

В целях исключения случайных совпадений, для анализа брались только те события, в которых сработало несколько измерительных пунктов установки HiSCORE, включая один из четырех ближайших к телескопу SIT, расположенных на расстояниях около 75 м каждый.

На рис. 1 приведена средняя функция поперечного распределения черенковского света (ФПР ЧС) в диапазоне энергий 350–450 ТэВ. ФПР получена путем усреднения зарегистрированных суммарных амплитуд S событий с осью на выбранном расстоянии от детектора SIT. Данная ФПР по форме совпадает с модельными ФПР ЧС [6], т.е. регистрируемые SIT события в целом являются вспышками черенковского света от ШАЛ, а не случайными совпадениями.

Анализ эффективности регистрации, возможной ее неоднородности по полю зрения, фактической квантовой эффективности использованных SiPM и эффектов геометрических искажений будет проведен в последующих работах. Анализ работы отдельных SiPM приведен частично в [3].

Проведена привязка параметра S суммарной амплитуды события детектора SIT к первичной энергии события, полученной из данных HiSCORE. На рис. 2 показан средняя разность логарифма полной энергии ШАЛ в ТэВ и логарифма полной амплитуды события S в фотоэлектронах в зави-

симости от расстояния R до оси ливня. Кривой показана параметризация зависимости кусочно-непрерывной функцией, точками показаны экспериментальные данные, вошедшие в построение параметризации, косыми крестиками — исключенные из анализа данные в областях малой статистики, где полученные точки недостоверны.

С учетом полученной на предыдущем шаге кривой поправок энергии возможно оценить энергию ШАЛ по показаниям SIT с привлечением от HiSCORE лишь информации о положении оси ливня. Распределение событий по энергии, построенное по параметру S телескопа SIT приведено на рис. 3 вместе с распределением по энергии, определенной по данным установки HiSCORE.

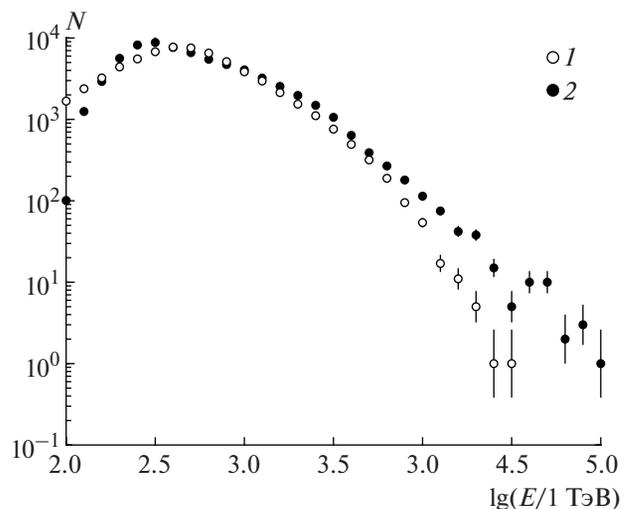


Рис. 3. Распределения событий по энергии, 1 — построенные по параметру S телескопа SIT, 2 — по энергии, определенной по данным установки HiSCORE.

В дальнейшем планируется провести прямое полное моделирование работы SIT и моделирование отклика детектора с известными свойствами SiPM. Такая работа позволит перейти от использования кривой на рис. 2 к использованию модельных соотношений для различных расстояний от оси ливня для различных первичных частиц с различными энергиями, т.к. учет зависимости от этих параметров позволит повысить точность оценки энергии первичной частицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прототип малого широкоугольного телескопа SIT проработал в составе астрофизического комплекса TAIGA в течение измерительного сезона 2019–2020 гг. Реализована аппаратурная синхронизация телескопа SIT с установкой HiSCORE.

На основании данных установки HiSCORE проведена процедура энергетической калибровки телескопа SIT. В дальнейшем планируется разра-

ботка независимого метода оценки энергии событий по данным телескопа.

Работа поддержана РФФ (проект № 19-72-20230).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Budnev N., Astapov I., Barbashina N. et al. (TAIGA Collaboration) // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 845. P. 330.
2. Gress O., Astapov I., Budnev N. et al. (TAIGA Collaboration) // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 845. P. 367.
3. Chernov D., Astapov I., Bezyazeev P. et al. // J. Instrum. 2020. V. 15. No. 9. Art. No. C09062.
4. Antonov R.A., Bonvech E.A., Chernov D.V. et al. // Astropart. Phys. 2020. V. 122. Art. No. 102460.
5. Prosin V., Astapov I., Bezyazeev P. et al. // EPJ Web Conf. 2019. V. 210. Art. No. 01003.
6. Prosin V.V., Berezhnev S.F., Budnev N.M. et al. // EPJ Web Conf. 2015. V. 99. Art. No. 04002.
7. Budnev N., Chernov D., Gress O. // Astropart. Phys. 2013. V. 50–52. P. 18.

First results of wide-angle telescope prototype for the TAIGA installation

D. A. Podgrudkov^{a,b}, E. A. Bonvech^{a,*}, I. V. Vaiman^{a,b}, D. V. Chernov^a, I. I. Astapov^c, P. A. Bezyazeev^d, M. Blank^e, A. Borodin^f, M. Brückner^f, N. Budnev^d, A. Bulan^{a,b}, A. Vaidyanathanⁱ, R. Wischnewski^g, P. Volchugov^{a,b}, D. Voronin^p, A. Gafarov^d, O. Gress^d, T. Gress^d, O. Grishin^d, A. Garmash^{i,j}, V. Grebenyuk^{f,k}, A. Grinyuk^f, A. Dyachok^d, D. Zhurov^d, A. Zagorodnikov^d, A. Ivanova^{d,j}, N. Kalmykov^a, V. Kindin^c, S. Kiryuhin^d, R. Kokoulin^c, K. Kompaniets^c, E. Korosteleva^a, V. Kozhin^a, E. Kravchenko^{i,j}, A. Kryukov^a, L. Kuzmichev^a, A. Chiavassa^h, M. Lavrova^f, A. Lagutin^l, Yu. Lemeshev^d, B. Lubsandorzhev^l, N. Lubsandorzhev^a, R. Mirgazov^d, R. Mirzoyan^{a,m}, R. Monkhoev^d, E. Osipova^a, A. Pakhorukov^d, A. Pan^f, M. Panasyuk^a, L. Pankov^d, A. Petrukhin^c, V. Poleschuk^d, M. Popescuⁿ, E. Popova^a, A. Porelli^{f,g}, E. Postnikov^a, V. Prosin^a, V. Ptuskin^l, A. Pushnin^d, R. Raikin^o, G. Rubtsov^p, E. Rjabov^d, Y. Sagan^{f,k}, V. Samoliga^d, A. Silaev^a, A. Silaev, Jr., A. Sidorenkov^a, A. Skurikhin^a, M. Slunicka^f, A. Sokolov^{i,j}, L. Sveshnikova^a, Y. Suvorkin^d, V. Tabolenko^d, A. Tanaev^d, B. Tarashansky^d, M. Ternovoy^d, L. Tkachev^{f,k}, M. Tluczykont^e, N. Ushakov^p, D. Horns^e, I. Yashin^c

^aSkobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

^bLomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

^cNational Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

^dInstitute of Applied Physics, Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

^eInstitute for Experimental Physics, University of Hamburg, Hamburg, Germany

^fJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

^gDESY, Zeuthen, Germany

^hDipartimento di Fisica Generale Universita di Torino and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Torino, Italy

ⁱNovosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

^jBudker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

^kDubna State University, Dubna, Russia

^lAltai State University, Barnaul, Russia

^mMax-Planck-Institut für Physik, Munich, Germany

ⁿInstitute of Space Science, Bucharest, Romania

^oPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Moscow, Russia

^pInstitute for Nuclear Research RAS, Moscow, Russia

*e-mail: bonvech@yandex.ru

The prototype of a small wide-angle telescope was installed in September 2019 in the Tunka Valley as a part of TAIGA installation. During 8 measuring sessions the data was collected on prototype systems, as trigger, data acquisition, telemetry, TAIGA synchronization. Here we present the first results of telescope prototype performance analysis.

УДК 52-728:53.05:52-13

ЭКСПЕРИМЕНТ “КОВЕР-3”: ПОИСК ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ОТ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

© 2021 г. В. С. Романенко^{1, *}, В. Б. Петков^{1, 2}, Ю. З. Афашоков¹, Е. А. Горбачева¹, Д. Д. Джаппуев¹, И. М. Дзапарова^{1, 2, 3}, Я. В. Жежер¹, К. В. Журавлева¹, И. С. Карпиков¹, А. У. Куджаев¹, Н. Ф. Клименко¹, А. Н. Куреня¹, А. С. Лидванский¹, О. И. Михайлова¹, Г. И. Рубцов¹, С. В. Троицкий¹, И. Б. Унатлоков¹, М. М. Хаджиев¹, А. Ф. Янин^{1, 3}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: vsrom94@gmail.com

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Установка “Ковер-3” Баксанской нейтринной обсерватории предназначена для регистрации широких атмосферных ливней, образованных первичным космическим излучением с энергией более 100 ТэВ. Основной целью является поиск космического гамма-излучения сверхвысоких энергий. Описано текущее состояние установки, а также результаты поиска фотонов сверхвысоких энергий от областей локализации кандидатов в гравитационно-волновые события, зарегистрированных LIGO/Virgo в третьем наблюдательном периоде.

DOI: 10.31857/S0367676521040335

ВВЕДЕНИЕ

Ливневая установка “Ковер-3” Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований РАН является новым этапом в развитии установки “Ковер” [1]. Установка “Ковер” была одной из первых установок для решения задач гамма-астрономии сверхвысоких энергий и состояла из 400 жидких сцинтилляционных счетчиков, занимавших непрерывную площадь 196 м², и шести выносных пунктов площадью 9 м² каждый, предназначенных для определения направления прихода ШАЛ. Среди ее основных результатов – регистрация вспышки в области энергий более 100 ТэВ от пульсара в Крабовидной туманности 23 февраля 1989 г. [2]. Данное событие было подтверждено другими установками, с различным уровнем достоверности: Kolar Gold Fields [3] и EAS-TOР [4]. Впоследствии на установке “Ковер” были установлены верхние пределы на потоки гамма-излучения сверхвысоких энергий [5] для трех различных источников: Лебедь X-3, Крабовидной туманности и Геркулес X-1. После введения в строй мюонного детектора площадью 175 м² и нейтронного монитора установка получила название “Ковер-2” [6]. По экспериментальным дан-

ным установки “Ковер-2” были получены ограничения на потоки диффузного гамма-излучения с энергией выше 700 ТэВ, на потоки гамма-излучения с энергией выше 1 ПэВ от направлений прихода нейтрино высоких энергий, зарегистрированных IceCube, и от ряда астрофизических источников (Crab, Cyg X-3, Mrk 421 and Mrk 501) [7–10].

ДИФфуЗНОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ

Толчком к развитию гамма-астрономии сверхвысокой энергии послужили результаты нейтринной обсерватории IceCube. В работе [11] сообщили о регистрации астрофизических нейтрино в области энергий от 30 до 1200 ТэВ, причем временных и пространственных корреляций между событиями не наблюдалось, что не позволило идентифицировать их источники. В более поздних работах [12, 13] говорилось о регистрации высокоэнергичных нейтрино с направления на блазар TXS 0506 + 056, а в работе [14] можно найти более подробную информацию о поиске точечных источников нейтрино по данным IceCube за 10 лет. На данный момент точечные источники не могут полностью объяснить потоки астрофизических нейтрино, зарегистрированных

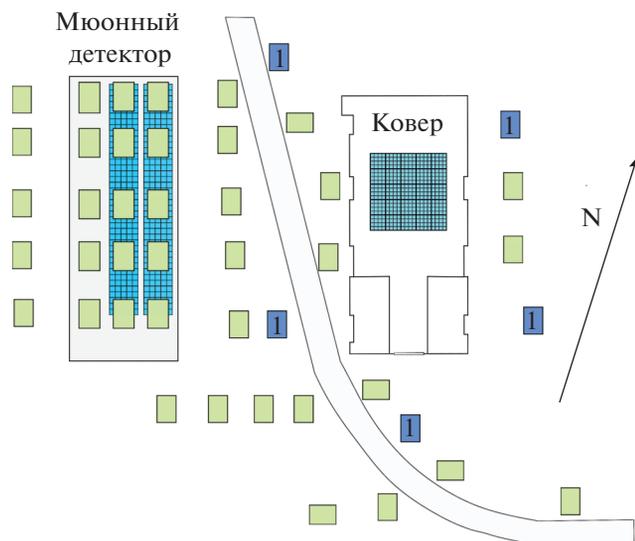


Рис. 1. Схема установки “Ковер-3”. 1 – выносные пункты регистрации, 18 счетчиков на основе жидкого сцинтиллятора; прямоугольниками без подписи обозначены новые выносные пункты регистрации, 9 счетчиков на основе пластического сцинтиллятора.

IceCube, поэтому были предложены различные модели их происхождения, см., напр., обзоры [15, 16]. Наиболее вероятно, что такие нейтрино рождаются в распадах, заряженных π^\pm мезонов, появляющихся в адронных или фотоадронных процессах высоких энергий (см., например, [17]). Эти π^\pm мезоны должны сопровождаться нейтральными π^0 мезонами, распадающимися на два фотона. Таким образом, фотоны высоких энергий, если они не поглощаются, должны сопровождать нейтрино, зарегистрированные обсерваторией IceCube. Однако, на данный момент не было представлено достоверной информации о регистрации такого диффузного гамма-излучения.

Поэтому для задач гамма-астрономии в области энергий более 100 ТэВ, в том числе поиска диффузного гамма-излучения, необходимо создание ливневых установок, включающих мюонный детектор, необходимый для регистрации мюонной компоненты ШАЛ, с целью последующего разделения ливней, вызванных первичными адронами и фотонами. К классу таких установок относится “Ковер-3”, основной целью которого является поиск диффузного гамма-излучения с энергией более 100 ТэВ, оценка чувствительности к которому приведена в работе [7].

УСТАНОВКА “КОВЕР-3”

Планируется, что в 2021 году установка “Ковер-3” будет работать в расширенной конфигурации, показанной на рис. 1. В состав установки входит собственно “Ковер”, состоящий из 400 счетчиков на основе жидкого сцинтиллятора общей

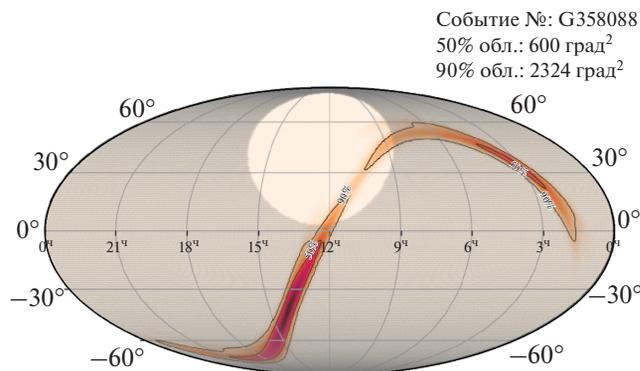


Рис. 2. Пример локализации гравитационно-волнового события на небесной сфере. Светлым выделено поле зрения установки.

площадью 197 м², пять выносных пунктов, состоящих из 18 счетчиков на основе жидкого сцинтиллятора, площадью 9 м² каждый и тридцать девять пунктов регистрации, с детекторами на основе пластического сцинтиллятора, площадью 9 м² каждый.

Подземный мюонный детектор в настоящее время имеет площадь 410 м² и состоит из двух параллельных туннелей, в каждом из которых находится по 205 сцинтилляционных счетчиков на основе пластического сцинтиллятора площадью 1 м² каждый. Толщина грунта над мюонным детектором составляет 2.5 м, что соответствует пороговой энергии 1 ГэВ для вертикальных мюонов.

До введения в эксплуатацию всех пунктов регистрации, изображенных на рис. 1, для восстановления параметров и отбора кандидатов в гамма ливни используются алгоритмы и критерии, описанные в [7]. Новые алгоритмы обработки будут разработаны на основе Монте-Карло моделирования и тестового набора данных для полной конфигурации установки.

ПОИСК ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ГРАВИТАЦИОННО ВОЛНОВЫХ СОБЫТИЙ

В третьем наблюдательном периоде гравитационно-волновые антенны LIGO и Virgo зарегистрировали 56 кандидатов в гравитационно-волновые события [18]. Для дальнейшего анализа из них были отобраны 10 событий, в момент регистрации которых на установке “Ковер-3” шел набор информации, и для которых область локализации события находилась в поле зрения установки (в пределах зенитного угла $\theta = 40^\circ$). В качестве примера на рис. 2 приведены области локализации гравитационно-волнового события S191222n [19] и поле зрения установки “Ковер-3” (выделено светлым) в момент регистрации этого события. Поиск ливней от первичных гамма-квантов сверхвысокой энергии на установке проводился в преде-

лах ± 500 с относительно времени регистрации событий LIGO/Virgo [20]. Для отбора таких ливней использовались те же критерии, которые применялись ранее при поиске гамма-излучения сверхвысокой энергии от астрофизических источников в работах [8–10]. В пределах ± 500 с относительно времени регистрации отобранных 10 событий LIGO/Virgo не было обнаружено ливней от первичных гамма-квантов сверхвысокой энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Запуск набора экспериментальных данных в полной конфигурации, указанной на рис. 1, состоится в 2021 г. Основными задачами работы установки будут являться поиск диффузного гамма-излучения с энергиями свыше 100 ТэВ, а также поиск новых и изучение существующих точечных источников. Проведен поиск фотонов сверхвысоких энергий от областей локализации кандидатов в гравитационно-волновые события, зарегистрированных LIGO/Virgo в третьем наблюдательном периоде. Ливней от первичных фотонов сверхвысокой энергии в совпадении с кандидатами в гравитационно-волновые события обнаружено не было.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 19-29-11027 и 20-32-90213). Работа выполнена на уникальной научной установке Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп, Центр коллективного пользования Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alexeenko V.V., Andreyev Yu.M., Chudakov A.E. et al. // AIP Conf. Proc. 1991. V. 220. P. 132.
2. Alexeenko V.V., Andreyev Yu.M., Chudakov A.E. et al. // J. Phys. G. 1992. V. 18. P. 83.
3. Sinha S., Acharya B.S., Bhat P.N. et al. // Proc. 21st ICRC (Adelaide, 1990). P. 366.
4. Aglietta M., Alessandro B., Bandino G. et al. // EPL. 1991. V. 15. P. 81.
5. Alexeenko V.V., Andreyev Yu.M., Chudakov A.E. et al. // Proc. 22nd ICRC. (Dublin, 1991). P. 289.
6. Джанпиев Д.Д., Алексеенко В.В., Волченко В.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. С. 542; Dzhappuev D.D., Alekseenko V.V., Volchenko V.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. P. 542.
7. Петков В.Б., Джанпиев Д.Д., Лидванский А.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 1038; Petkov V.B., Dzhappuev D.D., Lidvansky A.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 941.
8. Dzhappuev D.D., Dzaparova I.M., Gorbacheva E.A. et al. // JETP Lett. 2019. V. 109. P. 226.
9. Dzhappuev D.D., Dzaparova I.M., Gorbacheva E.A. et al. // EPJ Web Conf. 2019. V. 207. Art. No. 03004.
10. Dzhappuev D., Troitsky S., Zhezher Y. et al. // Proc. 36th ICRC. (Madison, 2019). Art. No. 808.
11. Aartsen M., Abbasi R., Abdou Y. et al. // Science. 2013. V. 342. Art. No. 1242856.
12. Aartsen M., Ackermann M., Adams J. et al. // Science. 2018. V. 361. No. 6398. Art. No. 147.
13. Aartsen M., Ackermann M., Adams J. et al. // Science. 2018. V. 361. No. 6398. Art. No. eaat1378.
14. Aartsen M., Ackermann M., Adams J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. Art. No. 051103.
15. Ahlers M., Halzen F. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2018. V. 102. P. 73.
16. Palladino A., Spurio M., Vissani F. // Universe. 2020. V. 6. P. 30.
17. Kalashev O., Troitsky S. // JETP Lett. 2015. V. 100. P. 761.
18. <https://gracedb.ligo.org/superevents/public/O3>.
19. <https://gracedb.ligo.org/superevents/S191222n/view>.
20. Baret B., Bartos I., Bouhou B. et al. // Astropart. Phys. 2011. V. 35. P. 1.

The Carpet-3 experiment: ultra-high energy gamma-ray search from astrophysical sources

V. S. Romanenko^{a,*}, V. B. Petkov^{a,b}, Yu. Z. Afashokov^a, I. M. Dzaparova^{a,b,c}, D. D. Dzhappuev^a, E. A. Gorbacheva^a, I. S. Karpikov^a, M. M. Khadziev^a, N. F. Klimenko^a, A. U. Kudzhaev^a, A. N. Kurenaya^a, A. S. Lidvansky^a, O. I. Mikhailova^a, G. I. Rubtsov^a, S. V. Troitsky^a, I. B. Unatlokov^a, A. F. Yanin^{a,c}, Ya. V. Zhezher^a, K. V. Zhuravleva^a

^aInstitute for Nuclear Research of the Russian Academy of Science, Moscow, 117312 Russia

^bInstitute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia

^cSternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119992 Russia

*e-mail: vsrom94@gmail.com

The Carpet-3 installation of the Baksan Neutrino Observatory is designed to register extensive air showers generated by primary cosmic radiation with an energy of more than 100 TeV. The main goal is to search for cosmic gamma radiation of ultrahigh energies. This paper describes the current state of the facility, as well as the results of the search for ultrahigh-energy photons from the regions of localization of candidates for gravitational-wave events recorded by LIGO/Virgo in the third observational period.

УДК 524.1

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА УСТАНОВКЕ ИЗ 16 ЭЛЕКТРОННО-НЕЙТРОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ В ИЯИ РАН

© 2021 г. О. Б. Щеголев¹, *, В. В. Алексеенко¹, Д. А. Кулешов¹,
К. Р. Лёвочкин¹, Ю. В. Стенькин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: shchegolev@inr.ac.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

В рамках проекта LHAASO (large high altitude air shower observatory) в Тибете создается установка ENDA (electron neutron detector array). На территории ИЯИ РАН в Москве создан прототип кластера установки ENDA из 16 электронно-нейтронных детекторов для изучения широких атмосферных ливней с энергиями выше 1 ПэВ. В установке был применен новый метод сбора данных с использованием 32-канального АЦП. Метод отбора нейтронных импульсов проверен с использованием радиоактивных источников. В проекте полноценно реализован метод одновременной регистрации широких атмосферных ливней и вариаций фона тепловых нейтронов.

DOI: 10.31857/S0367676521040347

ВВЕДЕНИЕ

Более 10 лет назад в ИЯИ РАН была разработана концепция установки, способной одновременно регистрировать электромагнитную и адронную компоненты широкого атмосферного ливня (ШАЛ) под названием PRISMA (primary spectrum measurement array) [1]. В основе этой концепции лежит использование электронно-нейтронного детектора (эн-детектора, также разработанного в ИЯИ РАН) на основе неорганического сцинтилляционного компаунда $ZnS(Ag) + V_2O_5$ с небогащенным бором. Регистрация тепловых нейтронов происходит благодаря большому сечению (n, α)-реакции тепловых нейтронов на ядре ^{10}B , содержание которого в природном боре $\sim 19\%$. В результате реакции ядро бора распадается на альфа-частицу и ядро 7Li с суммарной энергией 2.3 МэВ (либо 2.7 МэВ в 7% случаев). С другой стороны, благодаря малой толщине сцинтиллятора (50 мг/см^2) и высокому α/e соотношению сигнал от одной релятивистской заряженной частицы на порядок меньше, чем от нейтрона и находится ниже порога регистрации детектора. Подробно о сцинтилляторе и конструкции детектора можно прочитать в работах [2–4].

К настоящему времени было создано несколько прототипов детекторов проекта PRISMA, в частности PRISMA-32 в Москве и PRISMA-YBJ в Тибете [2–4]. Реализация полномасштабной уста-

новки планируется в рамках международного проекта LHAASO (large high altitude air shower observatory) в Китае в Тибете на высоте 4410 м над уровнем моря [5]. Планируемая установка под названием ENDA (electron neutron detector array) будет иметь площадь $\sim 10000 \text{ м}^2$ и состоять из 400 эн-детекторов, установленных с шагом 5 м. Для тестирования стабильности работы детекторов и электроники вне помещения, а также отладки методики регистрации и обработки сигналов был создан еще один прототип из 16 эн-детекторов на территории ИЯИ РАН в Москве под названием ENDA-INR. На данном прототипе планировалось протестировать методику одновременной регистрации ШАЛ и вариаций фонового потока тепловых нейтронов. Кроме того, представляет интерес сравнение данных, полученных одинаковым образом на установках в горах и на уровне моря.

УСТАНОВКА

Установка ENDA-INR состоит из 16 эн-детекторов, расположенных в форме квадрата 4×4 с шагом 5 м. В центре установки расположен металлический теплоизолированный шкаф с функциями подогрева и вентиляции для электроники. Внутри шкафа находятся: источник высоковольтного питания, источник низковольтного питания, аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и компьютер. От шкафа к каждому детектору проложен

металлический рукав с кабелями. К компьютеру внутри шкафа организован удаленный доступ через интернет. Сигналы с детекторов снимаются с двух динодов фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) для увеличения динамического диапазона. Сигнал с каждого динода поступает на предусилитель и интегрируется с постоянной времени 1 мкс. Далее сигнал с каждого динода поступает на отдельный вход 32-канального АЦП и оцифровывается в течение 1.8 мкс с шагом 16 нс. АЦП обрабатывает сигналы со всех 16 детекторов и присваивает каждому сигналу временную метку с точностью 8 нс.

МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ

Каждый сигнал независимо поступает на компьютер и совпадение определяется путем сравнения временных меток сигналов с разных каналов в онлайн программе. Такой подход позволяет решить сразу 2 задачи: обрабатывать как одновременные срабатывания (ШАЛ), так и одиночные (фоновые). При этом отпадает надобность использования триггерного блока для отбора событий. Задержанные импульсы от захватов тепловых нейтронов регистрируются во временном окне от 100 мкс до 20 мс после совпадения сигналов с более чем 2 детекторов. Попадание сигнала во временное окно также определяется временной меткой сигнала.

В случае если сигнал не попадает во временное окно и нет совпадения сигналов с нескольких детекторов, импульс считается фоновым. Фоновые импульсы накапливаются в течение минутных интервалов и записываются в вариационный файл. Вариации фона важны для решения задачи регистрации широких атмосферных ливней, поскольку позволяют контролировать стабильность работы установки и настройку детекторов. При этом вариации фона сами по себе представляют для нас большой интерес, так как они чувствительны к процессам геофизического происхождения, таким как землетрясения, приливные волны и собственные колебания Земли [6–8].

При решении данных задач для нас важно разделить импульсы от нейтронов и импульсы от одновременного прохождения нескольких заряженных частиц через сцинтиллятор. Это позволит нам снизить фон при регистрации задержанных нейтронов от ШАЛ, а также получить два вариационных канала различной природы и исследовать их отдельно друг от друга. Разделение сигналов возможно благодаря различной форме импульса от нейтрона и от релятивистских заряженных частиц. Продукты распада ядра бора после захвата нейтрона – это тяжелые и медленно движущиеся частицы. Они возбуждают “медленные” компо-

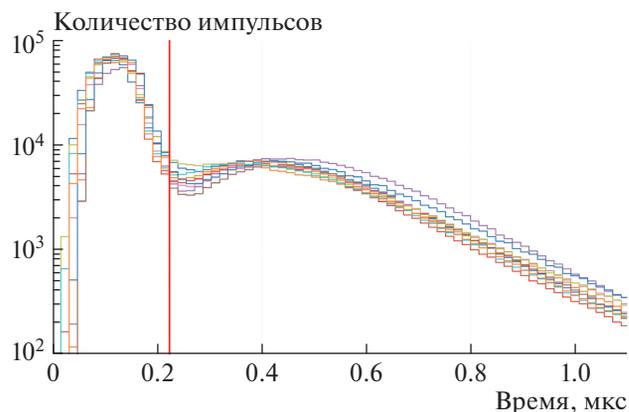


Рис. 1. Распределение импульсов по времени нарастания фронта с детекторов установки ENDA-INR. Красной линией отмечена граница разделения сигналов на нейтроны и “короткие”. Нейтроны справа от линии.

ненты сцинтиллятора ZnS(Ag), что приводит к более долгому собиранию заряда и, следовательно, к длительному нарастанию фронта интегрированного импульса. Напротив, релятивистские частицы возбуждают главным образом “быстрые” временные компоненты, и фронт импульса в этом случае очень крутой. Используя длительность переднего фронта, мы с высокой эффективностью разделяем эти два вида сигналов. На рис. 1 показано распределение сигналов по длительности переднего фронта. Красной линией отмечено пороговое значение, по которому происходит разделение. На рис. 2 показано временное распределение задержанных импульсов в ливне, слева временное распределение нейтронов, справа – коротких импульсов, которые мы называем “заряженные”. Из рисунка видно, что только нейтроны имеют экспоненциальное распределение с временной константой 0.6 мс, тогда как “короткие” импульсы дают равномерный фон, при этом выше в ~2 раза чем фон в нейтронах. Таким способом нам удалось значительно снизить фон задержанных импульсов при регистрации ШАЛ.

ТЕСТИРОВАНИЕ С ИСТОЧНИКАМИ

Для того чтобы протестировать эффективность разделения сигналов по форме были использованы два радиоактивных источника. Первый – источник нейтронов ^{252}Cf – помещался под центр детектора, между источником и детектором располагался слой парафина толщиной 5 см для замедления нейтронов. Суммарная скорость счета нейтронов и “коротких” импульсов выросла в среднем на 212 импульсов в минуту. Из них в среднем 6 импульсов были определены как “ко-

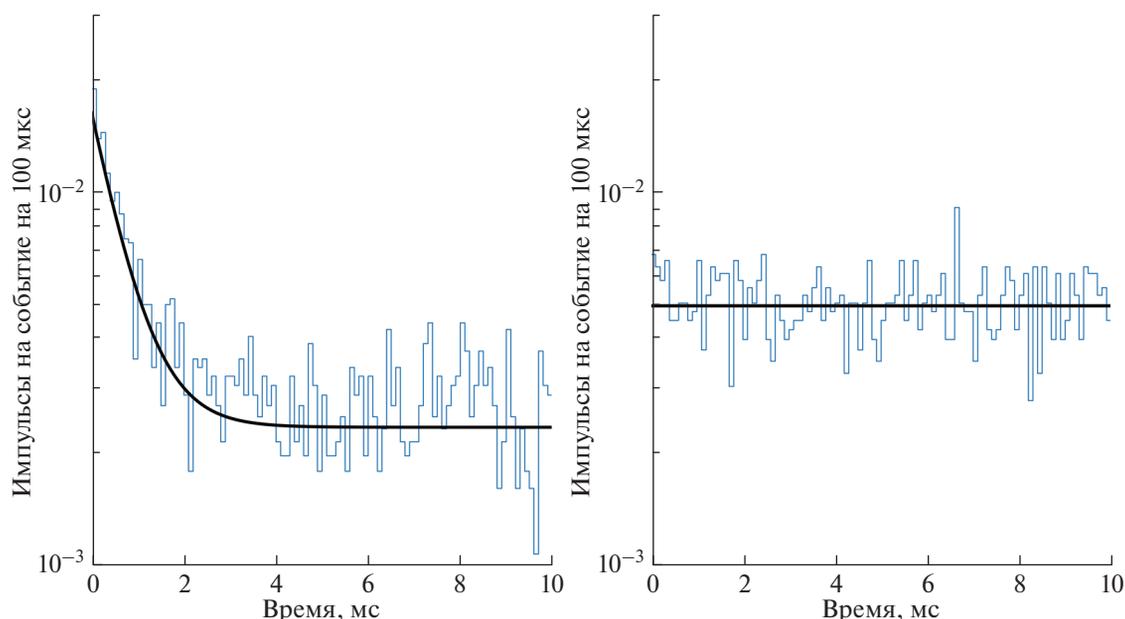


Рис. 2. Временное распределение задержанных импульсов в ШАЛ по данным установки ENDA-INR. Слева распределение для нейтронов, справа – для “коротких” импульсов. Синяя линия – усреднение по нескольким соседним бинам, черная линия – аппроксимация (экспонента + постоянный фон).

роткие”, а 206 были определены как нейтроны. Таким образом, считая, что весь прирост импульсов обусловлен нейтронами, можно заключить, что вероятность определить нейтронный импульс правильно составляет более 97%. Второй тест – с источником ^{232}Th , продукты распада которого могут при бета-распадах помимо электрона излучать одновременно несколько гамма-квантов, которые с некоторой вероятностью могут конвертироваться в электроны, или родить электрон-позитронную пару и, в результате, обеспечить одновременное прохождение нескольких заряженных частиц через сцинтиллятор [8] и превышение суммарного сигнала над порогом.

Поскольку это происходит очень быстро, то импульс оказывается коротким и попадает в категорию “заряженные”. Источник также помещался под центр детектора, но уже без парафина. Суммарный прирост скорости счета в среднем составил 46 импульсов в минуту, из них прирост нейтронов – 0, прирост “коротких” импульсов – 46. Таким образом, вероятность правильно определить короткий импульс в данном случае тоже близка к 100%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ИЯИ РАН создан прототип установки ENDA из 16 эн-детекторов вне помещения. В системе регистрации была реализована новая методика одновременной регистрации ШАЛ и вариаций фона тепловых нейтронов. Реализована и протестирована

на методика отбора нейтронных сигналов по форме импульса. Эффективность разделения продемонстрирована на примере временных распределений задержанных импульсов в ШАЛ.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-00339а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stenkin Yu.V.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2009. V. 196. P. 293.
2. *Gromushkin D.M., Alekseenko V.V., Petrukhin A.A. et al.* // J. Instrum. 2014. V. 9. No. 8. Art. No. C08028.
3. *Bartoli B., Bernardini P., Bi X. et al.* // Astropart. Phys. 2016. V. 81. P. 49.
4. *Громушкин Д.М., Волченко В.И., Петрухин А.А. и др.* // Яд. физ. 2015. Т. 18. № 5. С. 379; *Gromushkin D., Volchenko V., Petrukhin A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. No. 5. P. 349
5. *Bai X., Bi B.Y., Bi X.J. et al.* // arXiv: 1905.02773. 2019.
6. *Stenkin Yu.V., Alekseenko V.V., Cai Z. et al.* // Pure Appl. Geophys. 2017. V. 174. P. 2763.
7. *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.* // JETP. 2017. V. 124. No. 5. P. 718.
8. *Stenkin Yu.V., Alekseenko A.A., Cai Z. et al.* // J. Environ. Radioact. 2019. V. 208. Art. No. 10598.
9. *Stenkin Yu.V., Alekseenko V.V., Dzhabbaev D.D. et al.* // J. Environ. Radioact. 2020. V. 222. Art. No. 106335.

First results from array of 16 electron-neutron detectors in INR RAS**O. B. Shchegolev^{a, *}, V. V. Alekseenko^a, D. A. Kuleshov^a, K. R. Levochkin^a, Yu. V. Stenkin^a**^a*Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia***e-mail: shchegolev@inr.ac.ru*

ENDA (Electron Neutron Detector Array) project is developed in frames of LHAASO (Large High Altitude Air Shower Observatory) located in Tibet, China. The prototype of single cluster of ENDA consisting of 16 electron-neutron detectors was installed in INR RAS in Moscow for study of extensive air showers with energies above 1 PeV. The novel technique of data acquisition is used with 32-channel FADC produced by CAEN. The neutron pulse selection technique was tested using radioactive sources. Method of simultaneous recording of extensive air showers and background variations is fully realized.

УДК 520.39

МОДЕЛИРОВАНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ГОДОСКОПА ДЛЯ МЕТОДА МЮОНОГРАФИИ

© 2021 г. Е. С. Аношина¹, *, А. Н. Дмитриева¹, В. В. Шутенко¹, Е. И. Яковлева¹, И. И. Яшин¹

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

*E-mail: ESAnoshina@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Рассмотрена универсальная модель сцинтилляционного мюонного годоскопа (МГ) для проведения мюонографии крупномасштабных объектов. Регистрация треков мюонов осуществляется многослойной сборкой узких длинных сцинтилляционных стрипов с оптоволоконным светосбором на кремниевые фотоумножители. Обсуждаются характеристики сцинтилляционного МГ и описывается его модель в пакете Geant4. Выполнена калибровка параметров модели стрипа по экспериментальным данным.

DOI: 10.31857/S0367676521040049

ВВЕДЕНИЕ

Поток мюонов вторичных космических лучей наблюдается на поверхности Земли постоянно. С помощью анализа изменений потока мюонов, обладающих большой проникающей способностью, можно исследовать различные объекты, такие как: вулканы [1], пирамиды [2], различные строения [3], энергоблоки АЭС [4] и др. Метод, позволяющий получать пространственную картину изменений потока мюонов в веществе, называется мюонографией. Данный метод имеет следующие преимущества: в нем используется высокая проникающая способность мюонов, отсутствие дополнительной лучевой нагрузки на людей и возможность построения трехмерного изображения объекта. Все это делает метод мюонографии перспективным методом исследования.

На сегодняшний день для регистрации мюонной компоненты используются эмульсионные трековые детекторы, мюонные телескопы (МТ), мюонные спектрометры, много направленные мюонные телескопы (ММТ) и МГ. Существенным недостатком фотоэмульсий является невозможность регистрации в режиме реального времени [5]. Недостатками МТ и ММТ являются низкое угловое разрешение, наличие только двух координатных плоскостей и, в отличие от МГ [6], отсутствие непосредственной реконструкции треков. Для проведения исследований в области мюонографии необходимо, чтобы детектор обладал такими свойствами как: большая эффективная площадь, регистрация мюонов одновременно с

различных направлений, возможность реконструкции треков мюонов с высоким угловым разрешением в режиме реального времени. Поэтому возникает необходимость создания новой установки, максимально отвечающей перечисленным требованиям. Цель данной работы – разработка универсальной модели сцинтилляционного мюонного годоскопа в пакете Geant4 для проведения мюонографии крупномасштабных объектов. В работе описываются результаты моделирования как отдельного стрипа с оптоволоконным светосбором на кремниевые фотоумножители, так и всего сцинтилляционного МГ в пакете Geant4 версии 10.5 [7], а также сопоставление параметров модели стрипа с результатами его калибровки на прецизионном МГ УРАГАН, прошедшем государственную аттестацию № 10-15/62а.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО МЮОННОГО ГОДОСКОПА

За основу разрабатываемого детектора выбран созданный в НИЯУ МИФИ сцинтилляционный МГ [8, 9]. Отличительной особенностью разрабатываемого МГ является оптоволоконный светосбор на индивидуальные кремниевые фотоумножители SiPM для исключения кросс-наводок от разных каналов многоанодного ФЭУ. Основным детектирующим элементом установки является узкий длинный сцинтилляционный стрип, на конце которого размещается индивидуальный SiPM. Схема модели стрипа приведена на рис. 1а. Его ба-

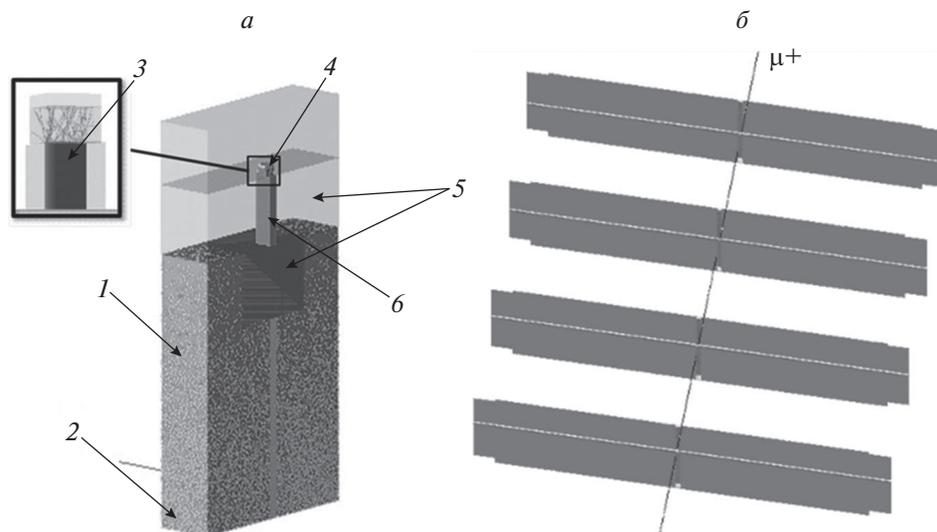


Рис. 1. Схема модели стрипа: 1 – сцинтиллятор, 2 – фольга, 3 – оптоволоконно, 4 – кремниевый фотоумножитель, 5 – АБС пластик, 6 – эпоксидный клей (а). Визуализация результата моделирования прохождения μ^+ с энергией 3 ГэВ через супермодуль (б).

зовыми элементами являются: пластиковый сцинтиллятор на основе полистирола с добавками 2% p-Terphenyl и 0.02% РОРОР; кремниевый фотоумножитель МРРС (multi-pixel photon counter) S13360-1350PE, который находится внутри черного АБС (акрилонитрил бутадиен стирол) пластика. Для улучшения светосбора поверхность стрипов покрыта тонким (~0.1 мм) белым слоем вспененного полистирола. На одной из поверхностей стрипа прорезана канавка, в которую с помощью эпоксидного клея EJ-500 [10] вклеивается спектросмещающее оптоволоконно (Kuraray Y11 S200).

Супермодуль состоит из восьми слоев, по 128 стрипов в каждом, сгруппированных в два базовых модуля (БМ). Каждый БМ содержит 64 стрипа, расположенных внутри специального защитного корпуса и скрепленных с помощью двухстороннего скотча толщиной 1 мм, расстояние между стрипами 0.1 мм. Корпус обеспечивает жесткость, дополнительную светоизоляцию и защиту стрипов от повреждений. В качестве основного материала корпуса заложен алюминий толщиной 0.8 мм. Размеры корпуса БМ рассчитываются автоматически и зависят от количества и ширины стрипов. Слои накладываются друг на друга перпендикулярно, образуя координатную плоскость. Таким образом, из восьми слоев формируются четыре координатные плоскости. При создании универсальной модели МГ предусмотрена возможность добавления новых слоев и стрипов в годоскоп. Модель стрипа так же является универсальной.

ГЕОМЕТРИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРИПА В GEANT4

Для создания геометрии стрип разделен на четыре части. В сцинтиллятор размерами 3000 мм × 7 мм × 23 мм (последнее значение можно изменять) помещен объем, заполненный эпоксидным клеем, размерами 2992 мм × 1.2 мм × 2 мм, в объем с клеем помещено оптоволоконно диаметром 1 мм и длиной 2992 мм. Для модели крепления кремниевого фотоумножителя внутрь сцинтиллятора помещен черный АБС пластик размерами 8 мм × 7 мм × 10.5 мм, с проходящим через него оптоволоконно. Для подвода оптоволоконно к фотокатоду, на сцинтиллятор крепится черный АБС пластик. В следующем слое пластика располагается светочувствительная поверхность и фотокатод SiPM, которые представляют собой площадку из силиконовой смолы размерами 0.5 мм × 1.3 мм × 1.3 мм и алюминиевую пластинку размерами 0.3 мм × 1.3 мм × 1.3 мм. Противоположный торец стрипа заклеен зеркальным скотчем. Основные свойства сцинтиллятора, выбранные для математической модели: химический состав C_8H_8 , плотность 1.032 г/см³, показатель преломления света 1.581, время высвечивания 1.6 нс.

В модели подключены частицы: лептоны, мезоны, барионы, ионы и короткоживущие частицы; физические процессы: ионизационные потери, тормозное излучение, эффект Комптона, образование пар, аннигиляция электрон-позитрон, фотоэффект, множественное рассеяние и радиоактивный распад; оптические процессы: черенковское излучение, преломление света при пересечении границы сред с различной оптической

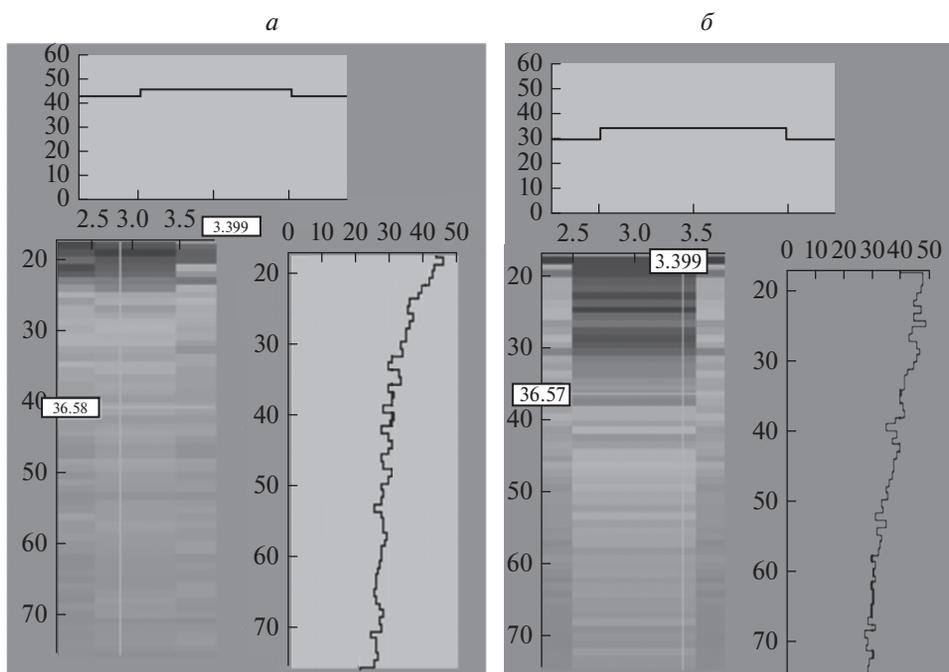


Рис. 2. Зависимость средней амплитуды срабатывания SiPM от места прохождения мюона через сцинтилляционный стрип: экспериментальные данные (а), результат моделирования (б).

плотностью, ослабление светового потока при прохождении через вещество, рассеяние Рэлея; оптические поверхности: диффузно отражающая боковая поверхность и зеркальная на дальнем торце стрипа между сцинтиллятором и фольгой.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И КАЛИБРОВКИ

Проведено моделирование отклика модели сцинтилляционного МГ на прохождение мюона с энергией 3 ГэВ (рис. 1б). Подтверждено, что разработанная модель работает корректно. Реализована запись в файл номеров сработавших слоев и стрипов, а так же число фотонов и фотоэлектронов, выбитых с фотокатода, для каждого сработавшего стрипа и слоя.

Проведена калибровка модели с помощью результатов исследования прототипа стрипа на прецизионном МГ УРАГАН [6], прошедшем государственную аттестацию № 10-15/62а: экспериментально получена зависимость средних амплитуд срабатывания SiPM (в фото-электронах) при прохождении мюонов через стрип от координат стрипа (рис. 2а). Получены параметры, при которых в модели максимально близко воспроизводится экспериментальная зависимость (рис. 2б): световой ход 11500 фотон/МэВ, длина поглощения света в сцинтилляторе 10 см, коэффициенты отражения от внутренней поверхности стрипа 0.98 и от фольги 0.98. Параметры модели для конкретного стрипа

находятся в хорошем согласии с результатами его калибровки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В пакете Geant4 разработаны следующие универсальные модели: сцинтилляционного стрипа с оптоволоконным светосбором на кремниевые фотоумножители и на его базе сцинтилляционного мюонного годоскопа для мюонографии крупномасштабных объектов.

Проведена калибровка модели стрипа. Модельные характеристики конкретного стрипа оказались в хорошем согласии с результатами его калибровки на прецизионном мюонном годоскопе УРАГАН, прошедшем государственную аттестацию № 10-15/62а.

Работа выполнялась в рамках договора между НИЯУ МИФИ и АО ВНИИАЭС № 00-3-700-0650 от 19.11.2019 г. с использованием уникальной научной установки “Экспериментальный комплекс НЕВОД”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tanaka H.K.M., Kusagaya T., Shinohara H.* // Nat. Commun. 2014. V. 5. Art. No. 3381.
2. *Kuno M., Morishima K., Nishio A. et al.* // Proc. ICRC2017. (Busan, 2017). Art. No. 294.
3. *Durham J.M., Guardincerri E., Morris C.L. et al.* // AIP Adv. 2015. V. 5. Art. No. 067111.

4. *Morris C.L., Bacon J., Borozdin K. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. Art. No. 024110.
5. *Александров А.Б., Баклагин С.А., Галкин В.И. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 538; *Aleksandrov A.B., Baklagin S.A., Galkin V.I. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 500.
6. *Ампилогов Н.В., Барбашина Н.С., Компаниец К.Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 420; *Ampilogov N.V., Barbashina N.S., Kompaniets K.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 386.
7. *Geant4 Collaboration.* Book for application developers. Release 10.5, 2019.
8. *Ампилогов Н.В., Амельчаков М.Б., Бритвич Г.И. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 5. С. 675; *Ampilogov N.V., Amelchakov M.B., Britvich G.I. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 5. P. 637.
9. *Яшин И.И., Ампилогов Н.В., Астапов И.И. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 5. С. 621; *Yashin I.I., Ampilogov N.V., Astarov I.I. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 5. P. 554.
10. <https://eljentechnology.com/products/accessories/ej-500>.

Simulation of scintillation hodoscope for the muonography method

E. S. Anoshina^{a,*}, A. N. Dmitriyeva^a, V. V. Shutenko^a, E. I. Yakovleva^a, I. I. Yashin^a

^a*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

^{*}*e-mail: ESAnoshina@mephi.ru*

The model of the universal scintillation muon hodoscope (MH) for realization of muonography of large-scale objects is considered. The registration of muon tracks is carried out by a multilayer assembly of narrow long scintillation strips with optical fiber light collection on silicon photomultipliers. In the article, the characteristics of the scintillation MH are discussed and its model in the Geant4 package is described. Calibration of the strip model parameters based on experimental data is considered.

УДК 524.1

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА УСТАНОВОК ПРИЗМА-32 И УРАН НА ПРОХОЖДЕНИЕ ШИРОКОГО АТМОСФЕРНОГО ЛИВНЯ

© 2021 г. З. Т. Ижбулякова¹*, А. Г. Богданов¹, Ф. А. Богданов¹, Д. М. Громушкин¹

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

*E-mail: izhbulyakovazarina@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Для исследования нейтронной компоненты широкого атмосферного ливня (ШАЛ) в составе экспериментального комплекса НЕВОД созданы установки ПРИЗМА-32 и УРАН. Для интерпретации экспериментальных данных проведено моделирование отклика установок на прохождение ШАЛ. В результате модельных расчетов получены функции пространственного распределения заряженной компоненты ШАЛ, а также зависимости среднего числа регистрируемых нейтронов от мощности ливня.

DOI: 10.31857/S036767652104013X

ВВЕДЕНИЕ

Исследования энергетического спектра и массового состава первичных космических лучей (ПКЛ) позволяют получать важную информацию о процессах, происходящих в нашей Галактике и во Вселенной. В настоящее время для изучения ПКЛ в области энергий выше 10^{15} эВ используется метод широких атмосферных ливней (ШАЛ), которые представляют собой ядерно-электромагнитные каскады, образующиеся при взаимодействии ПКЛ с атмосферой. Несмотря на то, что адронная компонента является основой ШАЛ, она изучена недостаточно, поскольку ее регистрация представляет собой сложную и дорогостоящую задачу. Недавно был предложен новый метод изучения адронной компоненты с помощью установок из электронно-нейтронных детекторов (эн-детекторов) [1]. Метод основан на регистрации тепловых нейтронов, которые рождаются в результате расщепления ядер при прохождении адронов через атмосферу и вещество, окружающее эн-детектор.

В составе Экспериментального комплекса НЕВОД НИЯУ МИФИ совместно с ИЯИ РАН были созданы установки, предназначенные для изучения адронной компоненты ШАЛ на поверхности Земли в области ПэВ-ных энергий КЛ посредством регистрации тепловых нейтронов: ПРИЗМА-32 [2] и УРАН [3]. С целью корректной интерпретации данных, получаемых на этих установках, необходимо провести модельные расчеты и анализ отклика установок на электромагнит-

ную и нейтронную компоненты ШАЛ. В частности, одной из важнейших задач проводимого моделирования является получение связи между числом нейтронов ШАЛ и мощностью ливня, что дает возможность оценивать мощность ШАЛ по числу регистрируемых установками нейтронов.

УСТАНОВКИ ПРИЗМА-32 И УРАН

Уникальность установок ПРИЗМА-32 и УРАН заключается в использовании сцинтилляционных детекторов, которые способны регистрировать одновременно электронную и нейтронную компоненты ШАЛ.

ПРИЗМА-32 состоит из 32 детекторов на основе сцинтиллятора $ZnS(Ag) + LiF$, которые разбиты на два кластера по 16 детекторов. Эн-детекторы расположены на четвертом этаже экспериментального комплекса НЕВОД вокруг бассейна. Общая площадь ПРИЗМА-32 составляет порядка 500 м^2 , детекторы располагаются с шагом 2.5 и 5 м.

Детектирующая часть установки УРАН состоит из 72 эн-детекторов на основе сцинтиллятора $ZnS(Ag) + V_2O_3$, которые объединены в 6 кластеров по 12 штук. Детекторы располагаются на крышах корпусов 47 и 476 (НЕВОД) на территории НИЯУ МИФИ на расстоянии 5 м друг от друга (в пределах одного кластера), суммарная площадь установки составляет $\sim 1000 \text{ м}^2$.

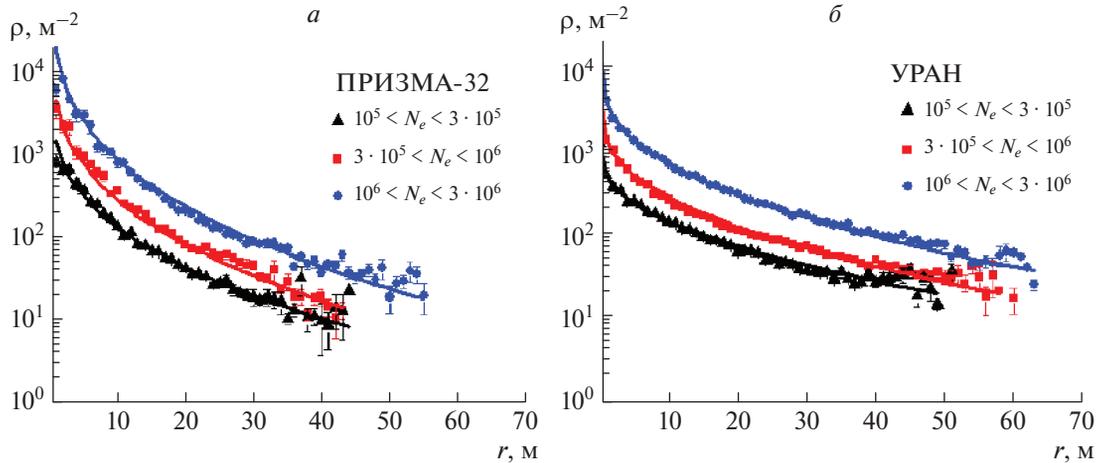


Рис. 1. ФПР электромагнитной компоненты ШАЛ для различных мощностей ливней, полученные по результатам моделирования установок ПРИЗМА-32 (а) и УРАН (б) (треугольники – диапазон мощностей ШАЛ $10^5 < N_e < 3 \cdot 10^5$, квадраты – $3 \cdot 10^5 < N_e < 10^6$, круги – $10^6 < N_e < 3 \cdot 10^6$, выбранные диапазоны мощностей соответствуют логарифмическому шагу, непрерывными линиями показана аппроксимация НКГ-функциями).

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для корректной интерпретации данных, получаемых на этих установках, необходимо провести модельные расчеты. Для моделирования геометрии установок ПРИЗМА-32 и УРАН, а также их отклика на прохождение ШАЛ, использовался программный пакет Geant4.10.5 [4], который представляет собой набор библиотек на языке C++ для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество с использованием метода Монте-Карло. Для выполнения поставленной задачи был выбран стандартный пакет библиотек, учитывающий взаимодействие тепловых нейтронов с веществом, QGSP_VIC_HP. Созданная единая модель установок ПРИЗМА-32 и УРАН описывает реальную геометрию и химический состав детекторов и окружающей среды. Моделирование ШАЛ проводилось с помощью программного пакета CORSIKA7.6900 [5]. Для достижения поставленных целей были выбраны модели QGSJET-II-04 (взаимодействие частиц высоких энергий) и FLUKA2011 (низкие энергии). Уровень наблюдения ШАЛ составлял 170 м над уровнем моря. Порог наблюдения вторичных частиц равен 50 КэВ. Координаты прихода первичной частицы ШАЛ распределены равномерно в пределах площадей каждой установки. Вторичные частицы ШАЛ генерировались непосредственно над крышей зданий. При моделировании первичными частицами ШАЛ являлись протоны с энергиями, соответствующими энергетическому спектру КЛ в диапазоне $10^{15} - 10^{17}$ эВ. Зенитные углы θ направления прихода ШАЛ также варьировались в диапазоне от 0° до 50° .

Установки ПРИЗМА-32 и УРАН способны одновременно регистрировать две основные компоненты широких атмосферных ливней адронную (нейтронную) и электромагнитную, при этом, в случае прохождения ШАЛ через установки, детекторы сначала (в пределах временных ворот ~ 1 мкс) срабатывают от электромагнитной компоненты, а затем в течение 20 мс осуществляют регистрацию запаздывающих тепловых нейтронов, сопровождающих ливень. Аналогичный подход к регистрации двух компонент ШАЛ использовался в ходе моделировании отклика установок ПРИЗМА-32 и УРАН на прохождение ШАЛ. Триггерные условия, используемые при моделировании, установлены в соответствии с экспериментом: регистрация 17 заряженных частиц в двух и более детекторах каждого из шести кластеров для установки УРАН и регистрация 32 заряженных частиц в двух и более детекторах каждого из двух кластеров для установки ПРИЗМА-32.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На сегодняшний день функция пространственного распределения (ФПР) электромагнитной компоненты ШАЛ является хорошо изученным параметром, который был получен в различных экспериментах [6]. Подобные измерения на установках ПРИЗМА-32 и УРАН проводятся с целью подтверждения корректности работы установок и правильности интерпретации получаемых данных. На рис. 1а представлена ФПР электромагнитной компоненты для различных мощностей

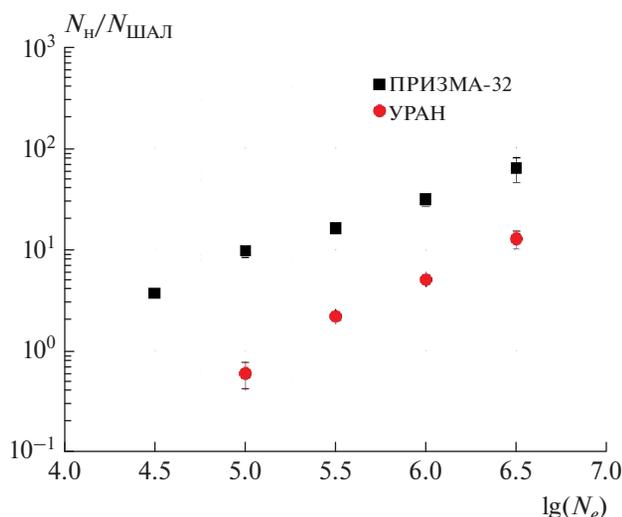


Рис. 2. Зависимость среднего числа зарегистрированных установками ПРИЗМА-32 (квадраты) и УРАН (круги) нейтронов ШАЛ от мощности ливня.

ШАЛ по данным моделирования установки ПРИЗМА-32, на рис. 1б – установки УРАН. ФПР хорошо описываются функциями Нишимуры–Каматы–Грейзена (НКГ-функциями) (1):

$$f(r) = \frac{N_e}{2\pi R_M^2} \left(\frac{r}{R_M}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_M}\right)^{s-4.5} \times \left(\frac{\Gamma(4.5-s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)}\right) \quad (1)$$

с радиусом Мольера $R_M = 80$ м и средним возрастом $s = 1.1$ для установки ПРИЗМА-32 и $s = 1.4$ для УРАН. Возраст ливня 1.4 является нормальным для высоты 170 м над уровнем моря. “Омоложение” ШАЛ, регистрируемых на ПРИЗМА-32, может объясняться наличием бетонной крыши и стен, способных поглощать низкоэнергичную электромагнитную компоненту ШАЛ. Результаты моделирования находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными установок УРАН и ПРИЗМА-32 [7, 8].

Одним из наиболее важных результатов проведенных расчетов является определение связи между числом нейтронов и мощностью ШАЛ. На рис. 2 приведены зависимости среднего числа нейтронов, которые должны регистрироваться установками ПРИЗМА-32 и УРАН, от мощности ливня (N_e). В двойном логарифмическом масштабе зависимости имеют близкий к линейному характер. Тангенсы угла наклона прямых, которыми могут быть описаны представленные зависимости, составляют $\beta = 0.65 \pm 0.04$ для установки

ПРИЗМА-32 и $\beta = 0.77 \pm 0.07$ для УРАН. Для эксперимента УРАН наблюдается разумное согласие с результатами эксперимента CASCADE [9] (обе установки находятся на уровне моря), по данным которого был получен тангенс угла наклона $\beta = 0.76 \pm 0.03$. В связи с эффектом “омоложения” ливней, наблюдаемом на установке ПРИЗМА-32, полученный в ходе моделирования тангенс угла наклона прямой не согласуется с результатами установок, расположенных на уровне моря.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием программных пакетов Geant4 и CORSIKA была создана единая модель установок для регистрации тепловых нейтронов ШАЛ ПРИЗМА-32 и УРАН. ФПР электромагнитной компоненты ШАЛ аппроксимируются НКГ-функциями, что подтверждает возможность регистрации заряженной компоненты детекторами подобного типа. По данным моделирования получены зависимости среднего числа нейтронов от мощности ШАЛ, которые могут быть описаны степенным законом: $\langle N_n \rangle / N_{\text{ШАЛ}} \sim N_e^\beta$ с показателем $\beta = 0.77 \pm 0.07$ для УРАН и 0.65 ± 0.04 для ПРИЗМА-32.

Работа выполнена на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” № 0723-2020-0040).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stenkin Y.V., Valdes-Galicia J.F., Hurtado A., Musalem O. // Proc. 26th ICRC. (Madison, 1999). V. 1. P. 252.
2. Gromushkin D.M., Alekseenko V.V., Petrukhin A.A. // J. Instrum. 2014. V. 9. Art. No. 08028.
3. Громушкин Д.М., Астапов И.И., Барбашина Н.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 544; Gromushkin D.M., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 506.
4. <https://geant4.web.cern.ch>.
5. <https://www.iap.kit.edu/corsika>.
6. Grieder Peter K.F. Extensive air showers. V. 1. L.: Springer, 2010. 810 p.
7. Gromushkin D.M., Bogdanov F.A., Petrukhin A.A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798. No. 1. Art. No. 012202.
8. Shchegolev O.B., Bogdanov F.A., Izhbulyakova Z.T. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 2. P. 290.
9. Antoni T., Apel W.D., Bekk K. et al. // J. Phys. G. 1999. V. 25. No. 10. P. 2161.

Simulation of the response of the PRISMA-32 and URAN facilities to the passage of the extensive air showers

Z. T. Izhbulyakova^{a,*}, A. G. Bogdanov^a, F. A. Bogdanov^a, D. M. Gromushkin^a

^a*National Research Nuclear University MPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: izhbulyakovazarina@yandex.ru*

The PRISMA-32 and URAN arrays were created at the Unique Scientific Facility NEVOD (MPhI) to register the neutron component of the extensive air showers (EAS). To correctly interpret the experimental data of the arrays, it was necessary to carry out model calculations of the response of the facilities to the passage of the EAS. Using simulation data, the lateral distribution functions of the charged EAS components and the dependence of the average number of registered neutrons on the shower size were obtained.

УДК 524.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ШИРОКОГО АТМОСФЕРНОГО ЛИВНЯ ПО ДАННЫМ УСТАНОВКИ УРАН

© 2021 г. Ф. А. Богданов¹*, Д. М. Громушкин¹, З. Т. Ижбулякова¹, А. Д. Почестнев¹, И. А. Шульженко¹, К. О. Юрин¹

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

*E-mail: acoustic925@gmail.com

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

В составе экспериментального комплекса НЕВОД функционирует установка УРАН, предназначенная для исследования адронной компоненты широких атмосферных ливней, путем регистрации нейтронов, сопровождающих ливень. В статье приводятся первые результаты исследования характеристик нейтронной компоненты широкого атмосферного ливня, зарегистрированных установкой УРАН в 2019 г.: пространственное распределение и зависимость числа нейтронов от мощности ливня.

DOI: 10.31857/S0367676521040074

ВВЕДЕНИЕ

Одним из методов изучения адронной компоненты широких атмосферных ливней (ШАЛ) является регистрация нейтронов, которые рождаются в результате расщепления ядер среды при прохождении адронов через атмосферу и другие вещества вблизи детектора [1]. Большая часть нейтронов замедляется в результате последовательных соударений с веществом вокруг детектора. Это обстоятельство позволяет использовать данные о тепловых нейтронах для изучения параметров ШАЛ, энергии и типа первичной частицы космических лучей. В составе Экспериментального комплекса (ЭК) НЕВОД в НИЯУ МИФИ функционирует установка, предназначенная для изучения адронной компоненты ШАЛ на поверхности Земли в области ПэВ-ных энергий КЛ посредством регистрации тепловых нейтронов – УРАН [2]. Целью работы является получение характеристик нейтронной компоненты ШАЛ в зависимости от параметров зарегистрированных ливней на установке УРАН за 2019 г.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ “УРАН”

Установка УРАН включает в себя 72 электрон-нейтронных детектора (эн-детекторы) [3], которые позволяют регистрировать две основные компоненты ШАЛ (заряженную и нейтронную). Детекторы размещены на крышах двух лабораторных корпусов по 36 детекторов на каждой,

расстояние между детекторами ~5 м, общая площадь установки ~10³ м². Детекторы объединены в независимо работающие кластеры, по 12 детекторов в каждом. Синхронизация кластеров осуществляется с использованием временной привязки с точностью 10 нс.

Корпус нейтронного детектора установки УРАН представляет собой светоизолированный цилиндрический полиэтиленовый бак черного цвета, на дно бака укладывается сцинтиллятор ZnS(Ag) + B₂O₃. Сверху сцинтиллятор накрывается светособирающим конусом (диффузное отражение 97% для видимого света), который вплотную прилегает к ФЭУ-200, закрепленному в верхней части детектора. Эффективная площадь сцинтиллятора составляет ~0.36 м². Регистрация тепловых нейтронов сцинтиллятором ZnS(Ag) + B₂O₃ происходит за счет захвата тепловых нейтронов изотопом ¹⁰B. Для защиты детекторов от воздействия окружающей среды используется внешний корпус цилиндрической формы с конической крышкой (оцинкованная сталь толщиной 0.9 мм).

ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Зарегистрированные детекторами события представляют собой две осциллограммы: первая осциллограмма содержит информацию о энер-

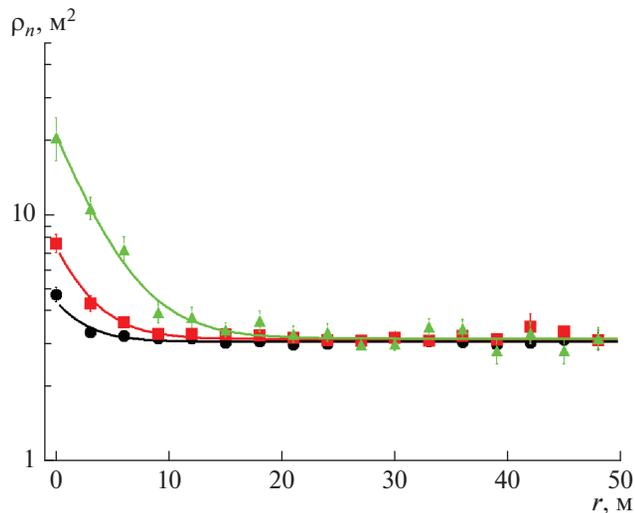


Рис. 1. Функции пространственного распределения нейтронов ШАЛ для трех интервалов мощностей ливней (круги – $N_e = 3 \cdot 10^{15} - 10^{16}$; квадраты – $N_e = 10^{16} - 3 \cdot 10^{16}$; треугольники – $N_e = 3 \cdot 10^{16} - 10^{17}$).

говыведении заряженной компоненты ШАЛ (5120 нс с шагом 5 нс), вторая осциллограмма содержит информацию о нейтронах ШАЛ (20000 мкс с шагом 1 мкс). В первой части осциллограммы в диапазоне от 250 до 1000 нс определяется значение пьедестала, а от 1250 до 3500 нс энерговыделение от прохождения фронта ШАЛ. Во второй части осциллограммы определяется число тепловых нейтронов, зарегистрированных детектором; нейтроном считается сигнал с амплитудой более 10 мВ.

Триггером в кластере является срабатывание как минимум двух детекторов с энерговыделением по заряженной компоненте ШАЛ не менее 17 заряженных частиц. Проведена сшивка данных независимо работающих кластеров с января по декабрь 2019 г. во временных воротах 1 мкс. В результате проведенной сшивки выделено 2948 событий с максимальной кратностью срабатывания кластеров (шесть).

Для обработки экспериментальных данных, полученных на установке УРАН, был разработан алгоритм определения параметров зарегистрированных ливней по измеренному энерговыделению от заряженной компоненты ШАЛ. Предполагая, что пространственное распределение электронно-фотонной компоненты описывается функцией Нишимуры–Каматы в аппроксимации Грейзена, можно оценить основные параметры ливней: возраст (s), мощность (N_e) и положение оси. Направление прихода зарегистрированных ливней определялось с помощью установки НЕВОД-ШАЛ [4, 5], которая работает с установкой УРАН от единой системы синхронизации.

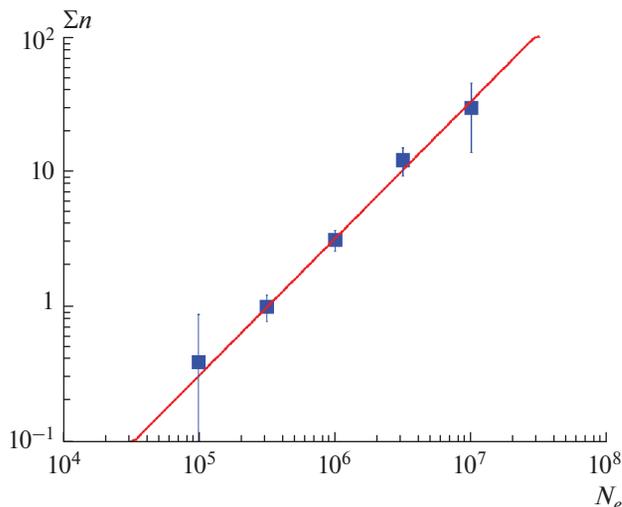


Рис. 2. Зависимость числа зарегистрированных нейтронов (Σn) от мощности зарегистрированного ливня (N_e).

НЕЙТРОННАЯ КОМПОНЕНТА ШАЛ

Определение положения оси и мощности ШАЛ позволяет изучить зависимость характеристик нейтронной компоненты от параметров ШАЛ. На рис. 1 представлены зависимости плотности нейтронов (ρ_n) от расстояния до оси ливня (r), для различных интервалов по N_e : $3 \cdot 10^{15} - 10^{16}$, $10^{16} - 3 \cdot 10^{16}$, $3 \cdot 10^{16} - 10^{17}$. Полученные распределения хорошо описываются экспоненциальной функцией с параметром r_0 :

$$f(r) = p_0 + p_1 \cdot e^{\frac{r}{r_0}}. \tag{1}$$

Значения параметра r_0 для трех интервалов N_e представлены в табл. 1. Из полученных распределений видно, что с ростом N_e растет и плотность регистрируемых нейтронов, в то же время среднее расстояние (r_0), которое проходит нейтрон, прежде чем будет зарегистрирован, слабо изменяется. Важно отметить, что полученное пространственное распределение нейтронов является подобным распределению, полученному ранее на установке ПРИЗМА-32 [6–8].

На рис. 2 представлена зависимость числа зарегистрированных нейтронов от мощности ливня, которая в дважды логарифмическом масштабе

Таблица 1. Значения параметра r_0

N_e	$r_0, \text{ м}$
$3 \cdot 10^{15} - 10^{16}$	2.61 ± 0.86
$10^{16} - 3 \cdot 10^{16}$	2.85 ± 0.37
$3 \cdot 10^{16} - 10^{17}$	3.49 ± 0.42

имеет линейный характер, что говорит о степенном характере зависимости, с показателем $\beta = 0.84 \pm 0.13$. Данная зависимость является подобной результатам, полученным на адронном калориметре установки KASCADE [9], на которой изучалась связь числа адронов и мощности ШАЛ, где показатель, в зависимости от энергетического порога адронов изменялся в диапазоне от 0.7 до 0.8.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые представлены результаты обработки данных установки УРАН за 2019 г., критериями отбора событий являлось срабатывание не менее двух эн-детекторов (≥ 17 заряженных частиц) в каждом из шести кластеров установки. По откликам детекторов на заряженную компоненту, получена оценка мощности зарегистрированных ливней и определено положение оси ливня. Представлены функции пространственного распределения нейтронов для трех интервалов мощностей ливней, которые хорошо описываются экспоненциальной функцией. Получена зависимость числа зарегистрированных нейтронов в ливне от его мощности, которая носит степенной характер, с показателем $\beta = 0.84 \pm 0.13$.

Работа выполнена на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” № 0723-2020-0040.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stenkin Y.V., Valdes-Galicia J.F.* // Proc. 27th ICRC (Hamburg, 2001). V. 4. P. 1453.
2. *Gromushkin D.M., Bogdanov F.A., Khokhlov S.S. et al.* // J. Instrum. 2017. V. 12. Art. No. 07029.
3. *Громушкин Д.М., Богданов Ф.А., Лахонин А.А. и др.* // физ. элем. частиц и атом. ядра. 2018. Т. 49. № 1. С. 78; *Gromushkin D.M., Bogdanov F.A., Lakhonin A.A. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. No. 1. P. 47.
4. *Shulzhenko I.A., Amelchakov M.B., Barbashina N.S. et al.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 145. Art. No. 07003.
5. *Chiavassa A., Shulzhenko I.A.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1390. Art. No. 012137.
6. *Gromushkin D.M., Bogdanov F.A., Stenkin Y.V. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. No. 4. P. 602.
7. *Gromushkin D.M., Bogdanov F.A., Bouchama L. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. No. 6. P. 822.
8. *Shchegolev O.B., Bogdanov F.A., Izhbulyakova Z.T. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 2. P. 290.
9. *Antoni T., Apel W.D., Bekk K. et al.* // J. Phys. G. 1999. V. 25. No. 10. P. 2161.

The investigation of characteristics of neutron component of extensive air shower by the URAN array data

**F. A. Bogdanov^{a,*}, D. M. Gromushkin^a, Z. T. Izhbulyakova^a, A. D. Pochestnev^a,
I. A. Shulzhenko^a, K. O. Yurin^a**

^aNational Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia

*e-mail: acoustic925@gmail.com

The URAN array was created in the Experimental Complex NEVOD (MEPhI) for the study of the hadron component of extensive air showers by recording the neutron component of the air shower. The article contains the characteristics of the neutron component of air showers recorded by the URAN array in 2019: lateral distribution and the dependence of the neutron number on shower size.

УДК 539.126.33:539.125.5

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЗОННЫХ ВАРИАЦИЙ НЕЙТРОНОВ ОТ МЮОНОВ ОКОЛОГОРИЗОНТАЛЬНОГО НАПРАВЛЕНИЯ

© 2021 г. Н. Ю. Агафонова¹, *, В. В. Ашихмин¹, Е. А. Добрынина¹, Р. И. Еникеев¹,
А. С. Мальгин¹, О. Г. Рязская¹, И. Р. Шакирьянова¹, В. Ф. Якушев¹ и коллаборация LVD

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: Agafonova@inr.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Проведен анализ мюонов, пересекающих детектор LVD в горизонтальном направлении за 15 лет работы установки. Горизонтальные мюоны проходят в грунте около 5 км в. э., пороговая энергия для них составляет 4.7 ТэВ. Энергетические характеристики LVD позволяют регистрировать нейтроны, образуемые мюонами в веществе детектора. Большая статистика обуславливает высокую точность определения сезонных вариаций числа нейтронов. Для установления удельного числа нейтронов использовались временные распределения импульсов с энерговыделением от 1 до 12 МэВ во временном интервале 150–650 мкс после пересечения мюоном установки.

DOI: 10.31857/S0367676521040037

ВВЕДЕНИЕ

Причина сезонных вариаций мюонов на уровне моря и под землей известна [1–3]. Это температурный эффект, приводящий к изменению плотности земной атмосферы и, соответственно ее высоты, в результате нагрева летом и остывания зимой. Уменьшение плотности верхних слоев атмосферы за счет расширения при нагреве приводит, с одной стороны, к увеличению вероятности распадов $\pi \rightarrow \mu$ заряженных пионов первых поколений и соответственному уменьшению числа пионов (и числа их $\pi \rightarrow \mu$ распадов) в последних поколениях. С другой стороны, летнее расширение атмосферы увеличивает вероятность $\mu \rightarrow e$ распадов на пути к земле мюонов с меньшими энергиями [2] (отрицательный температурный эффект – снижение летом интенсивности мюонов на уровне моря, где средняя энергия мюонов около 4 ТэВ). Увеличение вероятности $\pi \rightarrow \mu$ распадов – дает положительный температурный эффект для мюонов высоких энергий, обнаруженный в [3] на глубине 1 км в. э.

Наблюдаемые вариации мюонов определяются суммарным действием отрицательного и положительного эффектов. Отрицательное слагаемое доминирует до ~20 м в. э. С увеличением глубины его вклад падает и, начиная с ~200 м в. э. ($\bar{E}_\mu \sim 35$ ТэВ), в вариациях остается положительный температурный эффект. Глубин больше 2 км в. э. могут достичь мюоны с энергией выше 1 ТэВ, которые

образуются при энергиях pA – взаимодействия протонов первичного космического излучения порядка 10 ТэВ и выше [4].

Целью работы является получение удельного числа нейтронов для мюонов разных направлений, обладающих различными средними энергиями.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И МЕТОД АНАЛИЗА МЮОНОВ

Детектор LVD в полной своей конфигурации (3 башни размером $10 \times 6 \times 12$ м³ каждая) работает с 2001 года в подземной Лаборатории Гран Сассо, Италия [5]. Средняя толщина грунта над установкой 3650 м в. э., интенсивность регистрируемых мюонов 3.35 ± 0.0005 (стат.) $\pm \pm 0.03$ (сист.) $\times 10^{-4}$ м⁻² с⁻¹ [6], средняя энергия $\langle E \rangle \sim 280$ ТэВ. Основной элемент детектора – 1.5 м³ сцинтилляционный счетчик. Счетчики сгруппированы в башни по 280 штук: 5 колонн, 7 уровней.

Сезонные вариации потока мюонов со средней энергией 280 ТэВ были изучены в период с 1992 по 2018, определены амплитуда и фаза вариаций интенсивности мюонов и установлена их связь с изменением эффективной температуры в верхних слоях атмосферы [6].

Модульная структура детектора позволяет выделять мюоны вертикального и горизонтального направлений, используя расположение счетчи-

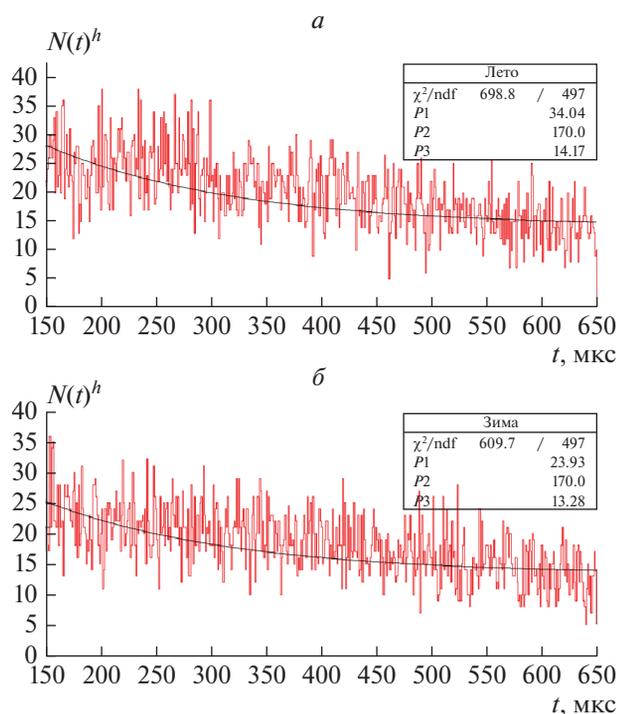


Рис. 1. Временные распределения гамма-квантов от захватов нейтронов в веществе детектора для горизонтального потока мюонов в летнее (верхняя панель) и зимнее (нижняя панель) время. Кривая – аппроксимация данных законом $f(t) = P_1 \exp(-t/P_2) + P_3$.

ков. При установлении характеристик потока горизонтальных и вертикальных мюонов использовался мюонный годоскоп из двух счетчиков или метод “равного акцептанса”, который заключается в отборе мюонов парами счетчиков [6]. Для мюонов окологоризонтального направления ($65^\circ\text{--}90^\circ$) средняя глубина грунта составляла $\langle H \rangle^h \sim 5$ км в. э., средняя энергия мюонов $\langle E \rangle^h \sim 340$ ГэВ. Для околовертикальных мюонов ($0^\circ\text{--}30^\circ$) – $\langle H \rangle^v \sim 3.3$ км в. э., $\langle E \rangle^v \sim 260$ ГэВ.

Методом независимых простых годоскопов были определены амплитуда сезонных вариаций для потоков горизонтальных и вертикальных мюонов: $(1.7 \pm 0.3)\%$ и $(1.0 \pm 0.2)\%$, соответственно [7].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОНОВ, ОБРАЗУЕМЫХ МЮОНАМИ

Процессы, приводящие к образованию нейтронов мюонами, достаточно хорошо исследованы. Как правило, они представляют собой развитие в веществе адронных и электромагнитных ливней, инициируемых мюонами высокой энергии. Вследствие высокой энергии (до ~ 1 ГэВ) нейтроны обладают большими пробегами, а соответствующее увеличение толщины защиты экспериментов приво-

дит к возрастанию вероятности образования в ней нейтронов.

Для учета фона в подземных экспериментах по поиску редких событий и его минимизации необходимо знать характеристики потока нейтронов: величину удельного числа нейтронов от мюонов (выхода) в зависимости от вещества и энергии мюонов, энергетический спектр, пространственное распределение нейтронов и временную зависимость их потока.

В работе [8] за 18 лет работы детектора было определено число нейтронов, рожденных мюонами (удельное число нейтронов) в летние и зимние месяцы. Для измерений удельного числа нейтронов использовались временные распределения нейтроноподобных импульсов с энергосъемлением от 1 до 12 МэВ во временном интервале 50–550 мкс после мюонного триггера. “Разностный метод” анализа заключался в определении удельного числа нейтронов за $18 \times 3 = 54$ -летних (июнь, июль, август) и 54 зимних (декабрь, январь, февраль) месяцев. Временные распределения аппроксимировались законом $N_n(t) = N_0 \exp(-t/\tau) + B$, где $\tau = 170$ мкс – экспонента захвата термализованного нейтрона в сцинтилляторе, B – константа, зависящая от фоновых условий счетчика, $N_0\tau$ – полное число нейтронов.

Для полного потока мюонов разностным методом получено, что удельное число нейтронов в летние месяцы составляет $N_n/N_n(s)^l = 5.98 \cdot 10^{-3}$, зимой – $N_n/N_n(s)^w = 5.12 \cdot 10^{-3}$. Амплитуда вариаций составила: $(\delta N_n/N_n)^l = (7.7 \pm 0.2)$ (стат.) ± 1.6 (сист.)% [8]. Методом “наложения эпох” – аппроксимацией данных функцией $f(t) = 1 + (\delta N_n/N_n) \cos[2\pi(t - \phi)/T]$, была получена амплитуда $(\delta N_n/N_n) = (7.7 \pm 0.8)\%$ и фаза $\phi' \sim 7.0 \pm 0.4$ (стат.) ± 0.5 (сист.), которая соответствует июлю.

Мы применили разностный метод для определения удельного числа нейтронов для мюонов горизонтального направления. Для отобранных около-горизонтальных мюонов за 15 лет статистики было получено, что удельное число нейтронов в расчете на счетчик составляет летом $N_n/N_n(s)^h = 5780/319450 = 0.0181$, зимой – $N_n/N_n(s)^w = 4080/307294 = 0.0133$. На рис. 1 приведены временные распределения нейтронов для летних и зимних месяцев наблюдений. Для аппроксимации выбирался временной интервал 150–650 мкс, поскольку исключались импульсы, на которые действовал эффект засветки от большого триггерного импульса [8]. Получено, что величина вариаций удельного числа нейтронов для горизонтальных мюонов составляет $(\delta N_n/N_n)^h = (15 \pm 3)\%$.

Как было показано в [9] амплитуды вариаций, определяемые разностным методом, в отличие от метода наложения эпох, являются усредненными

по трем месяцам. Отличие получаемых амплитуд не превышает погрешностей их определения. Исползованные методы исключают вариации фона, которые также имеют сезонный характер с относительной амплитудой $\sim 4\%$ и фазой в начале августа $\varphi^r = 8.1 \pm 0.4$ мес. [10].

Полученная величина $(\delta N_n/N_n)^h = (15 \pm 3)\%$ примерно в 2 раза больше, чем вариация удельного числа нейтронов для полного потока мюонов. Эта величина носит оценочный характер, требует увеличения статистики и исследования систематических ошибок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Первые публикации результатов эксперимента DAMA [11] дали начало интенсивному обсуждению связи годовых вариаций темпа счета событий, наблюдаемых в экспериментах по поиску частиц темной материи, с сезонными вариациями потока мюонов под землей [12–14]. Вариации интенсивности мюонов на больших глубинах рассматриваются как возможный источник годовых модуляций числа событий в низкофоновых подземных детекторах. Предполагается, что в этих модуляциях существенную роль играют космогенные нейтроны, поток которых ставится в прямую зависимость от вариаций потока мюонов.

В нашей работе получено, что вариации числа нейтронов, генерированных мюонами, превышают вариации интенсивности мюонов более чем в 5 раз. Принимая во внимание, что поперечное распределение нейтронов на расстоянии больше 2 м от мюонного трека описывается зависимостью $R_{\perp}^{-2.3}$ [4], количественные оценки влияния нейтронного фона на измерения редких событий

необходимо уточнять в расчетах для подземных экспериментов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00064-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barrett P.H., Bollinger L. Cocconi M. et al. // Rev. Mod. Phys. 1952. V. 24. P. 133.
2. Blackett P.M.S. // Phys. Rev. 1938. V. 54. P. 973.
3. Forró M. // Phys. Rev. 1947. V. 72. P. 868.
4. Мальгин А.С. Космогенные нейтроны в низкофоновых подземных экспериментах. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: ИЯИ РАН, 2018. 193 с.
5. Agafonova N.Yu., Aglietta M., Antonioli P. et al. // Astropart. Phys. 2008. V. 28. P. 516.
6. Agafonova N.Yu., Aglietta M., Antonioli P. et al. // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. Art. No. 062002.
7. Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Добрынина Е.А. и др. // Яд. физ. 2020. Т. 83. № 1. С. 70; Agafonova N.Yu., Ashikhmin V.V., Dobrynina E.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 1. P. 69.
8. Persiani R. Measurement of the muon-induced neutron flux at LNGS with the LVD experiment. PhD thesis. Bologna: Universita degli studi di Bologna, 2011. 135 p.
9. Agafonova N.Yu. on behalf of the LVD Collaboration // arXiv: 1701.04620. 2017.
10. 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.
11. Bernabei R., Belli P., Cappella F. et al. // Eur. Phys. J. C. 2008. V. 56. P. 333.
12. Blum K. // arXiv: 1110.0857. 2011.
13. Bernabei R., Belli P., Cappella F. et al. // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 3196.
14. Davis J.H. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. Art. No. 081302.

Measurement of seasonal variations of neutrons from near horizontal muons

N. Yu. Agafonova^{a,*}, V. V. Ashikhmin^a, E. A. Dobrynina^a, R. I. Enikeev^a, A. S. Malgin^a,
O. G. Ryazhskaya^a, I. R. Shakyrianova^a, V. F. Yakushev^a and LVD Collaboration

^aInstitute for Nuclear Research of RAS, Moscow, 117312 Russia

*e-mail: Agafonova@inr.ru

The analysis of muons crossing the LVD in the horizontal direction over 15 years of the detector operation is carried out. Horizontal muons pass through the depth about 5 km w. e., the threshold energy for them is 4.7 TeV. The energy characteristics of the LVD make it possible to detect neutrons produced by muons in the detector matter. The large statistics determine the high accuracy of determining the seasonal variations in the neutrons number. To establish the specific neutrons number, the time distributions of pulses with an energy release from 1 to 12 MeV were used in the time interval 150–650 μ s after the muon crossed the setup.

УДК 52-728:550.42

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПЕРВОЙ РЕГИСТРАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО CNO ЦИКЛА ДЕТЕКТОРОМ БОРЕКСИНО

© 2021 г. Л. Б. Безруков¹*, В. П. Заварзина¹, И. С. Карпиков¹,
А. С. Курлович¹, А. К. Межох¹, С. В. Силаева¹, В. В. Синев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: bezrukov@inr.acl.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Коллаборация Борексино наблюдала превышение скорости счета над ожидаемой скоростью счета событий от CNO-ν. Этот результат согласуется с предсказанием Гидридной модели Земли о вкладе рассеяния ⁴⁰K гео-антинейтрино на электронах в единичные события Борексино. Доля калия в Земле $1.5 \pm 1.0\%$ от массы Земли является наиболее вероятной величиной, которая обеспечивает наблюдаемое превышение скорости счета.

DOI: 10.31857/S0367676521040062

ВВЕДЕНИЕ

Впервые коллаборация Борексино доложила результат о детектировании солнечных нейтрино CNO цикла (CNO-ν) на международной конференции Neutrino2020 и затем опубликовала электронный препринт [1]. CNO-ν регистрируются в детекторе Борексино через реакцию рассеяния нейтрино на электронах сцинтиллятора. Электрон отдачи вызывает вспышку света в сцинтилляторе, параметры которой измеряются. В детекторе Борексино достигнуты уникально низкие фоны, что позволило выделять события от CNO-ν с высокой достоверностью. При выделении событий от CNO-ν использовались два метода анализа для разных интервалов энергии электронов отдачи: Counting Analysis (CA) и Multivariate fit (MF).

Мы будем использовать следующие обозначения.

Дифференциальный энергетический спектр скорости счета электронов отдачи в определенном объеме сцинтиллятора:

$$R'(E) = \frac{dR(E)}{dE}, \quad (1)$$

здесь E – энергия электрона отдачи при рассеянии нейтрино (или антинейтрино) на электроны.

Скорость счета электронов отдачи в энергетическом интервале $E_{min} - E_{max}$:

$$R(E_{min} - E_{max}) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} R'(E)dE. \quad (2)$$

Полная скорость счета рассеяния нейтрино (или антинейтрино) на электронах без энергетического порога:

$$R = \int_0^{\infty} R'(E)dE. \quad (3)$$

Мы будем выражать $R(E_{min} - E_{max})$ и R в единицах: $cpd/100 t$ – количество событий в сутки в 100 тоннах сцинтиллятора.

Введем понятие эффективной энергии событий в энергетическом интервале:

$$E_{eff} = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} ER'(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} R'(E) dE}. \quad (4)$$

Ожидаемая полная скорость счета рассеяния CNO-ν [2] (в Стандартной солнечной модели с высокой металличностью SSM HZ [3, 4] с учетом MSW-LMA эффекта [5, 6]):

$$R_{CNO} = 4.92 \pm 0.78 \text{ cpd}/100t (68\% \text{ CL}). \quad (5)$$

Для CA [1] использовался энергетический интервал от 0.74 до 0.85 МэВ. В результате была получена полная скорость счета рассеяния CNO-ν:

$$R_{CA} \pm \sigma(R_{CA}) = \frac{R_{CA}(0.74-0.85 \text{ МэВ}) \pm \sigma_{CA}}{R_{CNO}(0.74-0.85 \text{ МэВ})} R_{CNO} = (6) \\ = 5.6 \pm 1.6 \text{ cpd}/100t,$$

где $R_{CA} (0.74-0.85 \text{ МэВ}) \pm \sigma_{CA}$ – экспериментальная скорость счета CNO- ν подобных событий в энергетическом интервале от 0.74 до 0.85 МэВ.

Для MF [1] использовался энергетический интервал от 0.32 до 2.64 МэВ. В результате была получена полная скорость счета рассеяния CNO- ν :

$$\begin{aligned} R_{MF} \pm \sigma(R_{MF}) &= \\ &= \frac{R_{MF}(0.32-2.64 \text{ МэВ}) \pm \sigma_{MF}}{R_{CNO}(0.32-2.64 \text{ МэВ})} R_{CNO} = \quad (7) \\ &= 7.2 - 1.7 + 3.0 \text{ cpd}/100t, \end{aligned}$$

где $R_{MF} (0.32-2.64 \text{ МэВ}) \pm \sigma_{MF}$ – экспериментальная скорость счета CNO- ν подобных событий в энергетическом интервале от 0.32 до 2.64 МэВ.

В работе [7] был проанализирован новый источник CNO подобных событий, который появляется в рамках Гидридной модели Земли или Богатой водородом Земли [8]. Это – рассеяние гео-antineйтрино от распада изотопа ^{40}K . Целью данной работы является анализ экспериментальных данных (6), (7) с учетом возможного существования такого источника.

НОВЫЙ ИСТОЧНИК CNO ПОДОБНЫХ СОБЫТИЙ

В работе [9] был вновь проведен анализ возможного избытка CNO подобных событий от распада изотопа ^{40}K в Земле и приведены аргументы в пользу существования такого источника. В обеих работах [7, 9] было предсказано, что в детекторе Борексико можно ожидать избыток (1–4) $\text{cpd}/100t$. В этих работах был получен дифференциальные энергетические спектры скорости счета электронов отдачи от рассеяния гео-antineйтрино от распада изотопа ^{40}K для разных долей калия в Земле. На рис. 1 сплошная кривая – ожидаемый спектр от рассеяния CNO- ν $R'_{CNO}(E)$, пунктирная кривая – суммарный спектр от рассеяния CNO- ν и ^{40}K гео-antineйтрино для доли калия в Земле равной 1% от массы Земли, точечная кривая – суммарный спектр от рассеяния CNO- ν

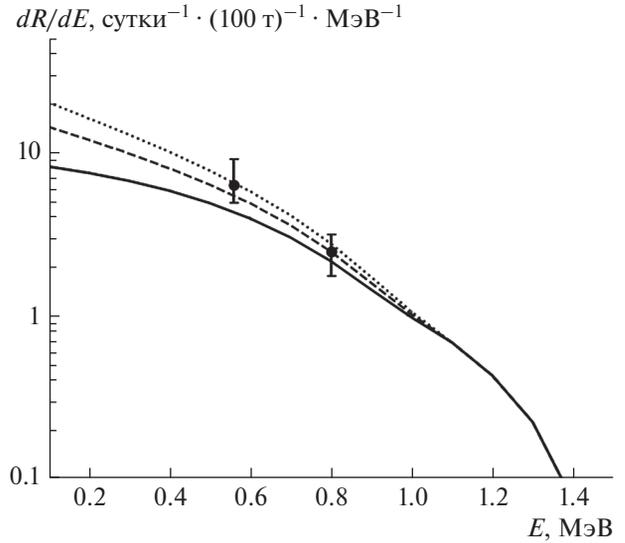


Рис. 1. Дифференциальные энергетические спектры скорости счета электронов отдачи в 100 т сцинтиллятора детектора Борексико. Сплошная кривая – ожидаемый спектр от рассеяния CNO- ν . Пунктирная кривая – суммарный спектр от рассеяния CNO- ν и ^{40}K гео-antineйтрино для доли калия в Земле равной 1% от массы Земли. Точечная кривая – суммарный спектр от рассеяния CNO- ν и ^{40}K гео-antineйтрино для доли калия в Земле равной 2% от массы Земли. Точки – экспериментальные значения, пересчитанные из данных, полученных коллаборацией Борексико.

и ^{40}K гео-antineйтрино для доли калия в Земле равной 2% от массы Земли. Обращаем внимание, что спектры от распада изотопа ^{40}K оказались более мягкими по сравнению со спектром от рассеяния CNO- ν .

В работе [10] была найдена наиболее правдоподобная модель источников CNO подобных событий, удовлетворяющая экспериментальным данным о скорости счета CNO подобных событий (6), (7), при помощи критерия согласия Пирсена (χ тест). Для этого из (6), (7) были вычислены значения $R_{CA} (0.74-0.85 \text{ МэВ}) \pm \sigma_{CA}$ и $R_{MF} (0.32-2.64 \text{ МэВ}) \pm \sigma_{MF}$. Эти значения были использованы для χ теста разных моделей источников CNO подобных событий:

$$\chi_i = \chi_{MF,i} + \chi_{CA,i} = \frac{|R_{MF}(0.32-2.64 \text{ МэВ}) - R_{model,i}(0.32-2.64 \text{ МэВ})|}{\sigma_{MF}} + \frac{|R_{CA}(0.74-0.85 \text{ МэВ}) - R_{model,i}(0.74-0.85 \text{ МэВ})|}{\sigma_{CA}}, \quad (8)$$

здесь индекс i означает номер модели источников CNO подобных событий.

В табл. 1 приводятся значения χ_i . Модель с $i = 1$ в качестве источников событий рассматривает только CNO- ν с $R = 4.9 \text{ cpd}/100t$. Сплошная кри-

вая на рис. 1 использовалась для вычисления $R_{model,1} (0.32-2.64 \text{ МэВ})$ и $R_{model,1} (0.74-0.85 \text{ МэВ})$.

Модель с $i = 2$ в качестве источников событий рассматривает только CNO- ν с $R = 5.6 \text{ cpd}/100t$, $R_{model,2} (0.32-2.64 \text{ МэВ}) = R_{model,1} (0.32-2.64 \text{ МэВ}) \cdot$

Таблица 1. χ_i для 6-ти различных моделей источников CNO подобных событий

i	Модель	$\chi_{MF,i} + \chi_{CA,i} = \chi_i$
1	Энергетический спектр CNO, $R = 4.9 \text{ cpd}/100t$ (сплошная кривая на рис. 1)	$1.33 + 0.44 = 1.77$
2	Энергетический спектр CNO, $R = 5.6 \text{ cpd}/100t$	$0.94 + 0.0 = 0.94$
3	Энергетический спектр CNO, $R = 7.2 \text{ cpd}/100t$	$0.0 + 1.0 = 1.0$
4	Энергетический спектр CNO + 1% K, $R = 7.05 \text{ cpd}/100 t$ (пунктирная кривая на рис. 1)	$0.51 + 0.0 = 0.51$
5	Энергетический спектр CNO + 1.5% K, $R = 8.1 \text{ cpd}/100 t$	$0.11 + 0.22 = 0.33$
6	Энергетический спектр CNO + 2% K, $R = 9.2 \text{ cpd}/100 t$ (точечная кривая на рис. 1)	$0.13 + 0.43 = 0.56$

$\cdot 5.6/4.9$ и $R_{model,2}$ (0.74–0.85 МэВ) = $R_{model,1}$ (0.74–0.85 МэВ) $\cdot 5.6/4.9$.

Модель с $i = 3$ рассматривает только CNO- ν , но с $R = 7.2 \text{ cpd}/100 t$. Согласно (5) это – маловероятная модель.

Модель с $i = 4$ рассматривает CNO- ν плюс ^{40}K гео-антинейтрино для доли калия в Земле равной 1% от массы Земли с $R = 7.05 \text{ cpd}/100 t$. Пунктирная кривая на рис. 1 использовалась для вычисления $R_{model,4}$ (0.32–2.64 МэВ) и $R_{model,4}$ (0.74–0.85 МэВ).

Модель с $i = 5$ рассматривает CNO- ν плюс ^{40}K гео-антинейтрино для доли калия в Земле равной 1.5% от массы Земли.

Модель с $i = 6$ рассматривает CNO- ν плюс ^{40}K гео-антинейтрино для доли калия в Земле равной 2% от массы Земли с $R = 9.2 \text{ cpd}/100 t$. Использовалась точечная кривая на рис. 1.

Из табл. 1 видно, что наиболее правдоподобной моделью источников CNO подобных событий, удовлетворяющей экспериментальным данным о скорости счета CNO подобных событий (6), (7), является модель с $i = 5$.

Мы вычислили эффективные энергии (4) для CA и MF, которые оказались равными $E_{eff, CA} = 0.8 \text{ МэВ}$ и $E_{eff, MF} = 0.56 \text{ МэВ}$, также мы вычислили значения:

$$\begin{aligned}
 & R'_{CA}(E_{eff, CA}) \pm \sigma(R'_{CA}) = \\
 & = \frac{R_{CA} \pm \sigma(R_{CA})}{R_{CNO}} R'_{CNO}(E_{eff, CA}), \\
 & R'_{MF}(E_{eff, MF}) \pm \sigma(R'_{MF}) = \\
 & = \frac{R_{MF} \pm \sigma(R_{MF})}{R_{CNO}} R'_{CNO}(E_{eff, MF})
 \end{aligned} \tag{9}$$

и отложили их на рис. 1. Такое представление результатов измерения скорости счета CNO подобных событий очень наглядно. С использованием величин из (9) мы также провели χ тест для моде-

лей, показанных в табл. 1, и получили точно такие же значения χ_i .

Из табл. 1 видно, что функция χ от доли калия в Земле имеет минимум, поэтому можно оценить ошибку наиболее вероятной величины доли калия в Земле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данные детектора Борексина о скорости счета CNO подобных событий (6), (7) могут быть интерпретированы как указание на наличие в Земле калия с массовой долей $1.5 \pm 1.0\%$ и наличия в Солнце CNO цикла с параметрами, ожидаемыми согласно SSM HZ с учетом MSW-LMA эффекта.

Авторы выражают благодарность Ф.Л. Безрукову, Л.А. Кузьмичеву и И.И. Ткачеву за интерес к работе и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Agostini M., Altenmüller K., Appel S. et al. // arXiv: 2006.15115. 2020.
2. Agostini M., Altenmüller K., Appel S. et al. // arXiv: 2005.12829v2. 2020.
3. Vinyoles N., Serenelli A.M., Villante F.L. et al. // Astrophys. J. 2017. V. 835. No. 2. P. 202.
4. Villante F.L., Serenelli A.M. // arXiv: 2004.06365v1. 2020.
5. De Holanda P.C., Liao W., Smirnov A. Yu. // Nucl. Phys. B. 2004. V. 702. No. 1–2. P. 307.
6. Capozzi F., Lisi E., Marrone A., Palazzo A. // Progr. Part. Nucl. Phys. 2018. V. 102. P. 48.
7. Sinev V.V., Bezrukov L.B., Litvinovich E.A. et al. // Phys. Part. Nucl. 2015. V. 46. P. 186.
8. Larin V.N. Hydridic Earth: the new geology of our primordially hydrogen-rich planet. Calgary: Polar Publishing, 1993. 247 p.
9. Bezrukov L.B., Karpikov I.S., Kurlovich A.S. et al. // arXiv: 2004.02533v2. 2020.
10. Bezrukov L.B., Karpikov I.S., Kurlovich A.S. et al. // arXiv:2007.07371v2. 2020.

Interpretation of first detection of solar neutrinos from CNO cycle with Borexino

L. B. Bezrukov^{a,*}, V. P. Zavarzina^a, I. S. Karpikov^a, A. S. Kurlovich^a, A. K. Mezhokh^a,
S. V. Silaeva^a, V. V. Sinev^a

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

**e-mail: bezrukov@inr.ac.ru*

The Borexino collaboration observed an excess of the counting rate over the expected counting rate of events from CNO- ν . This result is consistent with the prediction of the Earth's Hydride model on the contribution of ^{40}K geo-antineutrino scattering on electrons to single Borexino events. The proportion of potassium in the Earth $1.5 \pm 1.0\%$ of the Earth's mass is the most likely value that provides the observed excess of the counting rate.

УДК 524.1

СПЕКТРЫ АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО: СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СРАВНЕНИЯ РАСЧЕТА С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

© 2021 г. А. А. Кочанов^{1,2,*}, К. С. Кузьмин^{3,4}, А. Д. Морозова^{2,3},
Т. С. Синеговская⁵, С. И. Синеговский^{2,3}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики
Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования
“Иркутский государственный университет”, Иркутск, Россия

³Международная межправительственная организация
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

⁴Федеральное государственное бюджетное учреждение
Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Москва, Россия

⁵Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования
“Иркутский государственный университет путей сообщения”, Иркутск, Россия

*E-mail: kochanov@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Выполнен статистический анализ сравнения расчетных спектров атмосферных нейтрино с данными измерений в экспериментах Frejus, Super-Kamiokande, AMANDA, ANTARES и IceCube. Расчет спектров атмосферных нейтрино выполнен в рамках одной вычислительной схемы для набора моделей адрон-ядерных взаимодействий, используемых также при моделировании ШАЛ. Для сравнения расчетных энергетических спектров с экспериментом использовался стандартный критерий χ^2 . Анализ позволил оценить уровень статистической значимости различных моделей в контексте соответствия данным разных экспериментов.

DOI: 10.31857/S0367676521040190

ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино высоких энергий в атмосферных ливнях представляют интерес как отдельная задача, и как неустранимый фон при детектировании нейтрино от удаленных астрофизических источников. К настоящему времени энергетические спектры атмосферных мюонных и электронных нейтрино измерены в экспериментах Frejus [1], AMANDA-II [2], IceCube [3–7], ANTARES [8], и Super-Kamiokande [9]. К тому моменту, когда на Южном полюсе заработал детектор AMANDA, расчеты потоков атмосферных нейтрино с использованием метода Монте Карло были выполнены до энергий 10 ТэВ [10–12], и затем использовались [9, 13] при обработке экспериментальных данных IceCube и Super-Kamiokande (SK). В эксперименте IceCube референтным расчетом фона атмосферных нейтрино служит расчет Монте Карло [11], результаты которого экстраполируются на область энергий в сотни ТэВ с использо-

ванием параметризации, в которой изначально не был учтен излом спектра космических лучей (КЛ), что потребовало внесения нормировочных поправок [13]. Таким образом, очевидна необходимость расчета спектров атмосферных нейтрино в широком диапазоне энергий в рамках одной вычислительной схемы, применимость которой подтверждалась бы хорошим согласием с экспериментальными данными.

В работе выполнен статистический анализ сравнения расчетных спектров атмосферных нейтрино высоких энергий с данными измерений с использованием стандартного критерия χ^2 . Расчет спектров атмосферных нейтрино был выполнен [14–19] в рамках метода [20–22] для моделей адрон-ядерных взаимодействий QGSJET II-03 [23–25], SIBYLL 2.1 [26] и модели Кимеля–Мохова (КМ) [27, 28], используемых также в моделировании ШАЛ космических лучей.

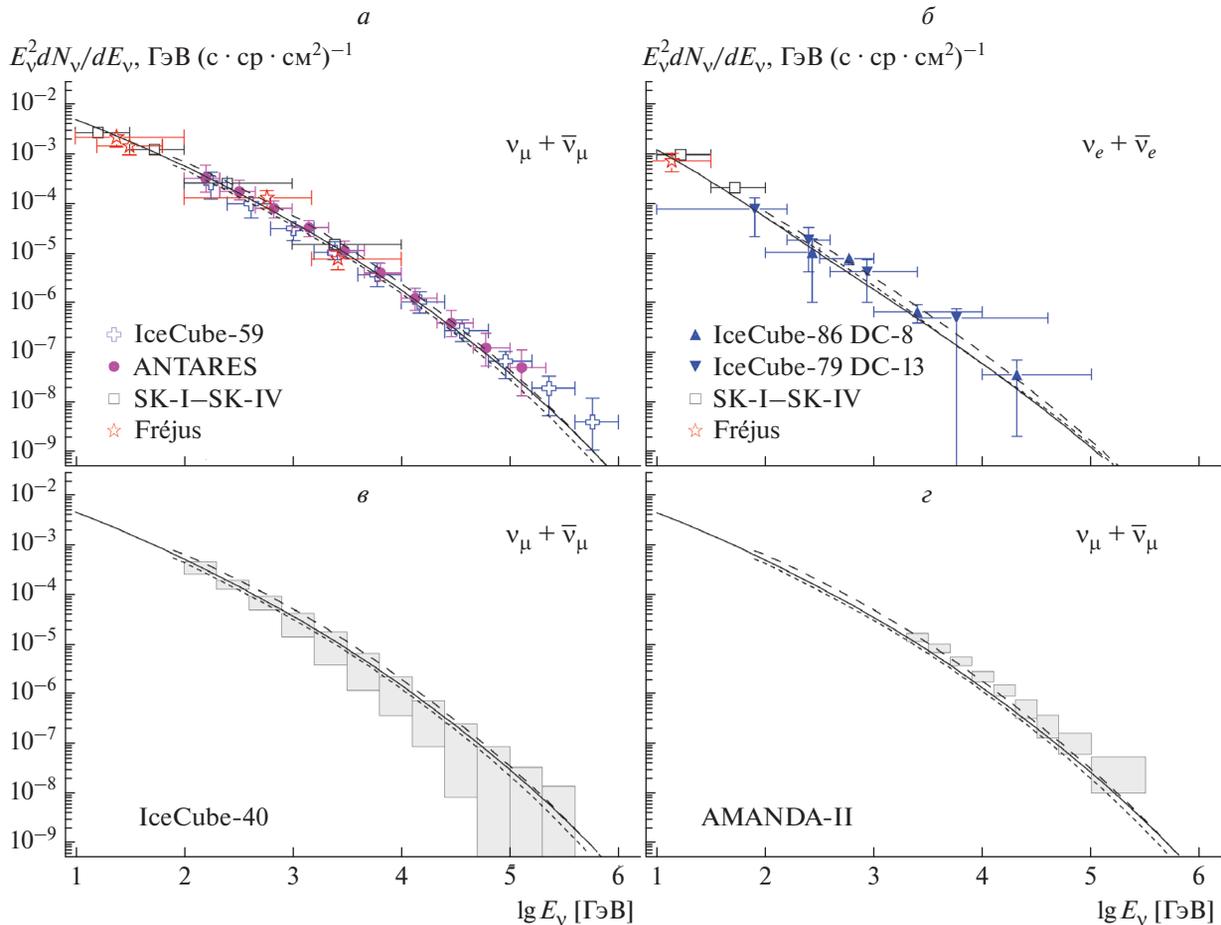


Рис. 1. Спектры атмосферных нейтрино ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) (а) и ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) (б), измеренные в экспериментах Fréjus [1], IceCube-59 [4, 5], IceCube-79 [7], IceCube-86 [6], ANTARES [8], Super-Kamiokande [9] для интервала zenithных углов 90° – 180° . На панелях (в) и (г) представлены спектры ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$), измеренные в экспериментах IceCube-40 [3] и AMANDA-II [2] для интервалов zenithных углов 97° – 180° и 100° – 180° соответственно. Кривые – спектры нейтрино, рассчитанные для моделей адрон-ядерных взаимодействий КМ (сплошные линии), SIBYLL 2.1 (верхняя штриховая линия) и QGSJET II-03 (нижняя штриховая линия, короткие штрихи) в комбинации со спектром космических лучей Хилласа–Гайссера (H3a) [30].

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО

Расчет энергетических спектров атмосферных электронных и мюонных нейтрино в интервале энергий ~ 100 ГэВ– 10 ПэВ выполнен с использованием двух параметризаций спектра космических лучей – Зацепина–Сокольской (ZS) [29] и Хилласа–Гайссера (H3a) [30]. Спектр ZS опирается на данные прямых измерений, полученные в эксперименте АТИС-2 [31, 32] в интервале энергий 10 – 10^4 ГэВ, и является экстраполяцией этих данных на область энергий до 100 ПэВ. В модели Хилласа–Гайссера используется версия со смешанным составом для внегалактической компоненты (H3a). В данной работе используется расчет для обычных источников нейтрино (π -, K-распады) в области энергий ниже 600 ТэВ, без учета вклада от

распадов очарованных частиц (“прямые” нейтрино), поскольку в этой области по данным эксперимента IceCube “прямые” нейтрино не обнаружены [33] (расчет спектра “прямых” нейтрино см. в [34]).

Спектр атмосферных мюонных нейтрино ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) измерен для диапазонов энергии, указанных в таблицах ниже. Статистические и систематические неопределенности потока мюонных нейтрино изменяются в пределах 18 – 30% для относительно невысоких энергий и до 60 – 250% для высоких энергий (IceCube-59). Ошибки в измерениях спектров ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) в IceCube [4, 6] – 25 – 100% , в эксперименте Super-Kamiokande сравнительно небольшие ошибки 15 – 21% , Fréjus – 26 – 55% для ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) и ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$).

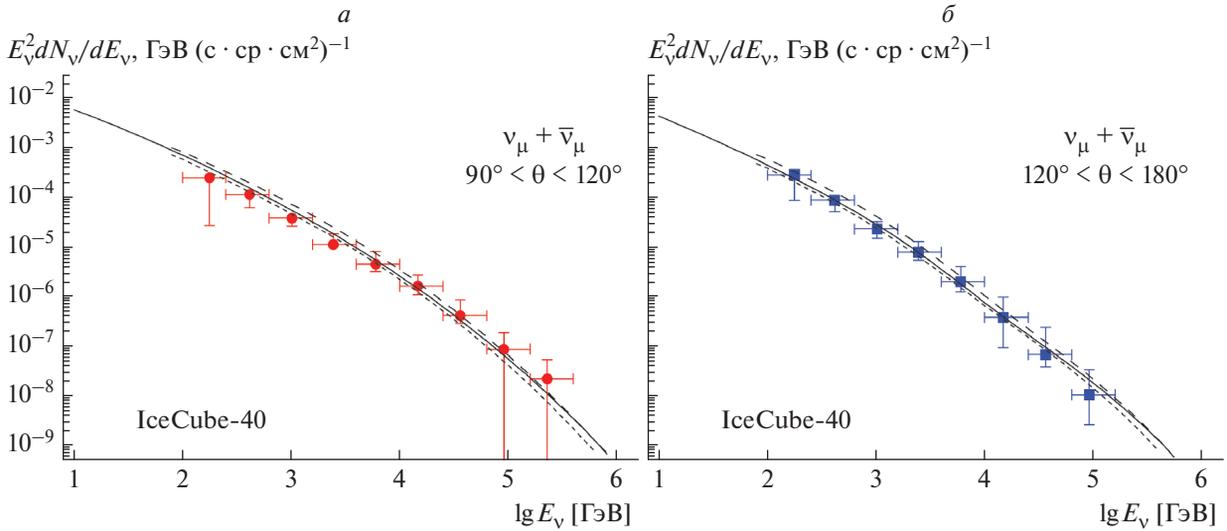


Рис. 2. Спектры атмосферных мюонных нейтрино ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$), измеренные в эксперименте IceCube-59 [5] в двух интервалах зенитных углов: 90° – 120° (а) и 120° – 180° (б). Кривые – расчет для моделей КМ, SIBYLL 2.1, QGSJET II-03 и спектра космических лучей НЗа (обозначения те же, что и на рис. 1).

Для сравнения расчетных энергетических спектров с измерениями использовался стандартный критерий χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{ndf} \frac{(\Phi_i^{\text{exp}} - \Phi_i^{\text{calc}})^2}{(\Delta\Phi_i^{\text{exp}})^2}.$$

Здесь $\Phi_i(E_\nu) \equiv \langle dN_\nu/dE_\nu \rangle_\theta$ – дифференциальный спектр нейтрино, усредненный по зенитному углу, $\Delta\Phi_i^{\text{exp}}$ – неопределенность измерений потока в i -ом бине, ndf – число экспериментальных энергетических бинов.

РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Спектры атмосферных нейтрино, измеренные в экспериментах Frejus [1], AMANDA-II [2], IC40 [3], IC59 [4–7], ANTARES [8], SK [9], показаны на рис. 1: ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) (а, в, з) и ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) (б). Кривые – спектры нейтрино, усредненные по зенитным углам, рассчитанные для моделей КМ, QGSJET II-03 и SIBYLL 2.1. На рис. 2 показаны спектры ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$), измеренные в эксперименте IC59 [5] в интервалах углов 90° – 120° и 120° – 180° , и рассчитанные для тех же моделей и спектра космических лучей НЗа.

Результаты проведенного анализа показаны в табл. 1 и 2, где приведены значения χ^2 и χ^2/ndf , полученные для данных, вошедших в расчет. Расчеты выполнены с использованием параметризаций НЗа и ZS спектра КЛ. В табл. 1 представлены три группы результатов: 1) анализ данных двух

конфигураций детектора IC40, IC59); 2) анализ экспериментов ANTARES, AMANDA-II, Frejus и SK по отдельности; 3) совместный анализ всех экспериментальных данных. С данными IC40 очень хорошо согласуются расчетные спектры моделей QGSJET II-03 ($\chi^2/ndf = 0.05$) и КМ (0.10), чуть хуже SIBYLL 2.1 (1.24). Также в табл. 1 приведены два набора значений χ^2 для данных IceCube [5]: 1) набор получен из совместного анализа данных IC59 для зенитных углов $90^\circ < \theta < 120^\circ$ и $120^\circ < \theta < 180^\circ$; 2) набор χ^2 получен из данных IC59, объединенных авторами эксперимента в один интервал $90^\circ < \theta < 180^\circ$. Данные, полученные в интервале углов $90^\circ < \theta < 120^\circ$, описываются расчетными потоками заметно хуже данных для углов $120^\circ < \theta < 180^\circ$. Это может указывать на неточность в анализе событий от нейтрино, приходящих в детектор под углами вблизи горизонта. Расчеты дают некоторое указание на то, что параметризация НЗа спектра КЛ предпочтительнее ZS: во всех случаях наблюдается χ^2 (НЗа) $<$ χ^2 (ZS). Модель КМ приводит к очень близким значениям χ^2 для параметризаций спектра КЛ НЗа и ZS.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчитанные спектры атмосферных нейтрино хорошо согласуются с данными измерений, полученными к настоящему времени в экспериментах Frejus, AMANDA, IceCube и ANTARES. Данные IceCube-59 для ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) лучше всего описываются моделью QGSJET II-03; для ANTARES, как и для полного набора данных, более предпочтительной

Таблица 1. Значения χ^2/ndf , полученные для расчетных спектров ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) и экспериментальных данных Frejus [1], AMANDA [2], IceCube-40 [3], IceCube-59 [5], ANTARES [8], Super-Kamiokande [9]. Указаны модели, интервалы зенитных углов и диапазоны восстановленных энергий нейтрино

	Н3а, КМ (ZS, КМ)	Н3а, QGSJET-II-03 (ZS, QGSJET-II-03)	Н3а, SIBYLL-2.1 (ZS, SIBYLL-2.1)
IceCube-40 [3] $10^2 < E_\nu < 10^6$ ГэВ, $97^\circ < \theta < 180^\circ$	0.78/12 = 0.06	0.64/12 = 0.05	14.94/12 = 1.24
IceCube-59 [5] $10^2 < E_\nu < 10^6$ ГэВ, $90^\circ < \theta < 120^\circ$	10.96/9 = 1.22 (12.66/9 = 1.41)	4.60/9 = 0.51 (4.79/9 = 0.53)	35.05/9 = 3.89 (36.15/9 = 4.02)
IceCube-59 [5] $10^2 < E_\nu < 10^6$ ГэВ, $120^\circ < \theta < 180^\circ$	0.97/8 = 0.12 (1.22/8 = 0.15)	0.41/8 = 0.05 (0.52/8 = 0.07)	10.63/8 = 1.33 (11.49/8 = 1.44)
IceCube-59 [5] $10^2 < E_\nu < 10^6$ ГэВ, $90^\circ < \theta < 180^\circ$	11.93/17 = 0.70 (13.88/17 = 0.82)	5.01/17 = 0.30 (5.31/17 = 0.31)	45.68/17 = 2.69 (47.64/17 = 2.80)
IceCube-59 [5] $10^2 < E_\nu < 10^6$ ГэВ, $90^\circ < \theta < 180^\circ$	4.79/10 = 0.48	3.58/10 = 0.36	17.98/10 = 1.80
Совместный анализ данных IceCube	13.08/29 = 0.45 (13.88/17 = 0.82)	5.57/29 = 0.19 (5.31/17 = 0.31)	60.62/29 = 2.09 (47.64/17 = 2.80)
ANTARES [8] $10^2 < E_\nu < 10^6$ ГэВ, $90^\circ < \theta < 180^\circ$	4.46/10 = 0.45	7.17/10 = 0.72	1.58/10 = 0.16
AMANDA-II [2] $10^3 < E_\nu < 10^6$ ГэВ, $100^\circ < \theta < 180^\circ$	21.4/9 = 2.38	31.4/9 = 3.49	6.52/9 = 0.72
Frejus [1] $0.25 < E_\nu < 10^3$ ГэВ	2.28/4 = 0.57	0.23/2 = 0.11	6.78/2 = 3.39
SK-I – SK-IV [9] $0.25 < E_\nu < 10^4$ ГэВ	3.65/4 = 0.91	4.01/2 = 2.01	1.38/2 = 0.6
Совместный анализ всех данных	35.08/56 = 0.63	37.39/52 = 0.72	74.47/52 = 1.43

является модель Кимеля–Мохова. Совместный анализ данных IceCube-79 и IceCube-86 по спектрам ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) дает наименьшее значение χ^2 для модели SIBYLL 2.1. Параметризации спектра КЛ Зацепина–Сокольской и Хилласа–Гайссера приводят к близким значениям χ^2 .

Выполненный анализ показал, что расчет потоков атмосферных нейтрино в рамках одной вычислительной схемы [14–22] является достаточно надежным для использования этих результатов в моделировании событий в детекторах нейтрин-

ных телескопов и восстановлению спектра атмосферных нейтрино.

В дальнейшем предполагается уточнить анализ с учетом возможного вклада нейтрино от распадов очарованных частиц. Экспериментально этот вклад до сих пор не обнаружен [7, 33, 34], хотя обработка данных IceCube-79 [33] позволила восстановить суммарный спектр мюонных нейтрино (включающий и вклад диффузного потока астрофизических нейтрино) в интервале энергий 125 ГэВ–3.2 ПэВ. Здесь “фоном” для “прямых”

Таблица 2. Значения χ^2/ndf , полученные для расчетных спектров ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) и данных экспериментов IceCube-79 [4], IceCube-86 [6] и Super-Kamiokande [9]

	Н3а, КМ (ZS, КМ)	Н3а, QGSJET-II-03 (ZS, QGSJET-II-03)	Н3а, SIBYLL-2.1 (ZS, SIBYLL-2.1)
IceCube-79 [4] $10 < E_\nu < 10^5$ ГэВ, $97^\circ < \theta < 180^\circ$	2.21/4 = 0.55 (2.30/4 = 0.58)	0.97/3 = 0.32 (1.05/3 = 0.35)	0.65/3 = 0.22 (0.82/3 = 0.27)
IceCube-86 [6] $10^2 < E_\nu < 10^5$ ГэВ, $97^\circ < \theta < 180^\circ$	5.55/4 = 1/39 (5.73/4 = 1.43)	4.89/4 = 1.22 (5.10/4 = 1.27)	10.7/4 = 2.66 (11.4/4 = 2.85)
Совместный анализ данных IceCube	9.34/8 = 1.17 (9.27/8 = 1.16)	6.37/7 = 0.91 (6.63/7 = 0.95)	6.25/7 = 0.89 (6.77/7 = 0.97)
SK-I – SK-IV [9] $0.25 < E_\nu < 10^4$ ГэВ	8.44/2 = 4.22 (7.21/2 = 3.61)	–	–
Совместный анализ данных	17.78/10 = 1.78 (16.48/10 = 1.65)	6.37/7 = 0.91 (6.63/7 = 0.95)	6.25/7 = 0.89 (6.77/7 = 0.97)

атмосферных нейтрино уже является поток астрофизических нейтрино.

Авторы благодарят Д.В. Наумова за консультации и полезные дискуссии. Исследование поддержано Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта “Наука”, грант № 075-15-2020-778 и проекта FZZE-2020-0017. Работа А.А. Кочанова выполнена в рамках проекта П.16 в ИСЗФ СО РАН. Работа А.Д. Морозовой выполнена при финансовой поддержке гранта Иркутского государственного университета для молодых ученых № 091-20-306.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Daum K, Rhode W, Bareyre P et al.* // Z. Phys. C. 1995. V. 66. P. 417.
2. *Abbasi R, Abdou Y, Abu-Zayyad T et al.* // Astropart. Phys. 2010. V. 34. P. 48.
3. *Abbasi R, Abdou Y, Abu-Zayyad T et al.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. No. 01200.
4. *Aartsen M.G., Abbasi R., Abdou Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No. 151105.
5. *Aartsen M.G., Ackermann M., Adams J. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. P. 116.
6. *Aartsen M.G., Ackermann M., Adams J. et al.* // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. Art. No. 122004.
7. *Aartsen M.G., Ackermann M., Adams J. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 692.
8. *Adrian-Martine S., Albert A., Al Samarai I. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73. P. 2606.
9. *Richard E., Okumura K., Abe K. et al.* // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. Art. No. 052001.
10. *Barr G., Gaisser T., Lipari P. et al.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. Art. No. 023006.
11. *Honda M., Kajita T., Kasahara K. et al.* // Phys. Rev. D. 2007. V. 75. Art. No. 043006.
12. *Honda M., Kajita T., Kasahara K., Midorikawa S.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. No. 123001.
13. *Aartsen M.G., Abbasi R., Ackermann M. et al.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. Art. No. 062007.
14. *Sinegovskaya T.S., Morozova A.D., Sinegovsky S.I.* // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. Art. No. 063011.
15. *Морозова А.Д., Кочанов А.А., Синеговская Т.С., Синеговский С.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 555; *Morozova A.D., Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I.* // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 516.
16. *Кочанов А.А., Морозова А.Д., Синеговская Т.С., Синеговский С.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1030; *Kochanov A.A., Morozova A.D., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 933.
17. *Морозова А.Д., Кочанов А.А., Синеговская Т.С., Синеговский С.И.* // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 411; *Morozova A.D., Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I.* // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 491.
18. *Morozova A.D., Kochanov A.A., Sinegovsky S.I., Sinegovskaya T.S.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798. Art. No. 012101.
19. *Morozova A.D., Kochanov A.A., Sinegovsky S.I., Sinegovskaya T.S.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 934. Art. No. 012008.
20. *Наумов В.А., Синеговская Т.С.* // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 2020; *Naumov V.A., Sinegovskaya T.S.* // Phys. Atom. Nucl. 2000. V. 63. P. 1927.
21. *Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I.* // Astropart. Phys. 2008. V. 30. P. 219.
22. *Кочанов А.А., Синеговская Т.С., Синеговский С.И.* // ЖЭТФ. 2013. V. 143. С. 459; *Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I.* // JETP. 2013. V. 116. P. 395.
23. *Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I.* // Nucl. Phys. B. 1997. V. 52. P. 17.

24. *Ostapchenko S.* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2006. V. 151. P. 143.
25. *Ostapchenko S.* // Nucl. Phys. B. 2008. V. 175–176. P. 73.
26. *Ahn E.-J., Engel R., Gaisser T.K. et al.* // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. Art. No. 094003.
27. *Кимель Л.Р., Мохов Н.В.* // Изв. вузов. Физ. 1974. № 10. С. 17.
28. *Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П.* Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985. 248 с.
29. *Zatsepin V.I., Sokolskaya N.V.* // Astron. Astrophys. 2006. V. 458. P. 1.
30. *Gaisser T.K.* // Astropart. Phys. 2012. V. 35. P. 801.
31. *Панов А.Д., Адамс Дж.Х., Ан Х.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. С. 512; *Panov A.D., Adams J.H., Ahn H.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. P. 494.
32. *Панов А.Д., Адамс Дж.Х., Ан Х.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. С. 602; *Panov A.D., Adams J.H., Ahn H.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. P. 564.
33. *Aartsen M.G., Abraham K., Ackermann M. et al.* // Astrophys. J. 2016. V. 833. P. 3.
34. *Sinegovsky S.I., Sorokovikov M.N.* // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. Art. No. 34.

Atmospheric neutrinos spectra: statistical analysis of comparison of calculations with experiment

A. A. Kochanov^{a, b, *}, K. S. Kuzmin^{c, d}, A. D. Morozova^{b, c}, T. S. Sinegovskaya^e, S. I. Sinegovsky^{b, c}

^a*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

^b*Irkutsk State University, Irkutsk, Russia*

^c*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, Russia*

^d*Institute for Theoretical and Experimental Physics named after A.I. Alikhanov of SRC “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

^e*Irkutsk State Transport University, Irkutsk, Russia*

*e-mail: kochanov@iszf.irk.ru

We present a comparative statistical analysis of the high-energy atmospheric neutrinos spectra calculations with the data of Frejus, AMANDA-II, IceCube ANTARES, and Super-Kamiokande experiments. The calculations are performed within the framework of certain computational scheme using hadronic models QGSJET-II, SIBYLL 2.1 and the model by Kimel & Mikhov in combination with well-known parameterizations of the primary cosmic rays spectrum by Zatsepin & Sokolskaya, and Hillas & Gaisser. The models themselves are widely used in EAS modeling and extensively tested. We apply the χ^2 criterion to quantify the comparison results of the calculated energy spectra with the data. The analysis makes possible to estimate the statistical significance of various combinations of hadronic models and the cosmic rays spectrum in the context of their consistency with measurements of the high-energy atmospheric neutrino spectra.

УДК 539.1.07

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА ТРЕК ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ГРУПП МЮОНОВ ОТ ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2021 г. Р. В. Николаенко¹ *, А. Г. Богданов¹, В. С. Воробьев¹,
Е. А. Задеба¹, И. Ю. Трошин¹, Е. П. Хомчук¹

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

*E-mail: rvnikolaenko@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

В НИЯУ МИФИ создается крупномасштабный координатно-трековый детектор на дрейфовых камерах ТРЕК, предназначенный для регистрации околоразностного потока групп мюонов, генерируемых первичными космическими лучами сверхвысоких энергий. Для интерпретации экспериментальных данных проведено комплексное моделирование работы установки, включающее три стадии: моделирование широких атмосферных ливней в среде CORSIKA, расчет взаимодействий частиц ливня с детектором и несущими конструкциями в Geant4, получен отклик дрейфовых камер и электроники в Garfield++. Приводится описание каждого этапа моделирования, передачи данных между ними, а также первые полученные результаты.

DOI: 10.31857/S0367676521040256

ВВЕДЕНИЕ

В ряде экспериментов наблюдается избыток групп мюонов, генерируемых первичными космическими лучами с энергией выше 10^{17} эВ (т.н. “мюонная загадка”) [1]. Актуальность этой проблемы подчеркивается созданием международной группы WHISP [2], включающей представителей ключевых экспериментов, регистрирующих многомюонные события от первичных космических лучей (ПКЛ) сверхвысоких энергий (Pierre Auger, IceCube, НЕВОД и др.). Комплекс НЕВОД-ДЕКОР [3, 4], включающий черенковский водный детектор объемом 2000 м^3 и координатно-трековый детектор ДЕКОР площадью 70 м^2 , позволяет исследовать энергетический интервал от 10^{15} до 10^{18} эВ. Для дальнейшего расширения диапазона исследуемых энергий в составе экспериментального комплекса создается крупнейший в мире координатный детектор ТРЕК [5, 6] на основе многопроволочных дрейфовых камер (ДК), имеющий площадь 250 м^2 .

Метод спектров локальной плотности мюонов [7], разработанный в НОЦ НЕВОД, рассматривает детектор ДЕКОР, как точечный в сравнении с размерами широких атмосферных ливней (ШАЛ) и не предполагает моделирования отклика на отдельные ливни. Детектор ТРЕК полностью не

экранируется бассейном черенковского водного детектора (ЧВД), для него необходимо полное моделирование развития ШАЛ и отклика на все частицы, попавшие в его объем.

Для интерпретации экспериментальных данных новой установки, учета ее конструктивных особенностей, влияния вторичных частиц, образованных от взаимодействий частиц ливня с веществом, окружающем детектор, а также отработкой методов реконструкции событий создан полный комплекс программ для моделирования всего процесса регистрации групп мюонов от первого взаимодействия первичных космических лучей с атмосферой Земли до формирования электронного сигнала. Комплекс состоит из трех основных стадий моделирования.

МОДЕЛИРОВАНИЕ В CORSIKA

Первая стадия реализуется на базе программы CORSIKA [8], с помощью которой моделируются широкие атмосферные ливни и формируются сведения о частицах, достигших уровня детектора. В файлы вывода CORSIKA записывает необходимую для следующей программы моделирования (Geant4 [9]) информацию о частицах, долетевших до установленной пользователем высоты над уровнем моря, то есть поверхность детектора

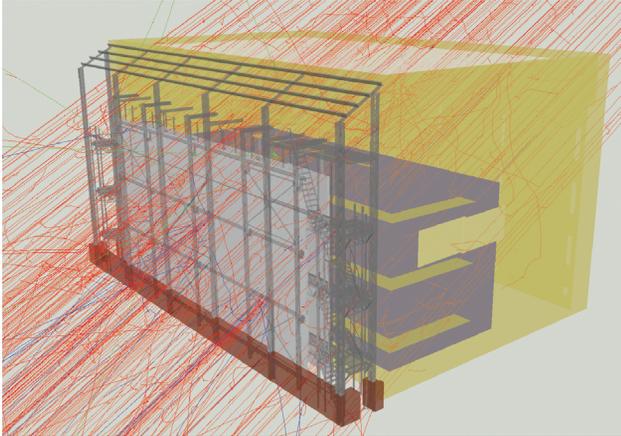


Рис. 1. Результаты трансляции геометрии детектора ТРЕК и здания НЕВОД в Geant4. Для наглядности отключено отображение облицовки пристройки. Показан также результат моделирования события регистрации группы мюонов, прошедшей под зенитным углом 60° со стороны черенковского водного детектора.

в данной программе представляет собой горизонтальную плоскость. Такой формат записи неудобен при моделировании работы детектора ТРЕК, поскольку его плоскости ориентированы вертикально, и из всего массива частиц на плоскости невозможно выделить только те, которые попадут в установку, расположенную произвольным образом.

Для решения описанной проблемы создан алгоритм смены формата записи данных о частицах ШАЛ, получивший название IGESICA (Input for GEANT4 Simulation from Corsika data generation Algorithm). В его основе лежит программа, реализованная в Geant4, позволяющая использовать для каждого сгенерированного ШАЛ до 10^6 вариантов его прохождения через установку. При этом из CORSIKA передается информация о треках частиц, попавших не на плоскость над детектором, а на поверхность параллелепипеда, в котором заключен его объем (это является ключевым отличием данного метода), что позволяет учитывать все частицы, прошедшие через детектор, и исключает розыгрыш частиц, не попадающих в установку, сокращая время вычислений.

МОДЕЛИРОВАНИЕ В GEANT4

Для моделирования прохождения частиц ливня через здание НЕВОД, рамную конструкцию и дрейфовые камеры детектора ТРЕК используется пакет Geant4. Сложная геометрия окружающих детектор конструкций потребовала применения дополнительной библиотеки CADMesh [10]. Она позволяет транслировать объемные модели, созданные в программах САПР, в тело в Geant4 на этапе инициализации геометрии. С помощью

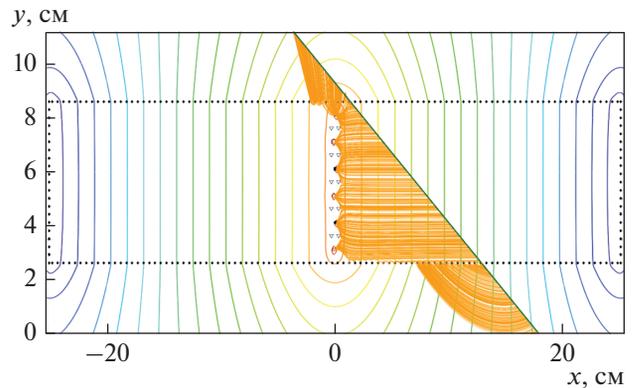


Рис. 2. Модель дрейфовой камеры, прохождение через нее мюона и дрейф электронов в среде Garfield++.

библиотеки транслированы модели металлоконструкций детектора ТРЕК, его облицовки и здания НЕВОД (рис. 1). На этом рисунке также представлен пример моделирования события, всего в настоящий момент разыграно более 1200 ШАЛ в диапазоне энергий от 10^{16} до 10^{18} эВ.

Для дрейфовых камер в программе реализованы алгоритмы независимой регистрации частиц, с доступной для Geant4 точностью моделирующие работу дрейфовой камеры. Это позволяет проводить первичный анализ зарегистрированного события на предмет образования вторичных частиц и их влияния на определение множественности мюонов в данной группе. Помимо первичного анализа событий, используется алгоритм вывода информации о частицах, попавших в дрейфовые камеры для последующей загрузки в Garfield++ [11].

МОДЕЛИРОВАНИЕ В GARFIELD++

Третья стадия комплекса моделирования — среда Garfield++, в которой детально симулируется отклик дрейфовых камер и усилителей-формирователей AMP-4 по данным от Geant4. Для дрейфовых камер установки ТРЕК разыгрывается ионизация при прохождении заряженных частиц, дрейф высвобождающихся электронов и токовый сигнал при достижении электронами сигнальных проволок.

На рис. 2 показана модель дрейфовой камеры в среде Garfield++ с указанием всех проволок. Также показаны эквипотенциальные линии электростатического поля, пример прохождения мюона через рабочий объем и дрейф электронов к сигнальным проволокам.

Получаемый в моделировании токовый сигнал может быть преобразован в более удобный сигнал по напряжению с учетом устройства усилителя-формирователя [12, 13] путем математи-

ческой свертки, которая дает длительности сигналов, близкие к наблюдаемым в эксперименте.

В экспериментальных данных наблюдаются послеимпульсы – вторичные сигналы, возникающие вследствие разброса электронов в электронном облаке вдоль линии дрейфа. Моделирование в Garfield++ впервые позволило создать математический аппарат для их учета. Это необходимо при обработке данных с применением методов машинного обучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан программный комплекс многоэтапно-го Монте-Карло моделирования координатно-трекового детектора от первого взаимодействия космических лучей с атмосферой до формирования электронных сигналов. Разработан оригинальный метод трансляции данных программы CORSIKA в Geant4, позволяющий использовать для каждого сгенерированного ШАЛ до 10^6 вариантов его прохождения через установку. Впервые в пакете Garfield++ смоделированы послеимпульсы, наличие которых необходимо учитывать при реконструкции событий.

Работа выполнена на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” № 0723-2020-0040), а также РФФИ (проект № 20-32-90155).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Petrukhin A.A.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2014. V. 742. P. 228.
2. *Dembinski H.P., Arteaga-Velázquez J.C., Cazon L. et al.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 210. Art. No. 02004.
3. *Петрухин А.А.* // УФН. 2015. Т. 185. № 5. С. 521; *Petrukhin A.A.* // Phys. Usp. 2015. V. 58. P. 486.
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.* // Instr. Exp. Tech. 2019. V. 61. P. 649.
5. *Zadeba E.A., Borisov A.A., Vorobyev V.S. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1390. Art. No. 012132.
6. *Zadeba E.A., Ampilogov N.V., Barbashina N.S. et al.* // J. Instrum. 2014. V. 9. Art. No. C08018.
7. *Богданов А.Г., Громушкин Д.М., Кокоулин 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. P. 1852.
8. <https://www.iap.kit.edu/corsika>.
9. <https://geant4.web.cern.ch>.
10. <https://github.com/christopherpoole/CADMesh>.
11. <https://garfieldpp.web.cern.ch>.
12. *Vorobev V.S., Borisov A.A., Kozhin A.S. et al.* // J. Instrum. 2020. V. 15. Art. No. C08007.
13. *Zadeba E.A., Barbashina N.S., Borisov A.A. et al.* // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49. № 1. С. 147; *Zadeba E.A., Barbashina N.S., Borisov A.A. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. P. 86.

Simulation of the TREK detector response at registration of muon bundles from ultra-high energy primary cosmic rays

R. V. Nikolaenko^{a, *}, A. G. Bogdanov^a, V. S. Vorobev^a, E. A. Zadeba^a,
I. Yu. Trosin^a, E. P. Khomchuk^a

^aNational Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: rvnikolaenko@mephi.ru

At MEPhI, a large-scale coordinate-tracking detector TREK based on drift chambers is being created, designed to detect the near-horizontal flux of muon bundles generated by ultrahigh-energy primary cosmic rays. To interpret the experimental data a comprehensive simulation of the operation of the detector is carried out, including three stages at once: modeling of an EAS in the CORSIKA environment, calculating the interactions of shower particles with a detector and supporting structures in Geant4, obtaining a response from drift chambers and on-chamber electronics in Garfield ++. We describe each stage of simulation, the data transfer between them, as well as the first obtained results.

УДК 52-728:53.05:52-13

МОНИТОРИНГ НЕЙТРИННЫХ ВСПЫШЕК ОТ СВЕРХНОВЫХ НА БАКСАНСКОМ ПОДЗЕМНОМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОМ ТЕЛЕСКОПЕ

© 2021 г. Ю. Ф. Новосельцев^{1, *}, И. М. Дзапарова^{1, 2, 3}, М. М. Кочкаров¹, А. Н. Куреня¹, Р. В. Новосельцева¹, В. Б. Петков^{1, 2, 3}, П. С. Стриганов^{1, 3}, И. Б. Унатлоков¹, А. Ф. Янин^{1, 3}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: novoseltsev@inr.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп работает по программе поиска нейтринных вспышек с середины 1980 г. В качестве мишени мы используем две части установки с суммарной массой 240 тонн. За период с 30.06.1980 по 30.06.2020 чистое время наблюдения составило 34.4 г. За это время не было зарегистрировано ни одного события — кандидата на нейтринную вспышку. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов звезд в Галактике 0.067 год^{-1} на 90% уровне достоверности.

DOI: 10.31857/S0367676521040268

ВВЕДЕНИЕ

Детектирование нейтрино от SN1987A явилось экспериментальным подтверждением идей о крайне важной роли нейтрино в процессе взрыва массивных звезд (рождения сверхновых), выдвинутых более 50 лет назад [1–3]. Впервые представилась возможность сравнить основные параметры существующей теории — излученную энергию, температуру нейтрино и длительность нейтринной вспышки — с экспериментальными значениями [4, 5]. В последние десятилетия поиск нейтринных всплесков вели несколько детекторов: Баксанский сцинтилляционный телескоп (БПСТ) [6, 7], Камиоканде [8] и супер-Камиоканде [9], MACRO [10], LVD [11], AMANDA [12], SNO [13], IceCube [14], Borexino [15], KamLAND [16] и другие.

БПСТ работает по программе поиска нейтринных вспышек почти непрерывно с середины 1980 г. [17]. С июня 2016 г. на БПСТ работает система оповещения, позволяющая в течение 20 мин выдать сообщение об обнаруженной вспышке. В настоящее время проводятся тестирования для подключения к системе SNEWS. В данной статье представлен текущий статус эксперимента.

МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НЕЙТРИННОЙ ВСПЫШКИ

Полная масса сцинтиллятора БПСТ составляет 330 тонн. Масса, заключенная в трех нижних горизонтальных слоях (1200 счетчиков) — 130 тонн. Три нижние горизонтальные плоскости мы называем детектор Д1. Большинство событий, которые БПСТ регистрирует от взрыва СН, представляют собой реакции обратного бета распада (ОБР): $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Если средняя энергия антинейтрино $E_{\bar{\nu}_e} = 12\text{--}15 \text{ МэВ}$ [18, 19], то пробег e^+ (рожденного в реакции ОБР) будет заключен, как правило, в объеме одного счетчика. В таком случае сигнал от СН будет проявляться как серия событий, когда на установке срабатывает только один счетчик (“одиночное событие”). Поиск нейтринной вспышки заключается в регистрации кластера “одиночных событий” в течение временного интервала, не превышающего длительность нейтринной вспышки ($\tau = 20 \text{ с}$). Ожидаемое среднее число событий N_{ev} от реакций ОБР в течение времени Δt от начала коллапса ядра можно представить так:

$$N_{ev} = N_p \int_0^{\Delta t} dt \int_0^{\infty} dE F(E, t) \sigma(E) \eta(E) \quad (1)$$

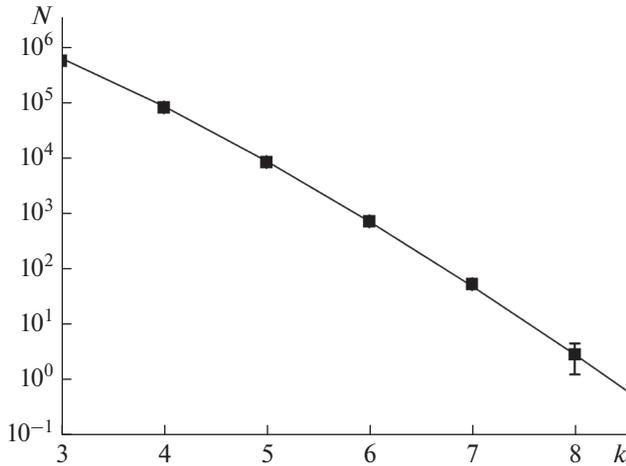


Рис. 1. Число кластеров в детекторе Д1, содержащих k одиночных событий в интервале $\tau = 20$ с. Квадраты – экспериментальные данные, кривая – ожидаемое распределение согласно выражению (5).

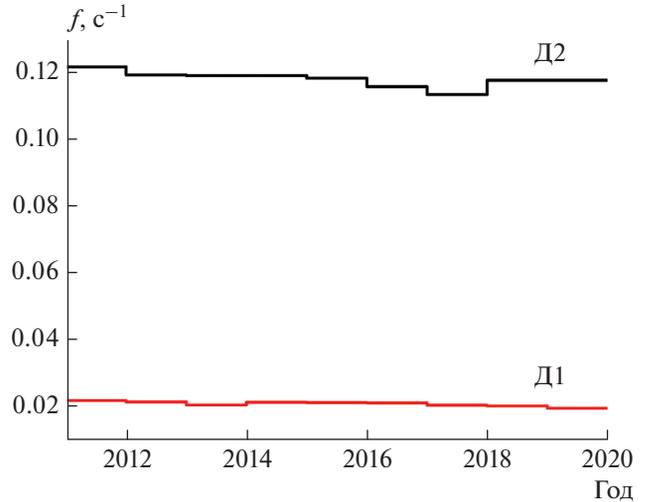


Рис. 2. Скорости счета одиночных событий в детекторах Д1 и Д2 за период 2011–2020 гг.

здесь N_p – число свободных протонов в мишени, F – поток электронных антинейтрино, $\sigma(E)$ – сечение реакции ОБР, $\eta(E)$ – эффективность детектирования. Для СН на расстоянии 10 кпс, полной энергии, излученной в нейтрино $\epsilon_{tot} = 3 \cdot 10^{53}$ эрг, и массы мишени 130 т (детектор Д1) получим (температура антинейтрино $k_B T = 4.5$ МэВ и энергия, излученная в $\bar{\nu}_e$, равна $1/6 \epsilon_{tot}$):

$$N_{ev}(NH) \cong 35, \quad (\text{без учета осцилляций}). \quad (2)$$

Осцилляции нейтрино, конечно, повлияют на этот результат (см., например [20–23]). Для простейшего сценария, в котором конверсия нейтринных потоков обусловлена только МСВ эффектом [24, 25], поток электронных антинейтрино $F_{\bar{\nu}_e}$, прибывающих к Земле, может быть записан в виде [26]

$$F_{\bar{\nu}_e} = U_{e1}^2 F_{\bar{\nu}_e}^0 + U_{e2}^2 F_{\bar{\nu}_x}^0 \quad (3)$$

для нормальной массовой иерархии (НН) и

$$F_{\bar{\nu}_e} = F_{\bar{\nu}_x}^0 \quad (4)$$

для обратной массовой иерархии (ИН), где F_i^0 – исходные нейтринные потоки в звезде, индекс “x” обозначает неэлектронные ароматы (анти-)нейтрино, а U_{ij} – элементы матрицы смешивания ($U_{e1}^2 \cong \cos^2 \theta_{12} \cong 0.7$, $U_{e2}^2 \cong \sin^2 \theta_{12} \cong 0.3$).

Если для температуры неэлектронных нейтрино принять значение $T_x = 6$ МэВ, то получим $N_{ev}(NH) \cong 39$, $N_{ev}(IH) \cong 48$.

Фоном для поиска нейтринных вспышек являются: 1) радиоактивность (в основном от космогенных изотопов), 2) мюоны космических лучей, если траектория мюона такова, что срабатывает только один счетчик из 3184. Полная скорость

счета фоновых событий равна $f_1 = 0.0207 \text{ с}^{-1}$ для детектора Д1 и $\approx 1.5 \text{ с}^{-1}$ для внешних слоев. Поэтому в качестве триггерной мишени используются три нижних горизонтальных слоя счетчиков – детектор Д1.

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

$$p(k) = f_1 \exp(-f_1 \tau) \frac{(f_1 \tau)^{k-1}}{(k-1)!}. \quad (5)$$

На рис. 1 представлена обработка экспериментальных данных (одиночные события за период 2001–2020 годы, $T_{actual} = 17.3$ лет) в сравнении с ожидаемым распределением (5), вычисленным при $f_1 = 0.0207 \text{ с}^{-1}$. Из выражения (5) следует, что фоновые события создают кластер из 8 одиночных событий со скоростью 0.178 год^{-1} . За $T_{actual} = 17.3$ лет ожидается 3.08 события, что мы и наблюдаем в эксперименте (3 события).

Чтобы увеличить число детектируемых нейтринных событий и надежность регистрации нейтринной вспышки, мы используем те части внешних сцинтилляционных слоев, которые имеют относительно низкий темп счета фоновых событий. Полное число счетчиков в этих частях внешних слоев 1030 (масса сцинтиллятора 110 тонн). Этот массив счетчиков мы называем детектор Д2; темп счета одиночных событий в Д2 равен $f_2 = 0.12 \text{ с}^{-1}$. Стабильность работы и скорости счета одиночных событий в детекторах Д1 и Д2 показаны на рис. 2.

В случае регистрации в детекторе Д1 кластера с множественностью $k \geq 3$, мы проверяем число одиночных событий k в 10-секундном времен-

ном окне в детекторе Д2. Начало этого окна совпадает с началом кластера в Д1. Согласно (1) среднее число нейтринных событий в Д2 будет $N_{ev}(NH) \cong 28$ (при тех же условиях, что в (2)). Так что ожидаемое полное число событий от реакций ОБР в детекторах (Д1 + Д2) равно

$$N_{ev} = N_{ev}(D1) + N_{ev}(D2) \cong 63 \quad (6)$$

(без учета осцилляций).

С учетом влияния МСВ эффекта получим (см. (3), (4)) $N_{ev}(NH) \cong 71$, $N_{ev}(IH) \cong 88$ для прямой и обратной массовой иерархии соответственно.

Детекторы Д1 и Д2 независимы: вероятность имитации фоном события, когда в Д1 наблюдается кластер с множественностью $k1$ и одновременно в Д2 – кластер с множественностью $k2$, равна произведению соответствующих вероятностей – $P(k1, k2) = P1(k1) \cdot P2(k2)$, где $P1$ определяется согласно (5), а $P2$ есть распределение Пуассона для $f_2 = 0.12 \text{ с}^{-1}$ и длительности временного окна 10 с. В частности, мы получаем $P(6, 5) = 0.23 \text{ год}^{-1}$, $P(6, 6) = 0.045 \text{ год}^{-1}$.

В случае очень близкой СН число детектируемых нейтринных событий будет очень большим. Например, для расстояния до СН 0.2 кпс полное число событий от реакций ОБР будет ~ 250000 . В первые секунды (после отскока ядра) ожидается $\sim (25-30) \cdot 10^3$ событий в секунду. Время обработки события на БПСТ ~ 1 мс, поэтому мы будем регистрировать ~ 1000 событий в секунду. Таким образом, в случае очень близкой СН некоторая часть событий (которая зависит от расстояния до СН) будет потеряна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод детектирования нейтринной вспышки на БПСТ основан на одновременной регистрации кластеров одиночных событий в детекторе Д1 и детекторе Д2. Оценка (6) позволяет ожидать ~ 10 нейтринных событий для наиболее удаленных СН (~ 25 кпс) нашей Галактики. За период с 30 июня 1980 г. по 30 июня 2020 г. чистое время наблюдения составило 34.4 г. Это наибольшее время наблюдения за Галактикой на одной и той же установке. За это время ни одного события-кандидата на коллапс звездного ядра зарегистрировано не было. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов в Галактике $f_{col} < 0.067 \text{ год}^{-1}$ на 90% уровне достоверности.

Работа выполнена на уникальной научной установке Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (ЦКП Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН) при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образова-

ния РФ (соглашение № 075-15-2019-1640, уникальный идентификатор проекта RFMEFI62119X0025).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gatow G., Shoenberg M.* // Phys. Rev. 1940. V. 58. P. 1117.
2. *Зельдович Я.Б., Гусейнов О.Х.* // Докл. АН СССР. 1965. Т. 162. С. 791.
3. *Colgate S.A., White R.H.* // Astrophys. J. 1966. V. 143. P. 626.
4. *Loredo T.J., Lamb D.Q.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. Art. No 063002.
5. *Pagliaroli G., Vissani F., Costantini M.L., Ianni A.* // Astropart. Phys. 2009. V. 31. P. 163.
6. *Алексеев Е.Н., Алексеева Л.Н., Волченко В.И. и др.* // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. С. 2897.
7. *Novoseltseva R.V., Boliev M.M., Dzaparova I.M. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2016. V. 47. P. 968.
8. *Hirata K., Kajita T., Koshiba M. et al. (Kamiokande-II Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1490.
9. *Ikeda M., Takeda A., Fukuda Y. et al.* // Astrophys. J. 2007. V. 669. P. 519.
10. *Ambrosio M., Antolini R., Baldini A. et al. (MACRO Collaboration)* // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 37. No. 3. P. 265.
11. *Aglietta M., Alpat B., Alyea E.A. et al. (LVD Collaboration)* // Nuovo Cim. A. 1992. V. 105. P. 1793.
12. *Ahrens J., Bai X., Barouch G. et al. (AMANDA Collaboration)* // Astropart. Phys. 2002. V. 16. P. 345.
13. *Aharmim B., Ahmed S.N., Anthony A.E. et al.* // Astrophys. J. 2011. V. 728. P. 83.
14. *Lund T., Marek A., Lunardini C. et al.* // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. Art. No. 063007.
15. *Bellini G., Benziger J., Bick D. et al. (Borexino Collaboration)* // Phys. Lett. B. 2007. V. 658. P. 101.
16. *Eguchi K., Enomoto S., Furuno K. et al. (KamLAND Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. Art. No. 021802.
17. *Alexeyev E.N., Alexeyenko V.V., Andreyev Yu.M. et al.* // Proc. 16th ICRC. (Kyoto–Tokyo, 1979). V. 10. P. 276.
18. *Tamborra I., Raffelt G., Hanke F. et al.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. Art. No. 045032.
19. *Имшенник В.С., Надежин Д.К.* // Итоги науки и техн. Сер. Астрон. 1982. Т. 21. С. 63.
20. *Hillebrandt W., Hoflich P.* // Rep. Prog. Phys. 1989. V. 52. P. 1421.
21. *Pantaleone J.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 287. P. 128.
22. *Sawyer R.F.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. Art. No. 045003.
23. *Duan H., Fuller G.M., Carlson J., Qian Y.-Z.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. Art. No. 105014.
24. *Wolfenstein L.* // Phys. Rev. D. 1978. V. 17. Art. No. 2369.
25. *Mikheev S.P., Smirnov A.Y.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1985. V. 42. P. 913.
26. *Dighe A., Smirnov A.Y.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. Art. No. 033007.

Monitoring of supernova neutrino bursts at the Baksan underground scintillation telescope

**Yu. F. Novoseltsev^{a, *}, I. M. Dzaparova^{a, b, c}, M. M. Kochkarov^a, A. N. Kurenya^a,
R. V. Novoseltseva^a, V. B. Petkov^{a, b, c}, P. S. Striganov^{a, c}, I. B. Unatlov^a, A. F. Yanin^{a, c}**

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

^b*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia*

^c*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119992 Russia*

**e-mail: novoseltsev@inr.ru*

The Baksan underground scintillation telescope operates under the program of a search for neutrino bursts since the mid-1980. As a target, we use two parts of the facility with a total mass of 240 tons. Over the period of June 30, 1980 to June 30, 2020, the actual observational time is 34.4 years. No candidate for the stellar core collapse has been detected during the observation period. The corresponding upper bound of the mean frequency of core collapse supernovae in our Galaxy is 0.067 year^{-1} (90% CL).

УДК 52-728:53.05:52-13

ПОИСК МЮОННЫХ НЕЙТРИНО ОТ ОБЛАСТЕЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВЫХ СОБЫТИЙ

© 2021 г. В. Б. Петков^{1,2,*}, И. М. Дзапарова^{1,2,3}, М. М. Кочкаров¹, М. Г. Костюк¹,
А. Н. Куреня¹, Ю. Ф. Новосельцев¹, Р. В. Новосельцева¹,
П. С. Стриганов^{1,3}, И. Б. Унатлоков¹, А. Ф. Янин^{1,3}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение наук
Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
Государственный Астрономический институт имени П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: vpetkov@inr.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

По данным Баксанского подземного сцинтилляционного телескопа проведен поиск мюонных нейтрино и антинейтрино с энергией выше 1 ГэВ в совпадении с гравитационно-волновыми событиями, зарегистрированными обсерваториями Advanced LIGO и Advanced Virgo в трех наблюдательных периодах. Получены ограничения на интегральные потоки мюонных нейтрино и антинейтрино от источников гравитационных волн. Представлен метод поиска нейтринных событий по алертам от LIGO/Virgo, приведено описание алгоритма обработки информации и поиска совпадений нейтринных и гравитационно-волновых событий в режиме реального времени.

DOI: 10.31857/S0367676521040281

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к поиску нейтрино высоких энергий (ГэВ и выше) вызван тем, что поток таких нейтрино ожидается от любого слияния компактного объекта с остатком нейтронной звезды или слияния, которое происходит в значительной концентрации газа [1]. Обнаружение гравитационных волн и нейтрино высоких энергий из общих источников позволит установить связь между динамикой гравитирующих объектов и свойствами релятивистских потоков.

В данной работе представлены результаты поиска на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе (БПСТ) мюонных нейтрино и антинейтрино с энергией выше 1 ГэВ от областей локализации всех подтвержденных к настоящему моменту гравитационно-волновых (GW) событий, зарегистрированных обсерваториями Advanced LIGO и Advanced Virgo во всех трех наблюдательных периодах. Получены ограничения на интегральные потоки мюонных нейтрино и антинейтрино от источников гравитационных волн. Разработан метод поиска нейтринных событий

на БПСТ по алертам от LIGO/Virgo в режиме реального времени.

Следует заметить, что к настоящему времени поиск нейтринных сигналов был проведен для нескольких GW событий, зарегистрированных в первых двух наблюдательных периодах [2–7]. В этих экспериментах поиск проводился для различных типов нейтрино в широком диапазоне энергий (от 0.5 МэВ до $\sim 2.5 \cdot 10^{10}$ ГэВ), нейтринных событий от источников гравитационных волн обнаружено не было.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп расположен на Северном Кавказе (Россия) в подземной лаборатории на эффективной глубине $8.5 \cdot 10^4$ г/см² (850 м. в. э.). БПСТ является многоцелевым детектором, предназначенным для широкого диапазона исследований в области физики космических лучей, элементарных частиц и нейтринной астрофизики [8]. Установка имеет размеры $17 \times 17 \times 11$ м³ и состоит из 4 горизонтальных и 4 вертикальных сцинтилляционных

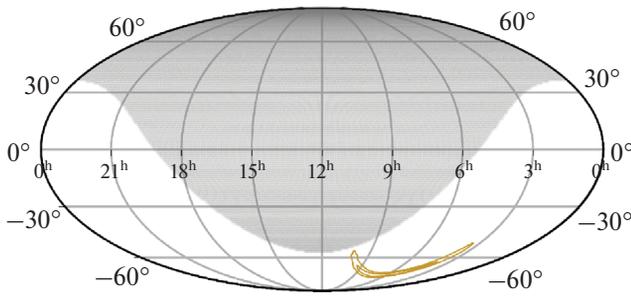


Рис. 1. Область локализации гравитационно-волнового события GW150914 и поле зрения БПСТ (выделено светлым).

плоскостей. Плоскости покрыты стандартными сцинтилляционными счетчиками, полное число счетчиков в БПСТ 3184. Стандартный сцинтилляционный счетчик представляет собой алюминиевый контейнер размером $0.7 \times 0.7 \times 0.3$ м³, заполненный жидким органическим сцинтиллятором на основе уайт-спирита. Объем сцинтиллятора просматривается одним фотоумножителем ФЭУ-49 с диаметром фотоатода 15 см. Конструкция БПСТ позволяет идентифицировать траектории мюонов, пересекающих телескоп, и определять направление прихода мюона. Угловое разрешение установки составляет $\approx 1.6^\circ$. Следует заметить, что направление прихода мюона, рожденного в реакции взаимодействия нейтрино с веществом, сильно коррелирует с направлением прихода нейтрино. Суммарная неопределенность в определении направления нейтрино обусловлена самой природой сигнала (угол рождения мюона относительно направления нейтрино и многократное рассеяние мюона при его прохождении от точки рождения до установки) и для регистрируемых БПСТ нейтрино составляет $\sim 5^\circ$.

При регистрации мюонов из нижней полусферы ($\theta > 90^\circ$) можно исключить фон от проникающих под землю мюонов, если на глубине расположения установки фон от рассеяния назад мюонов, пришедших сверху, меньше эффекта от нейтрино. На глубине расположения БПСТ фон мюонов полностью исключается для зенитных углов $\theta > 100^\circ$ [9]. Разделение направлений прихода мюонов между верхней и нижней полусферой проводится с помощью времяпролетной методики. Пороговая энергия регистрируемых БПСТ мюонных нейтрино определяется энергетическими потерями пересекающих телескоп мюонов и составляет 1 ГэВ для используемых условий отбора. В настоящее время регистрация мюонных нейтрино из нижней полусферы проводится в режиме реального времени.

ПОИСК МЮОННЫХ НЕЙТРИНО ОТ GW СОБЫТИЙ

На данный момент, в течение трех наблюдательных периодов, гравитационно-волновыми детекторами LIGO и Virgo достоверно зарегистрированы пятнадцать GW событий [10–14]. Для трех из них (GW170817, GW170818, GW190814) области локализации полностью находятся вне поля зрения БПСТ. Области локализации источника гравитационных волн по данным LIGO/Virgo достаточно велики, и могут достигать \sim полутора тысяч квадратных градусов. Данные с локализацией содержат вероятность расположения источника в каждом сегменте небесной сферы.

Поиск нейтрино от GW событий был проведен во временном интервале ± 500 с, который является максимальным интервалом между гравитационной волной и нейтрино от космических гамма-всплесков [15]. В интервале ± 500 с от гравитационно-волновых событий мюонные нейтрино/антинейтрино из нижней полусферы на БПСТ зарегистрированы не были. Из факта отсутствия нейтринных сигналов от источника, были поставлены верхние пределы (на 90% доверительном уровне) на интегральные потоки мюонных нейтрино и антинейтрино в зависимости от их энергии для мюонноэнергетического спектра:

$$I(E_\nu, \theta, \varphi) = \frac{n_{90}}{S_{eff}(E_\nu, \theta, \varphi)}, \quad (1)$$

где $S(E_\nu, \theta, \varphi)$ – эффективная площадь регистрации мюонного нейтрино/антинейтрино с энергией E_ν и направлением прихода (θ, φ) , $n_{90} = 2.3$ – ограничение на 90% доверительном уровне на число событий для распределения Пуассона. Эффективную площадь регистрации нейтрино можно представить в виде:

$$S_{eff}(E_\nu, \theta, \varphi) = \sigma_{\nu N}(E_\nu) S_T(\theta, \varphi) L_{eff}(E_\nu) \rho N_A, \quad (2)$$

где $\sigma_{\nu N}$ – сечение взаимодействия мюонного нейтрино/антинейтрино с нуклоном [16], $S_T(\theta, \varphi)$ – площадь телескопа под данным направлением, $L_{eff}(E_\nu)$ – эффективный пробег мюона, рожденного нейтрино с энергией E_ν , ρ – плотность грунта в окрестности телескопа, N_A – число Авогадро. Площадь БПСТ для регистрации мюонов от нейтрино из нижней полусферы (т.е., при $\theta > 100^\circ$) изменяется, в зависимости от направления, в три раза (от 72 до 217 м²). Соответственно, как это видно из формул (1) и (2), и все полученные ограничения будут различаться не более чем в три раза.

В качестве примера на рис. 1 показана область локализации гравитационно-волнового события GW150914, которая полностью находится в поле зрения БПСТ (поле зрения БПСТ выделено светлым). Верхние пределы на интегральные потоки мюонных нейтрино и антинейтрино от точки наиболее вероятного расположения источни-

ка гравитационных волн для события GW150914 ($S_T = 174 \text{ м}^2$) приведены на рис. 2. Пределы получены отдельно для мюонных нейтрино и антинейтрино вследствие различия в сечениях взаимодействия мюонных нейтрино и антинейтрино [16], и, следовательно, в различных эффективных площадях регистрации.

В предположении степенного спектра с показателем -2 получены верхние пределы на интегральные потоки мюонных нейтрино и антинейтрино для диапазона энергий $1-10^5$ ГэВ:

$$F = \frac{n_{90}}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} dE_\nu S(E_\nu) I(E_\nu)}, \quad (3)$$

где $E_{min} = 1$ ГэВ, $E_{max} = 10^5$ ГэВ, $I(E_\nu) = E_\nu^{-2}$.

В табл. 1 приведены диапазоны верхних пределов на интегральные потоки мюонных нейтрино и антинейтрино для двенадцати подтвержденных GW событий, области локализации которых попадают в поле зрения БПСТ. Диапазон ограничений определяется диапазоном величин площади БПСТ для регистрации мюонов от нейтрино от области локализации каждого GW события, находящейся в поле зрения телескопа.

ПОИСК МЮОННЫХ НЕЙТРИНО ПО АЛЕРТАМ ОТ LIGO/VIRGO

С начала третьего наблюдательного периода (19 апреля 2019 г.—27 марта 2020 г.) обсерватории LIGO/Virgo предоставляли данные о предполагаемых гравитационно-волновых событиях в режиме реального времени, в течение этого наблюда-

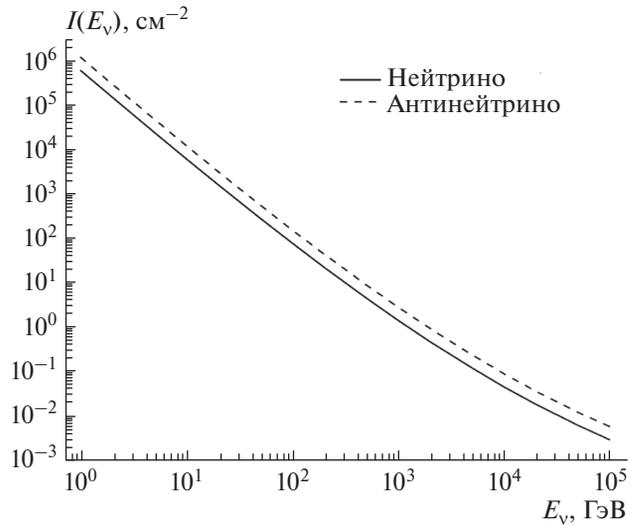


Рис. 2. Верхние пределы на интегральные потоки мюонных нейтрино и антинейтрино от точки наиболее вероятного расположения источника гравитационных волн для события GW150914 (для моноэнергетического спектра).

тельного периода была разослана информация о 56 кандидатах в GW события [17].

Алерты, распространяемые в виде машиночитаемых пакетов, принимаются и обрабатываются в режиме реального времени на сервере Баксанской Нейтринной Обсерватории. В момент появления алерта запускается онлайн-программа анализа его содержимого. Онлайн-программа сверяет данные по мюонным нейтрино из нижней полусферы, которые регистрируются БПСТ в режиме реального времени, с данными гравитаци-

Таблица 1. Верхние пределы на интегральные потоки мюонных нейтрино и антинейтрино от гравитационно-волновых событий

GW событие	Мюонные нейтрино		Мюонные антинейтрино	
	$F_{min}, \text{ см}^{-2}$	$F_{max}, \text{ см}^{-2}$	$F_{min}, \text{ см}^{-2}$	$F_{max}, \text{ см}^{-2}$
GW150914	109.3	52.9	215.1	104.2
GW151012	146.9	50.8	289.5	100.0
GW151226	148.1	51.8	291.6	101.9
GW170104	144.0	51.6	283.6	101.6
GW170608	138.3	70.6	272.4	139.1
GW170729	146.5	56.0	288.5	110.3
GW170809	103.2	58.3	203.2	114.8
GW170814	64.5	54.9	126.9	108.1
GW170823	146.5	52.9	288.5	104.2
GW190425	148.1	51.9	291.6	102.2
GW190412	136.3	63.9	268.3	125.7
GW190521	146.5	73.6	288.5	144.8



Рис. 3. Блок-схема анализа алерта.

онно-волновых детекторов. Главной задачей работы с алертами является поиск нейтринного события в области локализации гравитационно-волнового события. Поскольку направления на источник гравитационных волн могут быть восстановлены с точностью до десятков-сотен квадратных градусов, а точность восстановления направления прихода мюонного нейтрино/антинейтрино на БПСТ составляет $\sim 5^\circ$, то совместное наблюдение гравитационных волн и нейтрино может значительно улучшить локализацию источника, тем самым сделав более осуществимыми последующие электромагнитные наблюдения. В случае наличия нейтринного события внутри области локализации гравитационно-волнового события рассылается оповещение с координатами прихода нейтрино, для обзора области локализации нейтринного события оптическими телескопами.

Схема алгоритма анализа алерта представлена на рис. 3. Онлайн-программа после получения алерта извлекает информацию о дате, времени события, названии события и ссылку на файл с данными об области локализации. Файлы хранятся в базе данных кандидатов на гравитационно-волновые события. Данные с локализацией содержат вероятность расположения источника в каждом сегменте небесной сферы, разбитой на ячейки. Затем осуществляется поиск нейтринных событий на БПСТ в интервале ± 500 с относительно времени регистрации кандидата в гравитационно-волно-

вые события. После этого программа загружает файл с локализацией гравитационно-волнового события и сверяет поле зрения БПСТ в момент события с областью, в которой с 90% вероятностью расположен предполагаемый источник. Если не было совпадения этих областей, то, за исключением смысла, обработка данных завершается. В случае, если поле зрения БПСТ полностью или частично перекрывает локализацию гравитационно-волнового события и при этом нейтринных событий на БПСТ обнаружено не было, производится расчет ограничений на потоки мюонных нейтрино и антинейтрино в двух точках небесной сферы – максимума и минимума площадей БПСТ. Если при совпадении областей поля зрения БПСТ и локализации гравитационно-волнового события обнаружено нейтринное событие, производится сверка направления прихода нейтрино с областью локализации события. При отсутствии совпадения направления прихода нейтрино с областью локализации гравитационно-волнового события, производится расчет ограничений на потоки мюонных нейтрино/антинейтрино в точках максимума и минимума площади БПСТ. Если совпадение есть, производится рассылка оповещения с координатами прихода нейтрино для просмотра данного участка небесной сферы оптическими телескопами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте на БПСТ проведен поиск мюонных нейтрино и антинейтрино с энергией выше 1 ГэВ в совпадении с двенадцатью подтвержденными GW событиями, области локализации которых попадают в поле зрения телескопа. В интервале ± 500 с от гравитационно-волновых событий мюонные нейтрино/антинейтрино из нижней полусферы на БПСТ зарегистрированы не были. Получены верхние пределы на интегральные потоки мюонных нейтрино и антинейтрино. Разработан метод поиска на БПСТ нейтринных событий по алертам от LIGO/Virgo в режиме реального времени.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-29-11027). Работа выполнена на УНУ Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп, ЦКП Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Frajia N.* // J. High Energy Astrophys. 2016. V. 11–12. P. 29.
2. *Adrian-Martinez S., Albert A., Andre M. et al.* // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. Art. No. 122010.
3. *Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al.* // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. Art. No. 122007.
4. *Albert A., Andre M., Anghinolfi M. et al.* // Astrophys. J. Lett. 2017. V. 850. Art. No. L35.
5. *Abe K., Haga K., Hayato Y. et al.* // Astrophys. J. Lett. 2016. V. 830. Art. No. L1.
6. *Agostini M., Altenmuller K., Appel S. et al.* // Astrophys. J. 2017. V. 850. P. 21.
7. *Петков В.Б., Новосельцева П.В., Болиев М.М. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. С. 418.
8. *Alekseev E.N., Alexeyenko V.V., Andreyev Yu.M. et al.* // Proc. 16th ICRC (Kyoto, 1979). V. 10. P. 276.
9. *Boliev M.M., Butkevich A.V., Dzaparova I.M. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. P. 585.
10. *Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al.* // Phys. Rev. X. 2019. V. 9. Art. No. 031040.
11. *Abbott R., Abbott T.D., Abraham S. et al.* // arXiv: 2004.08342. 2020.
12. *Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al.* // Astrophys. J. Lett. 2020. V. 892. Art. No. L3.
13. *Abbott R., Abbott T.D., Abraham S. et al.* // Astrophys. J. Lett. 2020. V. 896. Art. No. L44.
14. *Abbott R., Abbott T.D., Abraham S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 125. Art. No. 101102.
15. *Baret B., Bartos I., Bouhou B. et al.* // Astropart. Phys. 2011. V. 35. P. 1.
16. *Hayato Y.* // Acta Phys. Polon. B. 2009. V. 40. P. 2477.
17. <https://gracedb.ligo.org/superevents/public/O3>.

Search for muon neutrinos from regions of localization of gravitational-wave events

V. B. Petkov^{a, b}, I. M. Dzaparova^{a, b, c}, M. M. Kochkarov^a, M. G. Kostyuk^a, A. N. Kurenya^a, Yu. F. Novoseltsev^a, R. V. Novoseltseva^a, P. S. Striganov^{a, c}, I. B. Unatlokov^{a, *}, A. F. Yanin^{a, c}

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

^b*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^c*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia*

*e-mail: vpetkov@inr.ru

A search for muon neutrinos and antineutrinos with energies above 1 GeV was carried out using data from the Baksan Underground Scintillation Telescope, in coincidence with fifteen gravitational-wave events recorded by the Advanced LIGO and Advanced Virgo observatories in three observation periods. Limits on the integral fluxes of muon neutrinos and antineutrinos from sources of gravitational waves are obtained. A method for searching for neutrino events using alerts from LIGO/Virgo is presented. The description of the information processing algorithm and the search for coincidences of neutrino and gravitational-wave events in real time is given.

УДК 524.1

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА МЮОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ НА БОЛЬШИХ ГЛУБИНАХ

© 2021 г. С. С. Хохлов^{1, *}, А. Г. Богданов¹, Р. П. Кокоулин¹, С. В. Мальцева¹,
А. А. Петрухин¹, Е. А. Юрина¹

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

*E-mail: sskhokhlov@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Приводится описание алгоритма работы программы для моделирования процессов потерь энергии мюонов высоких энергий. Обсуждаются результаты моделирования спектра мюонов и образованных ими каскадных ливней на глубине воды 4.5–5.5 км.

DOI: 10.31857/S0367676521040153

ВВЕДЕНИЕ

Спектр мюонов сверхвысоких энергий (very high energy, VHE-мюонов с энергиями выше 100 ТэВ) представляет особый интерес для физики высоких энергий. Надежное измерение спектра позволит дать ответы на многие важные вопросы физики космических лучей и астрофизики (природа излома, происхождение нейтрино высоких энергий, рождение мюонов в “быстрых” процессах и др.).

С появлением гигатонных нейтринных телескопов сети GNN (IceCube, Baikal-GVD и KM3Net) появилась реальная возможность измерения спектра мюонов с энергиями более 100 ТэВ.

Специфика нейтринных телескопов (большие расстояния между оптическими модулями, проблемы разделения VHE-мюонов и групп мюонов) требует разработки специальных методов для измерения энергетического спектра мюонов и проведения разнообразных расчетов [1]. Цель данной работы – разработка быстрой программы для моделирования потерь мюонов высоких энергий и определение порога, выше которого спектр максимальных каскадов позволяет восстанавливать спектр VHE-мюонов.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ ПОДХОД И СХЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ

При моделировании учитывались четыре процесса потерь энергии мюона: ионизационные потери, образование e^+e^- -пар, тормозные потери и неупругое взаимодействие мюонов с ядрами

Средние потери энергии мюона в первом приближении можно оценить с помощью формулы:

$$-\frac{dE}{dx} = a + bE, \quad (1)$$

где a и b – коэффициенты, слабо зависящие от энергии мюона.

Для ускорения моделирования каждый процесс потери энергии разделен по относительной передаче энергии мюона $v = \varepsilon/E$ на непрерывную и дискретную части. Непрерывные потери включают все потери с относительной передачей энергии мюона $v < v_{min}$, к дискретным потерям отнесены все потери с $v > v_{min}$. По умолчанию величина $v_{min} = 0.001$, но может быть увеличена для ускорения работы программы или уменьшена для увеличения точности моделирования, например, для детекторов относительно небольших размеров.

При расчете ионизационных потерь используются формулы из [2], сечение образования дельта-электронов взято из [3], для расчета процесса образования e^+e^- -пар используются формулы [4, 5], чтобы рассчитать сечение тормозного излучения задействованы формулы из статей [6, 7], при расчетах сечения неупругого рассеяния мюонов на ядрах использованы статьи [8, 9].

В начале каждого шага моделирования для мюона с энергией E_0 определяется длина свободного пробега мюона x , при этом учитываются процессы с большой передачей энергии. Сначала

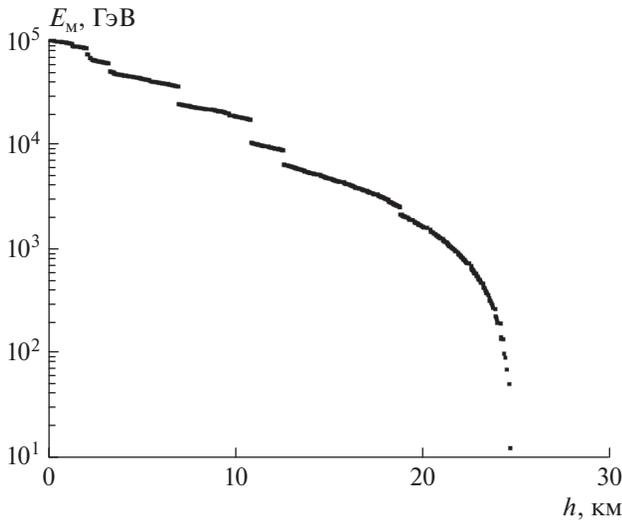


Рис. 1. Пример моделированного события с энергией мюона $E = 100$ ТэВ.

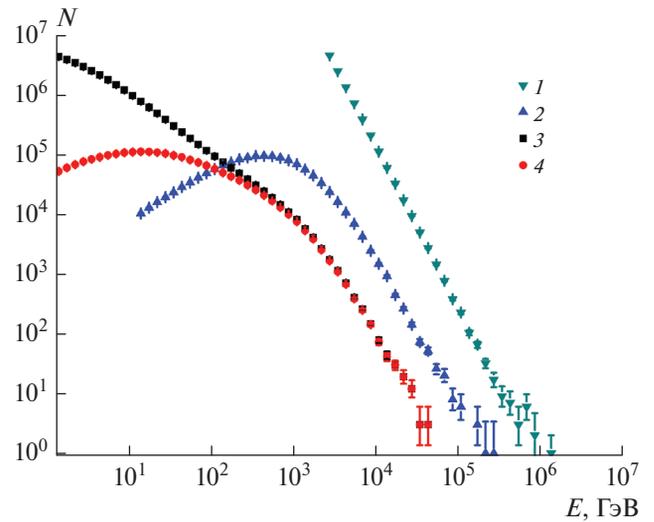


Рис. 2. Результаты моделирования: 1 – спектр мюонов на поверхности ($\gamma = -3.7$); 2 – спектр мюонов на глубине воды 5 км; 3 – спектр всех каскадов на глубинах 4.5–5.5 км; 4 – спектр максимальных каскадов на глубинах 4.5–5.5 км.

вычисляются интегральные сечения взаимодействий Σ :

$$\Sigma_i = \int_{v_{min}}^1 \sigma_i(E_0, v) dv, \quad (2)$$

Затем, при помощи случайной величины u , равномерно распределенной на интервале (0; 1), разыгрывается длина свободного пробега мюона:

$$x = -\frac{\ln u}{\Sigma_{tot}}. \quad (3)$$

Далее рассчитываются непрерывные потери энергии $E_1 = E_0 - x dE/dx$, причем расчет dE/dx проводится по формуле (1), но с параметром $b_{непр}$:

$$b_{непр} = \int_0^{v_{min}} \sigma_{tot}(E_0, v) v dv. \quad (4)$$

Если по результатам расчета выясняется, что энергии мюона недостаточно, чтобы преодолеть пробег x ($E_0 < x dE/dx$), то длина пробега пересчитывается как $x' = E_0/dE/dx$, после чего мюон считается остановившимся и моделирование данного события прекращается. В ином случае рассчитывается энергия мюона в конце пробега с учетом непрерывных потерь $E_1 = E_0 - x dE/dx$.

Затем проводится выбор процесса, по которому произойдет дискретная потеря энергии мюона. Выбор проводится на основе новой случайной величины u и интегральных сечений (2), рассчитанных для энергии мюона E_1 .

Затем, путем решения интегрального уравнения, при помощи случайной величины u разыгрывается энергия ϵ , передаваемая мюоном в каскад:

$$u \Sigma = \int_{v_{min}}^{\epsilon/E_1} \sigma(E_1, v) dv; \quad (5)$$

далее из рассчитанной кинетической энергии мюона вычитается полученная энергия каскада, $E_2 = E_1 - \epsilon$.

Если энергия мюона на выходе цикла моделирования меньше 10 ГэВ, то моделирование события прекращается, поскольку такой мюон уже не может дать мощных каскадов и до остановки ему остается пройти в воде около 50 м. Если энергия мюона на выходе из цикла больше 10 ГэВ, то начинается новый цикл с новой стартовой энергией ($E_0 = E_2$).

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ ПРОГРАММЫ

Для проверки программы были промоделированы потери мюонов высоких энергий в воде. На рис. 1 приведен пример события для мюона с начальной энергией 100 ТэВ. Скачкообразные изменения энергии мюона связаны с потерями энергии в результате тормозных потерь и неупругого рассеяния на ядрах. В данном событии мюон достиг глубины 24 км. Время моделирования такого события составило 18 с. Для ускорения работы программы были рассчитаны таблицы интегральных сечений, используемых в формулах (2)–(5). Та-

кой подход позволил увеличить скорость расчета примерно в 400 раз.

Было проведено моделирование 10 миллионов событий, в которых дифференциальный спектр стартовых энергий мюонов имел степенную форму с показателем $\gamma = -3.7$ при минимальной энергии 2 ТэВ. В моделированных событиях анализировался спектр мюонов на глубине 5 км, спектр всех каскадов на глубине от 4.5 до 5.5 км и спектр максимальных в событиях каскадов на глубинах 4.5–5.5 км. Полученные результаты представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, поток мюонов высоких энергий уменьшился на глубине в 60–70 раз. Спектр максимальных в событиях каскадов после энергий 3–5 ТэВ стремится к спектру всех каскадов, что позволяет использовать спектр максимальных каскадов при реконструкции спектра мюонов на глубине при измерениях на черенковских нейтринных водных телескопах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана программа для моделирования спектра VHE мюонов на больших глубинах, способная моделировать 25–40 событий в секунду, позволяющая проводить отладку методов измерения энергетического спектра мюонов в гигатонных нейтринных телескопов сети GNN (IceCube, Baikal-GVD и KM3Net). Проведенное моделирование показало, что спектр максимальных каска-

дов при энергиях больше 3–5 ТэВ позволяет восстанавливать спектр мюонов на глубине.

Работа выполнена с использованием вычислительных мощностей уникальной научной установки “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” № 0723-2020-0040).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Khokhlov S.S., Bogdanov A.G., Kokoulin R.P. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. No. 6. P. 689.
2. *Groom D.E., Mokhov N.V., Striganov S.I.* // Atom. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 78. No. 2. P. 183.
3. *Росси Б.* Частицы больших энергий, М.: Гостехиздат, 1955. 636 с.
4. *Kokoulin R.P., Petrukhin A.A.* // Proc. 12th ICCR. (Hobart, 1971). V. 6. P. 2436.
5. *Кельнер С.Р.* // Яд. физ. 1998. Т. 61. С. 511; *Kelner S.R.* // Phys. Atom. Nucl. 1998. V. 61. P. 448.
6. *Кельнер С.Р., Кокоулин Р.П., Петрухин А.А.* // Яд. физ. 1997. Т. 60. С. 657; *Kelner S.R., Kokoulin R.P., Petrukhin A.A.* // Phys. Atom. Nucl. 1997. V. 60. P. 576.
7. *Kelner S.R., Kokoulin R.P., Petrukhin A.A.* About cross section for high-energy muon bremsstrahlung. Preprint МЕРФИ 024-95, CERN SCAN-9 510 048. М., 1995.
8. *Borog V.V., Petrukhin A.A.* // Proc. 14th ICRC. (Tokyo, 1975). V. 6. P. 1949.
9. *Brodsky S.J., Close F.E., Gunion J.F.* // Phys. Rev. D. 1972. V. 6. P. 177.

Simulation of very high-energy muon spectrum at great depths

S. S. Khokhlov^{a,*}, A. G. Bogdanov^a, R. P. Kokoulin^a, S. V. Maltseva^a,
A. A. Petrukhin^a, E. A. Yurina^a

^aNational Research Nuclear University МЕРФИ (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia

*e-mail: sskhokhlov@mephi.ru

Description of the algorithm of the program for simulation of the processes of energy loss of high-energy muons is given. The results of simulation of the spectrum of muons and cascade showers generated by muons at a water depth of 4.5–5.5 km are discussed.

УДК 524.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ В БАССЕЙНЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ВОДНОГО ДЕТЕКТОРА НЕВОД

© 2021 г. С. С. Хохлов¹, *, Е. А. Задеба¹, В. В. Киндин¹, К. Г. Компаниец¹, Н. А. Пасюк¹,
А. А. Петрухин¹, В. В. Шутенко¹, И. И. Яшин¹

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

*E-mail: sskhokhlov@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Обсуждается калибровка и сравнение характеристик оптических модулей нейтринных телескопов в объеме черенковского водного детектора НЕВОД. Приводятся результаты измерения отклика прототипа оптического модуля с фотоумножителем Hamamatsu R877 на одиночные мюоны и события с большим энерговыделением.

DOI: 10.31857/S0367676521040165

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия для исследований в области физики частиц и астрофизики активно развиваются черенковские водные нейтринные телескопы, такие как IceCube, Baikal-GVD и KM3Net. Основным детектирующим элементом нейтринных телескопов являются оптические модули, причем возможности телескопа возрастают, если оптический модуль имеет изотропную чувствительность в 4π-телесном угле. Такой модуль должен состоять из нескольких разнонаправленных фотоэлектронных умножителей. Впервые идея квазисферического модуля была предложена в 1979 году на 16-й международной конференции по космическим лучам (ICRC) [1]. Позже эта идея была реализована при создании квазисферического модуля из 6 ФЭУ – базового элемента черенковского водного детектора НЕВОД [2].

Одной из важных экспериментальных проблем нейтринных телескопов является калибровка оптических модулей различных систем в одинаковых условиях. Такая калибровка может быть проведена на экспериментальном комплексе НЕВОД, установки которого позволяют выделять треки одиночных околоразвертикальных и околоразвертикальных мюонов, а также регистрировать события с большими энерговыделениями и проводить исследования отклика тестируемого оптического модуля на эти события [3]. На проведение такой калибровки получен патент на изобретение [4].

В 2021 г. в объеме детектора НЕВОД планируется провести калибровку нового оптического модуля mDOM (multi-PMT Digital Optical Module),

разрабатываемого в Университете г. Мюнстер (Германия) для развития Нейтринной обсерватории IceCube [5]. Модуль mDOM состоит из 24 трехдюймовых ФЭУ, размещенных в едином корпусе. На основе этих модулей планируется создать систему IceCube-Upgrade, отличающуюся от основной части детектора IceCube более низким (несколько ГэВ) порогом при регистрации нейтринных событий.

Для отработки методики калибровки в объеме бассейна был помещен прототип оптического модуля с фотоумножителем Hamamatsu R877. Данный тип ФЭУ никогда ранее не использовался для регистрации черенковского излучения в воде.

Цель работы – реализовать на практике схему измерения и сравнения характеристик оптических модулей нейтринных телескопов, предложенную в патенте на изобретение RU 2726265, и провести измерения отклика прототипа оптического модуля с ФЭУ Hamamatsu R877 на черенковское излучение в воде от одиночных мюонов и от событий с большим энерговыделением.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯ С ФЭУ НАМАМАТСУ R877

С 18 августа по 23 сентября 2020 г. были проведены измерительные серии по исследованию характеристик отклика прототипа оптического модуля с фотоумножителем Hamamatsu R877. При тестировании проводилось измерение отклика на одиночные околоразвертикальные и околоразвертикальные

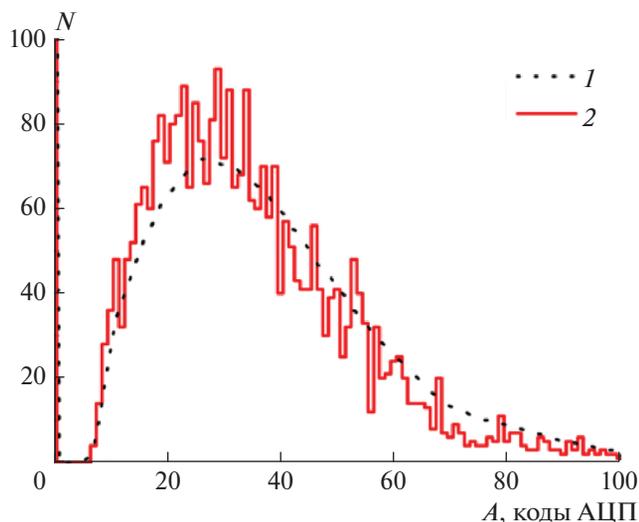


Рис. 1. Спектр отклика ФЭУ на одиночные околоразвертикальные мюоны, выделенные телескопом; 1 – ФЭУ-200, 2 – ФЭУ Hamamatsu R877.

тальные мюоны. Околоразвертикальные мюоны отбирались системой калибровочных телескопов [6]. На рис. 1 представлен амплитудный спектр откликов на мюоны со средней энергией 4 ГэВ, выделенные вертикальным телескопом, ось которого параллельна плоскости фотокатода ФЭУ и находится на расстоянии 1 м от оси оптического модуля. На том же рисунке представлен средний спектр для 150 фотоумножителей ФЭУ-200 детектора НЕВОД, калибруемых в тех же условиях. Коэффициенты усиления диодных систем ФЭУ Hamamatsu R877 и ФЭУ-200 приблизительно равны между собой, но ФЭУ R877 имеет более высокую квантовую чувствительность. Поэтому, несмотря на то, что ФЭУ Hamamatsu R877 имеет меньший фотокатод по сравнению с ФЭУ-200 (внешние диаметры колб составляют 13 и 17 см, диаметры активных зон 11 и 15 см соответственно), измеренные спектры близки между собой. Эффективность регистрации телескопных событий для ФЭУ R877 составила $92.7 \pm 0.5\%$, для ФЭУ-200 – $92.15 \pm 0.05\%$; средняя амплитуда для ФЭУ R877 равна 34.9 ± 0.5 кода АЦП, а для ФЭУ-200 – 36.93 ± 0.04 кода АЦП (4 кода АЦП соответствуют отклику ФЭУ величиной 1 фотоэлектрон).

Расположенные вокруг бассейна ЧВД НЕВОД супермодули координатно-трекового детектора ДЕКОР [7] позволяют с высокой точностью восстанавливать треки околоразвертикальных мюонов со средними энергиями 70–100 ГэВ, проходящих на различных расстояниях от оптического модуля. Зависимости средних откликов от расстояния, полученные по ~ 16000 событиям, приведены на рис. 2. Зависимость для ФЭУ-200 явля-

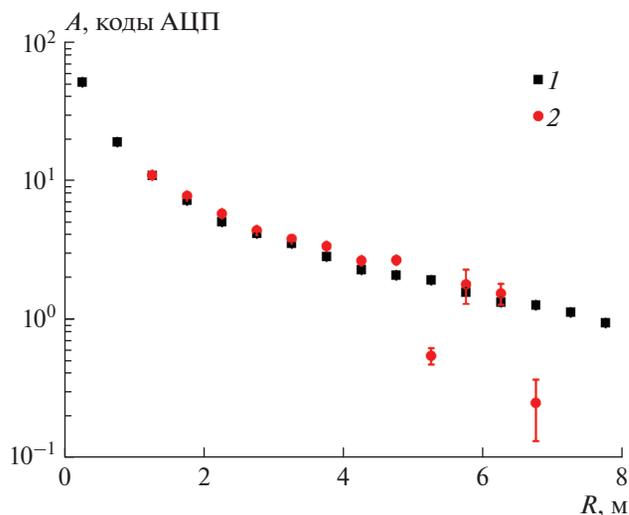


Рис. 2. Зависимость среднего отклика ФЭУ от расстояния до околоразвертикального мюона; 1 – ФЭУ-200, 2 – ФЭУ Hamamatsu R877.

ется усредненной по большому количеству ФЭУ, в то время как зависимость для ФЭУ Hamamatsu R877 измерена только для одного оптического модуля, для которого не было событий с треками на расстояниях менее 1 м, кроме того, на расстояниях от 5 до 7 м было зарегистрировано всего 28 мюонов, черенковское излучение от которых частично затенялось оптическими модулями пространственной решетки ЧВД НЕВОД, что объясняет резкое уменьшение средней амплитуды на расстояниях 5.25 и 6.75 м). Таким образом, сравнивать зависимости среднего отклика можно на расстояниях от 1 до 5 м, где они близки друг к другу.

В триггерной системе черенковского водного детектора НЕВОД предусмотрен специальный триггерный сигнал “60с” (с – coincidence), вырабатываемый в том случае, когда в детекторе сработало не менее 60 оптических модулей, причем в каждом из них должно сработать не менее двух ФЭУ. Триггерный сигнал “60с” используется для анализа событий с большим энерговыделением, связанным с попаданием в бассейн стволов ШАЛ [8], прохождением через детектор группы мюонов [9] или каскадных ливней с энергиями более 10 ГэВ, рожденных адронами или одиночными мюонами [10].

На рис. 3 представлены спектры откликов ФЭУ-200 и ФЭУ Hamamatsu R877 на события с большими энерговыделениями в воде. Использование двухдиодного съема сигналов позволяет достичь широкого динамического диапазона регистрируемых сигналов. Как можно видеть, спектры откликов ФЭУ подобны и на больших ампли-

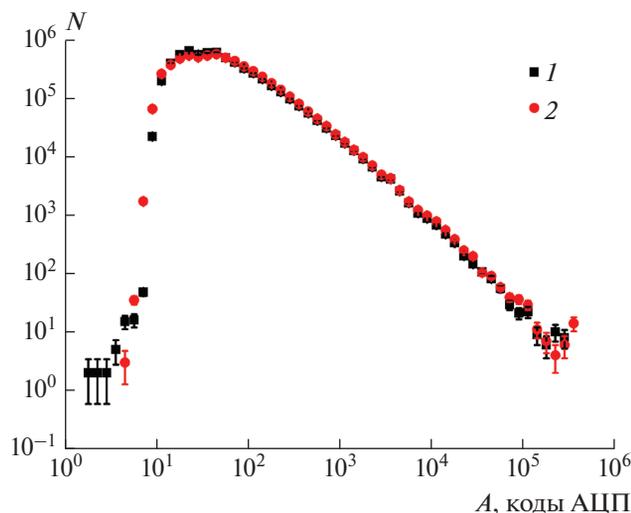


Рис. 3. Спектр откликов ФЭУ на события с большим энерговыделением в воде: 1 – ФЭУ-200, 2 – ФЭУ Hamamatsu R877.

тудах близки к степенной зависимости с дифференциальным показателем $(\gamma + 1) = 2.4$, что может свидетельствовать о регистрации событий ШАЛ с примесью других событий с большим энерговыделением (групп мюонов и каскадных ливней).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментальном комплексе НЕВОД реализована схема измерения и сравнения характеристик оптических модулей нейтринных телескопов, предложенная в патенте на изобретение RU 2726265. Впервые измерены отклики прототипа оптического модуля с ФЭУ Hamamatsu R877 на черенковское излучение в воде от одиночных мюонов и от событий с большим энерговыделением,

которые оказались близкими к откликам оптического модуля с ФЭУ-200. В 2021 г. в ЧВД НЕВОД планируется провести калибровку оптического модуля mDOM для нейтринного телескопа IceCube-Upgrade.

Работа выполнена на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке грантом Президента РФ МК-3444.2019.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Borog V.V., Gavshin S.B., Petrukhin A.A. et al. // Proc. 16th ICRC (Kyoto, 1979). V. 10. P. 380.
2. Петрухин А.А. // УФН. 2015. № 5. С. 521; Petrukhin A.A. // Phys. Usp. 2015. V. 58. No. 5. P. 486.
3. Petrukhin A.A., Khokhlov S.S. // EPJ Web Conf. 2019. V. 207. Art. No 07006.
4. Амельчаков М.Б., Барбашина Н.С., Богданов А.Г. и др. Комплекс для измерения угловой зависимости отклика оптического модуля нейтринного черенковского водного телескопа. Пат. РФ № 2726265. 2020.
5. Classen L., Kappes A. for the IceCube Collaboration // EPJ Web Conf. 2019. V. 207. Art. No 06004.
6. Амельчаков М.Б., Богданов А.Г., Задеба Е.А. и др. // ПТЭ. 2018. № 5. С. 49; Amelchakov M.B., Bogdanov A.G., Zadeba E.A. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2018. V. 61. P. 673.
7. 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. P. 743.
8. Gromushkin D.M., Bogdanov F.A., Bulan A.V., Yurin K.O. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1390. Art. No. 012068.
9. Kokoulin R.P., Barbashina N.S., Bogdanov A.G. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 2020. V. 952. Art. No. 161586.
10. Khokhlov S.S., Bogdanov A.G., Khomyakov V.A. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2020. V. 952. Art. No. 161850.

Study of characteristics of optical modules in the volume of Cherenkov water detector NEVOD

S. S. Khokhlov^{a,*}, E. A. Zadeba^a, V. V. Kindin^a, K. G. Kompaniets^a, N. A. Pasyuk^a,
A. A. Petrukhin^a, V. V. Shutenko^a, I. I. Yashin^a

^aNational Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: sskhokhlov@mephi.ru

The possibility of measuring the characteristics of the response of optical modules of neutrino telescopes to various classes events registered in the volume of the Cherenkov water detector NEVOD is discussed. The results of testing an experimental optical module with Hamamatsu R877 photomultiplier for single muons and events with a high energy deposite are presented.

УДК 524.1

СТАТУС ЭКСПЕРИМЕНТА НЕВОД-ДЕКОР ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ГРУПП МЮОНОВ

© 2021 г. Е. А. Юрина¹, *, Н. С. Барбашина¹, А. Г. Богданов¹, В. В. Киндин¹, Р. П. Кокоулин¹, К. Г. Компаниец¹, Дж. Маннокки², А. А. Петрухин¹, Дж. Тринкоро², С. С. Хохлов¹, В. В. Шутенко¹, И. И. Яшин¹

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

²Астрофизическая обсерватория Турина, Турин, Италия

*E-mail: eayurina@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Существование избыточного количества многомюонных событий по сравнению с расчетами, обнаруженного во многих экспериментах при сверхвысоких энергиях ШАЛ (выше 10^{17} эВ), не удастся объяснить с помощью современных моделей адронных взаимодействий. Одним из путей решения проблемы избытка мюонов является исследование энергетических характеристик мюонной компоненты ШАЛ. Представлены результаты измерений энергетических характеристик групп мюонов за 7 лет наблюдений. Экспериментальные зависимости сопоставлены с результатами моделирования, выполненного с помощью программного пакета CORSIKA.

DOI: 10.31857/S0367676521040402

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем в физике космических лучей сверхвысоких энергий является избыток многомюонных событий по сравнению с расчетом, получивший название “мюонная загадка”. Избыток мюонов проявляется в области энергий широких атмосферных ливней (ШАЛ) больше 10^{17} эВ. Международная рабочая группа объединила результаты по исследованию избытка мюонов, включающие данные различных экспериментов [1, 2], в том числе эксперимента НЕВОД-ДЕКОР, в котором впервые была измерена зависимость избытка мюонов от энергии первичных частиц (от 10^{15} до 10^{18} эВ и выше) [3, 4], и показано, что выше 10^{17} эВ избыток мюонов не может быть описан в рамках существующих представлений о ядерных взаимодействиях, даже при предельно тяжелом (ядра железа) составе первичных космических лучей.

Поскольку различные механизмы появления избытка многомюонных событий (космофизической либо ядерно-физической природы) должны по-разному сказываться на энергии мюонов, одним из возможных подходов к решению проблемы является исследование энергетических характеристик мюонной компоненты ШАЛ [5]. Средние энергетические потери мюонов в веществе практически линейно зависят от энергии мюо-

нов. Если появляется избыток мюонов сверхвысоких энергий, то это должно отразиться в зависимости средней энергии мюонов от энергии первичных частиц. В настоящее время такой эксперимент может быть проведен только на комплексе НЕВОД-ДЕКОР. Этот эксперимент ведется с 2012 г. Предыдущие результаты исследований представлены в статьях [6, 7], в которых были измерены энерговыделения групп мюонов. В зависимости среднего удельного энерговыделения групп от локальной плотности мюонов для фиксированных интервалов зенитных углов было обнаружено увеличение энерговыделения для энергий первичных частиц выше 10^{17} эВ. Цель данной работы — оценить среднюю энергию мюонов в группах и ее изменение с увеличением локальной плотности мюонов и, соответственно, энергии первичных частиц.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ДАННЫЕ

Установка включает в себя черенковский водный калориметр (ЧВК) НЕВОД [8, 9] объемом 2000 м^3 и координатно-трековый детектор ДЕКОР [10] площадью 70 м^2 . Измерительная система ЧВК НЕВОД представляет собой пространственную решетку из 91 квазисферического

модуля (КСМ), каждый из которых включает 6 фотоумножителей ФЭУ-200 с плоским фотокатодом диаметром 15 см, направленных по осям ортогональной системы координат. Динамический диапазон регистрируемых сигналов составляет от 1 до 10^5 фотоэлектронов (ф. э.) для каждого ФЭУ. Координатно-трековый детектор ДЕКОР состоит из 8 супермодулей (СМ), расположенных в галереях здания с трех сторон водного объема детектора НЕВОД. Угловая и пространственная точности реконструкции мюонных треков, пересекающих СМ, лучше 1 градуса и 1 см, соответственно.

Представлены результаты исследований, основанные на данных трех серий измерений, проведенных на комплексе НЕВОД-ДЕКОР в период с июля 2013 по май 2020 г. за 46901 час “живого” времени наблюдений. Отобрано 80078 событий с группами мюонов с множественностью не менее 5 частиц и зенитными углами более 55 градусов. Поскольку при умеренных зенитных углах ($\theta < 55^\circ$) в отклике калориметра, расположенного на поверхности Земли, наблюдается остаточный вклад электромагнитной и адронной компонент ШАЛ [11], для анализа энерговыделения групп отбирались только события с зенитными углами более 55° , где остаются практически чистые мюоны. Координатно-трековый детектор позволяет определить локальную плотность мюонов в группах и направление их прихода, и, соответственно, по этим данным оценить энергии первичных частиц. Энерговыделение групп мюонов восстанавливается по отклику черенковского калориметра НЕВОД (как сумма сигналов всех ФЭУ Σ в единицах ф. э.).

Плотность мюонов в событиях оценивается по числу треков (m) в ДЕКОР с учетом эффективной площади супермодулей ($S_{\text{дет}}$) для измеренного направления прихода группы и с учетом наклона спектров локальной плотности мюонов $\beta \approx 2.1$ [3]:

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

Поскольку в первом приближении суммарное энерговыделение пропорционально плотности мюонов в событии, в дальнейшем анализе используется удельное энерговыделение (суммарное число фотоэлектронов, деленное на оценку плотности мюонов в событии).

Проведено моделирование энерговыделения групп мюонов с фиксированными энергиями мюонов 100 ГэВ на установках НЕВОД-ДЕКОР. События с группами разыгрывались по спектру локальной плотности мюонов с наклоном, близким к экспериментальному. В моделировании учтены физические особенности установки и условия аппаратного, программного и операторского отбора событий с группами мюонов. Для событий, удовлетворяющих условиям отбора, рассчитывался отклик черенковского водного ка-

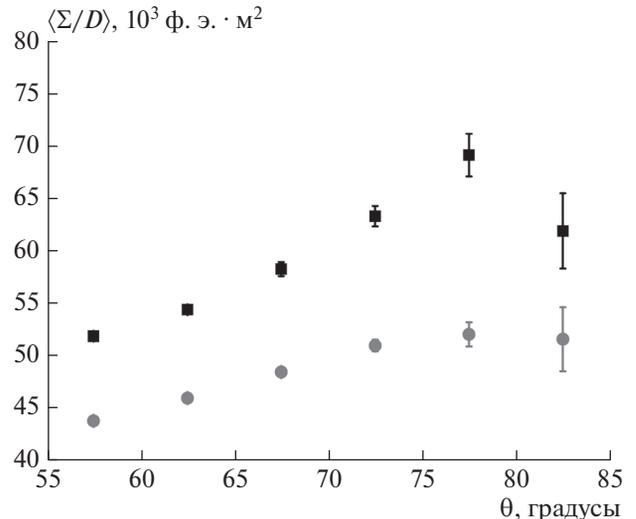


Рис. 1. Зависимость среднего удельного энерговыделения групп мюонов от зенитного угла. Черные квадраты — экспериментальные данные, серые кружки — результаты моделирования для фиксированной энергии мюонов 100 ГэВ.

лориметра НЕВОД с помощью пакета Geant4 [12, 13]. Модель ЧВК НЕВОД была проверена и откалибрована по отклику на одиночные окологоризонтальные мюоны.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На рис. 1 приведена зависимость среднего удельного энерговыделения от зенитного угла. Черные квадраты — экспериментальные данные, серые кружки — моделированное удельное энерговыделение групп мюонов с фиксированными энергиями мюонов 100 ГэВ. Как видно из рисунка, наблюдается увеличение среднего удельного энерговыделения с ростом зенитного угла (как для эксперимента, так и для результатов моделирования). Однако экспериментальные точки находятся заметно выше результатов моделирования, что связано с вкладом различных энергий мюонов в группах, причем средняя энергия мюонов в группах выше 100 ГэВ.

Осуществлен переход от средних удельных энерговыделений в воде к энергии мюонов в группах. Для этого рассчитано отношение экспериментальных значений средних удельных энерговыделений к моделированным для фиксированных энергий мюонов 100 ГэВ. Затем, используя интерполяцию полученных значений по табличным данным средних удельных потерь мюонов [14], нормированных на потери при энергии 100 ГэВ, вычислялись средние энергии мюонов в калориметре и статистические погрешности. На рис. 2а приведена впервые полученная зависи-

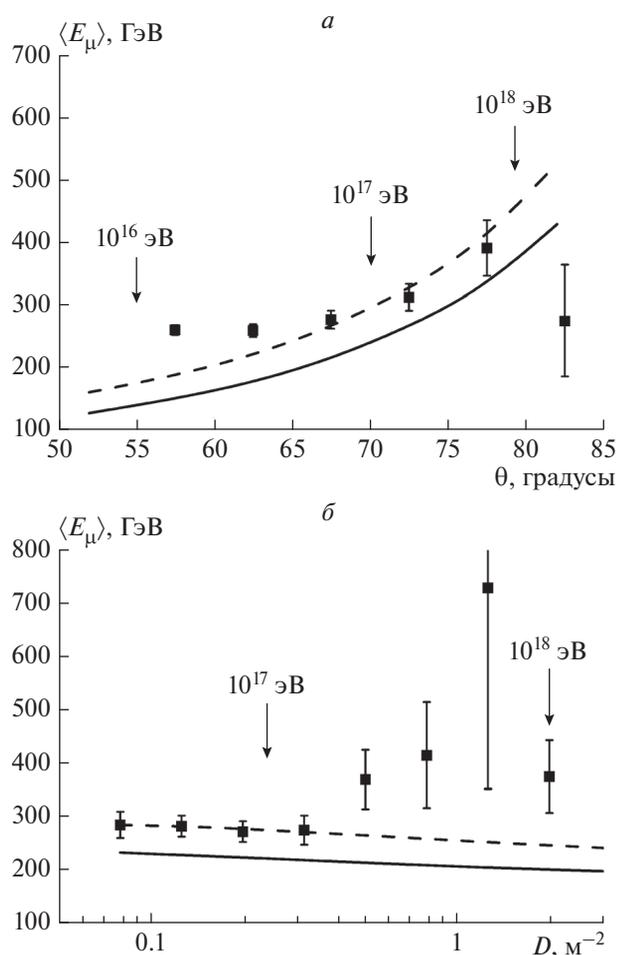


Рис. 2. Зависимость средней энергии мюонов в группах мюонов от зенитного угла (а) и локальной плотности мюонов для зенитных углов $\theta = 65^\circ$ – 75° (б). Точки – полученные данные; кривые – ожидаемые зависимости для групп мюонов ШАЛ, образованных первичными протонами (сплошная) и ядрами железа (штриховая). Стрелками указаны характерные энергии первичных частиц космических лучей.

мость средней энергии мюонов в группах от зенитного угла. Стрелками обозначены расчетные среднелогарифмические энергии первичных частиц. Сплошная и штриховая кривые получены в результате моделирования ШАЛ в программе CORSIKA [15] для протонов и ядер железа в качестве первичных частиц. В качестве модели адронных взаимодействий использовалась QGSJET-II-04 [16, 17]. Для зенитных углов $\theta = 55^\circ$ – 65° наблюдается превышение полученных данных над ожиданием, что, возможно, связано с остаточным вкладом сопровождения от электронно-фотонной и адронной компонент ШАЛ. При больших зенитных углах наблюдается хорошее согласие с ожиданием.

На рис. 2б представлена полученная зависимость средней энергии мюонов от локальной

плотности мюонов для интервала зенитных углов $65^\circ \leq \theta < 75^\circ$. Обозначение кривых и стрелок такое же, как на рис. 2а. Кривые на рисунке получены на основе моделирования ШАЛ для первичных протонов и ядер железа для фиксированного зенитного угла $\theta = 69^\circ$. Как видно из рисунка, данные указывают на увеличение средней энергии мюонов в группах при больших плотностях мюонов, что соответствует энергиям первичных частиц более 10^{17} эВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте НЕВОД-ДЕКОР впервые получены оценки средней энергии мюонов в группах при разных зенитных углах и локальной плотности, которые соответствуют энергиям первичных частиц 10^{16} – 10^{18} эВ. Для первичных энергий более 10^{17} эВ наблюдается рост средней энергии мюонов в группах.

Работа выполнена на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект по теме государственного задания № 0723-2020-0040), а также РФФИ (проект № 18-02-00971-а). 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, and Yakutsk EAS Array Collaborations) // EPJ Web Conf. 2019. V. 210. Art. No. 02004.
2. Dembinski H.P. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 644.
3. Богданов А.Г., Громушкин Д.М., Кокоулин 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. P. 1852.
4. Bogdanov A.G., Kokoulin R.P., Mannocchi G. et al. // Astropart. Phys. 2018. V. 98. P. 13.
5. Petrukhin A.A. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2014. V. 742. P. 228.
6. Kokoulin R.P., Barbashina N.S., Bogdanov A.G. et al. // EPJ Web Conf. 2019. V. 208. Art. No. 08006.
7. Yurina E.A., Bogdanov A.G., Barbashina N.S. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 620.
8. Петрухин А.А. // УФН. 2015. Т. 185. № 5. С. 521; Petrukhin A.A. // Phys. Usp. 2015. V. 58. P. 486.
9. 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. P. 649.
10. 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. P. 743.

11. *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. P. 484.*
12. *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 506. P. 250.*
13. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 835. P. 186.*
14. *Groom D.E., Mokhov N.V., Striganov S.I. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 78. P. 183.*
15. *Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al. // Report FZKA 6019. Karlsruhe: Forschungszentrum, 1998. 90 p.*
16. *Ostapchenko S. // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. No. 014018.*
17. *Ostapchenko S. // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. Art. No. 074009.*

Status of the NEVOD-DECOR experiment on the study of muon bundle energy deposit

**E. A. Yurina^{a,*}, N. S. Barbashina^a, A. G. Bogdanov^a, V. V. Kindin^a, R. P. Kokoulin^a,
K. G. Kompaniets^a, G. Mannocchi^b, A. A. Petrukhin^a, G. Trincheri^b,
S. S. Khokhlov^a, V. V. Shutenko^a, I. I. Yashin^a**

^a*National Research Nuclear University MPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

^b*Osservatorio Astrofisico di Torino – INAF, Torino, 10025 Italy*

**e-mail: eayurina@mephi.ru*

The existence of the excessive number of multi-muon events in comparison with calculations found in many experiments at ultrahigh energies of EAS (above 10^{17} eV) cannot be explained using modern models of hadronic interactions. One of the ways to solve the problem of muon excess is to study the energy characteristics of EAS muon component. The results of the measurements of muon bundle energy characteristics over 7 year observation period are presented. The experimental dependences are compared with the results of simulation carried out using the CORSIKA software package.

УДК 539.1.074.3:520.374

ТЕСТИРОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ МЮОННОГО ТОМОГРАФА НА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СТРИПАХ С ОПТОВОЛОКОННЫМ СВЕТОСБОРОМ

© 2021 г. И. И. Яшин¹ *, В. В. Киндин¹, К. Г. Компаниец¹, Н. А. Пасюк¹, М. Ю. Целиненко¹

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

*E-mail: iiyashin@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Мюоны космических лучей уже давно используются для изучения внутренней структуры различных крупномасштабных объектов естественного и искусственного происхождения. Метод, по аналогии с рентгенографией, получил название мюонографии. Для реализации этого метода необходимы широко апертурные мюонные годоскопы. Приводятся результаты тестирования различных элементов детектирующей системы мюонного годоскопа, разрабатываемого в НИЯУ МИФИ.

DOI: 10.31857/S0367676521040396

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время широкое развитие получили экспериментальные методы дистанционного зондирования крупномасштабных структур естественного и искусственного происхождения, основанные на анализе проникающей компоненты космических лучей на поверхности Земли – потоке мюонов, которые образуются в верхней тропосфере на высотах 15–20 км в результате взаимодействия космических лучей (КЛ) с ядрами атомов воздуха. В основе мюонографии [1] различных объектов лежит технология визуализации распределения внутренней плотности крупномасштабных структур, таких как мощные турбулентные явления в атмосфере и магнитосфере Земли [2, 3], пирамиды [4, 5], вулканы [6, 7], геологические и промышленные объекты, включая ядерные реакторы [8, 9].

Для реализации метода мюонографии в НИЯУ МИФИ совместно с ВНИИАЭС разрабатывается широкоапертурный прецизионный мюонный годоскоп, основным детектирующим элементом которого являются длинные сцинтилляционные стрипы (3000 мм × 23 мм × 7 мм) производства АО Унипласт (г. Владимир) [10]. Каждый стрип представляет собой полосу сцинтиллятора на основе полистирола, покрытого тонким слоем вспененного полистирола, имеющего высокий коэффициент диффузного отражения света. В одной из больших граней проделана канавка глубиной 2 мм, в которую вклеено спектросмещающее оптическое волокно KURARAY Y-11(200) 1мм BSI [11].

Для сопряжений отполированного торца одного из концов волокна с кремниевым фотоумножителем (SiPM) Hamamatsu S13360-1350CS [12] изготовлен оптический разъем, одна часть которого смонтирована в стрип, а во вторую установлен SiPM (см. рис. 1а).

Конструктивно стрипы сгруппированы в базовые модули (БМ) по 64 шт. Кабели (витые пары) от 64 SiPM сводятся на две платы считывания, выполненные на основе 32-канальной микросхемы ASIC PETIROC. Два БМ формируют регистрирующий слой (3 × 3 м²). Два слоя с взаимно-ортогональным направлением стрипов образуют координатную плоскость (КП). В мюонном годоскопе предусмотрено четыре КП, которые обеспечивают надежную реконструкцию треков мюонов. Цель данной статьи – представить результаты тестирования основных элементов будущего мюонного годоскопа, которые свидетельствуют о возможности его создания с заданными параметрами.

ТЕСТИРОВАНИЕ СТРИПОВ

Тестирование характеристик стрипов осуществлялось на автоматизированном измерительном стенде, светоизолированный бокс которого позволяет одновременно размещать на специализированной раме до 16 стрипов длиной до 3.5 м (рис. 1б). Для изучения отклика стрипов проводились измерения треков мюонов, выделяемых сцинтилляционным телескопом с размерами пластин 200 мм × 100 мм × 20 мм, а также элект-

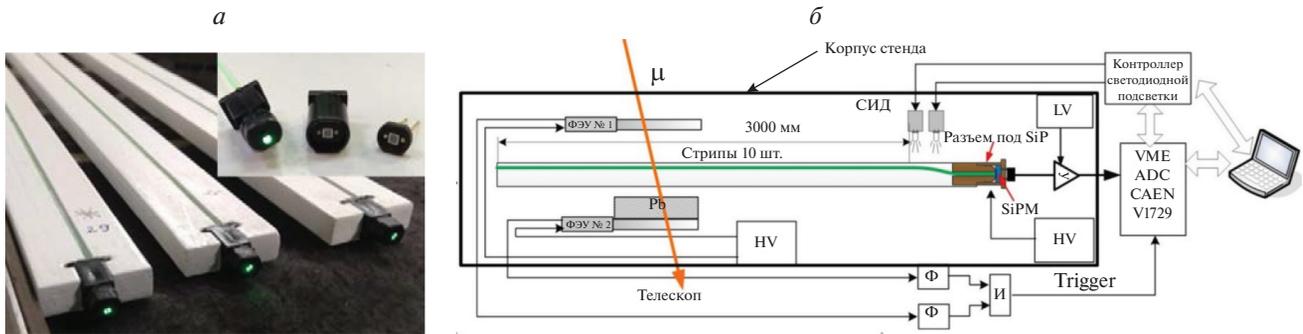


Рис. 1. Тестирование сцинтилляционных стрипов: стрипы и оптические разъемы с SiPM (а); схема стенда для тестирования полноразмерных стрипов с помощью телескопа и бета-спектрометра (б).

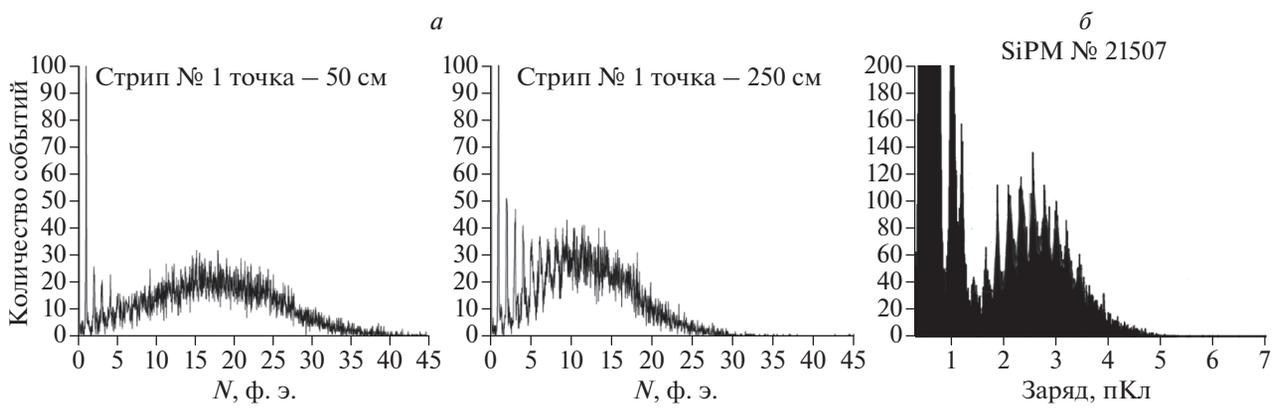


Рис. 2. Результаты тестирования отклика стрипа № 1 при регистрации электронов от бета-спектрометра в двух разных точках, соответственно, 50 и 250 см от SiPM (а); зарядовый спектр откликов SiPM при засветке вспышками светодиода (б).

тронов с энергией >1.8 МэВ от бета-спектрометра на основе источника ^{90}Sr . Измерения с помощью телескопа обеспечивают тестирование стрипов в потоке реальных мюонов. Но скорость счета таких событий достаточно низкая и требует значительного времени для достижения необходимой статистической точности. Кроме того, существует большая погрешность определения точки пересечения стрипа треком мюона (около 20 см). Скорость счета электронов от бета-спектрометра значительно выше – 16–20 соб. $^{-1}$. Но амплитуда отклика от электронов меньше. На рис. 2а приведены спектры откликов стрипа при регистрации электронов на расстояниях соответственно 50 и 250 см. В этих точках была протестирована партия стрипов с помощью телескопа и спектрометра и была проведена оценка зависимости между откликом стрипов при регистрации мюонов и электронов спектрометра: $Q_{\mu} = A + K_{\mu/e} Q_e$, где калибровочный коэффициент $K_{\mu/e} = 2.04 \pm 0.82$. Коэффициент $K_{\mu/e}$ дает возможность оценить отклик стрипа на мюоны с помощью регистрации релятивистских электронов.

ТЕСТИРОВАНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

Для регистрации сигналов со стрипов используются SiPM Hamamatsu S13360-1350CS с размерами рабочей области 1.3×1.3 мм 2 , которые обладают достаточно низкими шумами и широко применяются для подобных измерений.

Всего в годоскопе будут использоваться 1024 SiPM. Для массового тестирования создан стенд на основе 32-канальной платы считывания сигналов с SiPM на базе ASIC Citiroc CAEN DT5702 [13]. Преимуществом этой платы является возможность одновременного тестирования до 32 фотоумножителей. Стенд состоит из светозащитного бокса с источником наносекундных вспышек на базе двух голубых светодиодов. В каждом измерении тестировались до 10 SiPM, что было вызвано тем, что в боксе используется диффузный переизлучатель вспышек двух голубых светодиодов, способный обеспечить равномерную засветку матрицы с ограниченным количеством SiPM (до 10 шт.). Паспортные рабочие напряжения для фотоумножителей составили величину

55.2 ± 0.15 В. Поэтому измерения проводились в трех точках при разном напряжении питания: 54.7, 55.2, 55.7 В. По этим точкам оценивалась зависимость коэффициента усиления от напряжения питания. Анализ полученных результатов тестирования показал, что для протестированных 100 SiPM полученные характеристики совпадают с паспортными. На рис. 2б приведен спектр откликов фотоумножителя при опорном напряжении 55.2 В и стандартной подсветке светодиода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана технология поточного тестирования основных детектирующих элементов широкоапертурного мюонного годоскопа — сцинтилляционных стрипов с оптоволоконным светосбором и кремниевых фотоумножителей.

Тестирование партии стрипов и SiPM продемонстрировало соответствие полученных характеристик ожидаемым. Важным результатом является полученный для стрипов толщиной 7 мм отклик с расстояния 2.5 м более 20 фотоэлектронов, что обеспечивает высокую эффективность регистрации треков мюонов при пороге около 5 ф. эл., необходимом для значительного подавления шумов кремниевых фотоумножителей.

Работа выполнена в рамках договора с АО ВНИИАЭС № 00-3-700-0650 от 19.11.2019 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барбашина Н.С., Борог В.В., Кокоулин Р.П. и др. Способ и устройство для получения мюнографий. Пат. РФ № 2406919. 2010.
2. Барбашина Н.С., Борог В.В., Дмитриева А.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 7. С. 1072; *Barbashina N.S., Borog V.V., Dmitrieva A.N. et al.* // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. No. 7. P. 1041.
3. *Astapov I.I., Barbashina N.S., Dmitrieva A.N. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1390. Art. No. 012067.
4. *Alvarez L.W., Anderson J.A., Bedwei F.E. et al.* // Science. 1970. V. 167. P. 832.
5. *Morishima K., Kuno M., Nishio A. et al.* // Nature. 2017. V. 552. P. 386.
6. *Tanaka H.K.M., Nakano T., Takahashi S. et al.* // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. Art. No. L22311.
7. *Tanaka H.K.M., Nakano T., Takahashi S. et al.* // Earth Planet. Sci. Lett. 2007. V. 263. P. 104.
8. *Morishima K. et al.* // Proc. 26th iWoRID in KEK. (Coimdra, 2012). P. 27.
9. *Nagamine K.* // Proc. Japan. Acad. B. 2016. V. 92. No. 8. P. 265.
10. <http://www.uniplast-vladimir.com>.
11. <https://www.kuraray.com>.
12. <https://www.hamamatsu.com/eu/en/index.html>.
13. <https://www.caen.it/products/dt5702>.

Test of elements of the muon tomograph on scintillation strips with a fiber light collection

I. I. Yashin^{a,*}, V. V. Kindin^a, K. G. Kompaniets^a, N. N. Pasyuk^a, M. Yu. Tselinenko^a

^a*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: iiyashin@mephi.ru*

Cosmic ray muons are currently used, by analogy with radiography, to study the internal structure of various large-scale objects of natural and artificial origin. The method is called muonography. We discuss the results of tests of various elements of the detecting system of the muon hodoscope being designed at MEPHI for the development of the muonography method.

УДК 520.6.05

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА СВОЙСТВ ДЛИННЫХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ С ПРИСУТСТВИЕМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ: НЕОДНОРОДНОСТЬ ПОПУЛЯЦИИ ИХ ИСТОЧНИКОВ

© 2021 г. И. В. Архангельская*

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*E-mail: irene.belousova@usa.net

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

В настоящее время источники гамма-всплесков зарегистрированы при значительных красных смещениях z , что указывает на их космологическое происхождение, но требует учета коррекции на космологическое растяжение в процессе анализа их распределения по длительности. Введен новый параметр R , как отношение времени прихода фотона с максимальной энергией к длительности всплеска, при этом космологическое растяжение не требует учета. При его использовании выделяется как минимум 2 группы длинных всплесков. Различия в динамике формирования высокоэнергетического γ -излучения для этих групп событий позволяют сделать вывод о неоднородности популяции их источников.

DOI: 10.31857/S0367676521040050

ВВЕДЕНИЕ

Обычно рассматриваются 2 типа гамма-всплесков (gamma-ray bursts, GRBs): короткие и длинные, разделяющиеся по длительности на $t_{90} \sim 2$ с (см., например, [1]). В 1997 г. была выделена подгруппа всплесков промежуточной (intermediate) длительности [2] при анализе распределений событий по жесткости H_{32} (вводится как соотношение потока, зарегистрированного в диапазонах 110–325 кэВ и 60–110 кэВ [3]) и длительности t_{90} на 99% уровне значимости при $0.8 \leq t_{90} \leq 50$ с ($\langle t_{90} \rangle \approx 3$ с по данным прибора BATSE (4B current BATSE catalogue [3]) на борту обсерватории им. Комптона (Compton Gamma Ray Observatory – CGRO), работавшей в 1991–2000 гг. [3, 4]. При этом параметры коротких всплесков находились в диапазоне ($t_{90} < 3$ с, $\langle t_{90} \rangle \approx 0.5$ с, $H_{32} > 6.00$), а длинных – в области ($t_{90} > 5$ с, $\langle t_{90} \rangle \approx 30$ с, $H_{32} < 1.85$). Свойства новой подгруппы в дальнейшем широко обсуждались (см., например, [5, 6]).

В настоящее время источники нескольких сотен всплесков наблюдались при значительных красных смещениях z [7, 8], что свидетельствует об их космологическом происхождении. Соответственно, при анализе распределения гамма-всплесков по длительности необходимо рассмат-

ривать коррекцию на ее космологическое растяжение. Результаты изучения распределений по z позволяют сделать вывод о существовании (вне зависимости от возможного выделения событий промежуточной длительности) как минимум 2-х подгрупп источников длинных всплесков с $\langle z_1 \rangle \sim 1.5$ и $\langle z_2 \rangle \sim 2.6$ [9, 10].

Впервые высокоэнергетическое излучение зарегистрировалось во время GRB 970417a: 18 фотонов с $E \sim 650$ ГэВ наблюдались Milagro в пределах его t_{90} [11]. Гамма-излучение всплесков с $E > 120$ МэВ [12] регистрировалось и в экспериментах на борту космической обсерватории им. Комптона. В основном, не наблюдалось быстрой фазы всплесков с $E > 200$ МэВ, но для нескольких событий зарегистрировано послесвечение с максимальной энергией пришедших фотонов $E_{\gamma_{max}} \sim 18$ ГэВ. Наиболее широкий диапазон наблюдаемого γ -излучения в спутниковых экспериментах составлял ~ 10 кэВ... ~ 20 ГэВ. Было зарегистрировано нескольких десятков всплесков в высокоэнергетических диапазонах вплоть до нескольких ГэВ в космических экспериментах (Fermi/LAT [13, 14] и AGILE/MCAL [15]) и до нескольких ТэВ в наземных [16, 17]. Пока такие события не имеют четких ассоциаций с ранее выделенными группами и для более 50% событий отсутствуют данные о z , по-

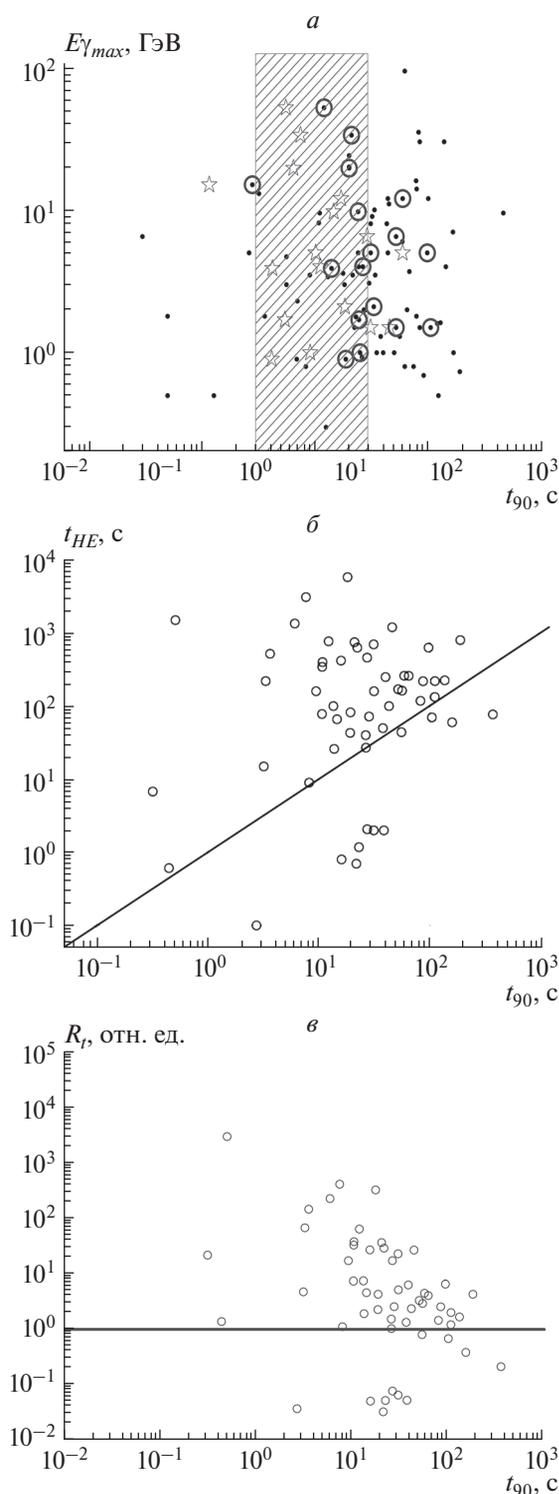


Рис. 1. Распределение гамма-всплесков, зарегистрированных LAT: по длительности t_{90} и максимальной зарегистрированной энергии $E_{\gamma_{max}}$ (черными точками отмечены все всплески, круги показывают всплески с известным красным смещением, а звездочки — длительность этих событий $t_{90,z}$ с учетом космологической коррекции, после чего большая часть таких гамма-всплесков оказывается в интервале $2 < t_{90} < 30$ с (а); по длительности эпизода высокоэнергетического γ -излучения t_{HE} и t_{90} (б); по R_l и t_{90} (в).

этому вводится новый параметр R_l , не требующий учета космологического растяжения.

ПАРАМЕТР R_l КАК ОТНОШЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПРИХОДА ФОТОНА С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ К ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВСПЛЕСКА

К сожалению, красное смещение неизвестно примерно для половины всплесков, во время которых наблюдалось высокоэнергетическое γ -излучение. Однако, при учете космологического растяжения, длительность большей части событий смещается в интервал $2 < t_{90} < 30$ с — см. рис. 1а, т.е., необходимо введение нового параметра для анализа, который не требует учета космологического растяжения. Используя соотношение длительности излучения в диапазонах высоких и низких энергий, можно разделить всплески на 2 группы — см. рис. 1б. Для событий первой группы длительность высокоэнергетического излучения меньше, чем t_{90} , для второй — больше. Однако более информативным является введение нового параметра R_l как отношения времени прихода фотона с максимальной энергией к длительности всплеска, и он не требует учета космологического растяжения. Распределение гамма-всплесков, зарегистрированных LAT, по R_l и длительности t_{90} показано на рис. 1в, а на рис. 2 — примеры конкретных событий, иллюстрирующих использование новой характеристики R_l в классификации гамма-всплесков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во время некоторых гамма-всплесков наблюдались γ -кванты очень высоких энергий как в космических, так и в наземных экспериментах (до нескольких десятков ГэВ и до нескольких ТэВ соответственно). Большинство источников гамма-всплесков имеют космологическое происхождение и необходимо рассматривать коррекцию на космологическое растяжение длительности событий. Новый параметр R_l вводится как отношение времени прихода фотона с максимальной энергией к длительности всплеска, и он не требует учета космологического растяжения. Как минимум 2 группы длинных всплесков выделяются при его использовании: для 25% фотон с максимальной энергией регистрировался в пределах длительности события t_{90} , но для остальных 75% всплесков такие γ -кванты наблюдались более чем через 10 с после их окончания. Более того, анализ предварительных результатов позволяет сделать вывод о существовании 3 групп длинных всплесков: в 1 подгруппе длительность высокоэнергетического излучения меньше, чем t_{90} , а во 2 — боль-

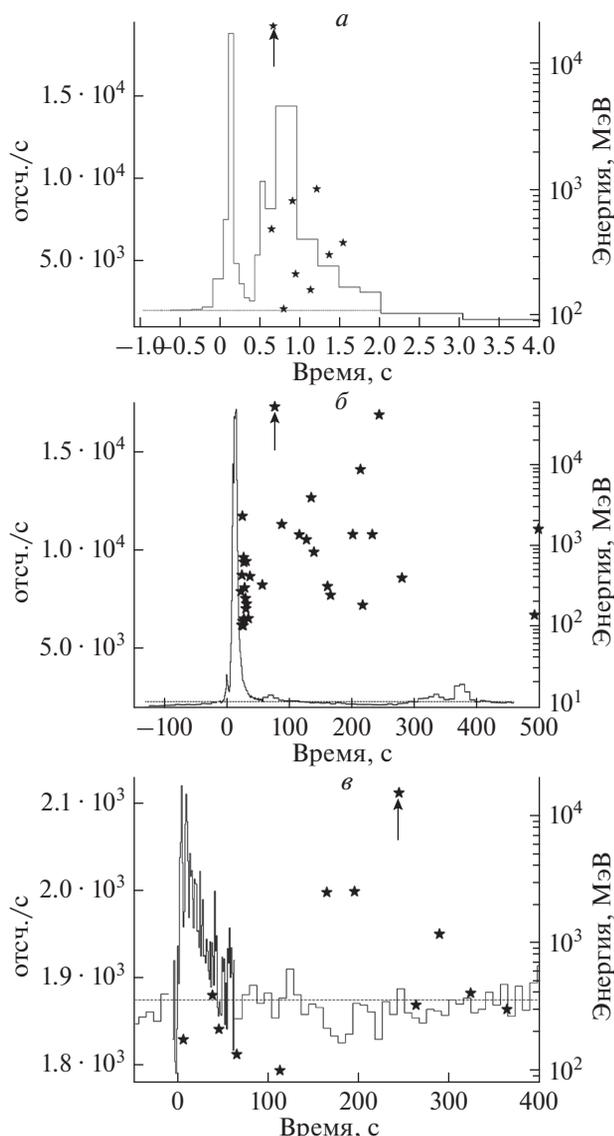


Рис. 2. Примеры конкретных событий, иллюстрирующие использование новой характеристики R_f в классификации гамма-всплесков (по левой оси ординат отложена скорость счета в диапазоне низких энергий 7 кэВ–1 МэВ по данным Fermi/GBM, а по правой – энергия зарегистрированных Fermi/LAT гамма-квантов): GRB141222A как всплеск подкласса 1 с $R_f = 4 \cdot 10^{-2}$ ($t_{90} = 2.8 \pm 2.6 \cdot 10^{-1}$ с, зарегистрированная LAT максимальная энергия гамма-излучения $E_{\gamma_{max}} = 20$ ГэВ, время прихода фотона с максимальной энергией $t_{\gamma_{max}} \sim 0.1$ с относительно триггера, длительность высокоэнергетического γ -излучения $t_{HE} \sim 1.0$ с [18]) (а); GRB160509A как событие подтипа 2a с $R_f = 0.2$ ($t_{90} = 3.7 \cdot 10^2 \pm 8.1 \cdot 10^{-1}$ с, зарегистрированная LAT максимальная энергия гамма-излучения $E_{\gamma_{max}} \sim 52$ ГэВ, время прихода фотона с максимальной энергией $t_{\gamma_{max}} \sim 77$ с относительно триггера, длительность высокоэнергетического γ -излучения $t_{HE} \sim 2.3 \cdot 10^3$ с [19]) (б); GRB131018B как всплеск подгруппы 2б с $R_f = 2.3$ ($t_{90} = (4.0 \pm 1.2) \cdot 10^1$ с, зарегистрированная LAT максимальная энергия гамма-излучения $E_{\gamma_{max}} = 13$ ГэВ, время прихода фотона с максимальной энергией $t_{\gamma_{max}} \sim 90$ с относительно триггера, длительность высокоэнергетического γ -излучения $t_{HE} \sim 2.0 \cdot 10^3$ с [20]) (в). Стрелками указано время прихода фотона с максимальной энергией.

ше, чем t_{90} , причем фотон с максимальной энергией в подгруппе 2а был зарегистрирован в пределах t_{90} , а в подгруппе 2б – существенно позже t_{90} .

Характерная длительность излучения в различных диапазонах определяется конкретными свойствами механизмов его формирования (для гамма-всплесков подробности см., например, [21]) и классификация событий по параметру R_f позволяет сделать вывод о присутствии добавочных процессов с разными параметрами для различных групп при возникновении высокоэнергетического γ -излучения и неоднородности популяции источников длинных всплесков. После дополнительного анализа спектрометрических параметров выделенных подгрупп в диапазонах низких и высоких энергий, а также z будет возможно определить, принадлежит ли одна из популяций к подгруппе всплесков промежуточной длительности или двум ранее выделенным подгруппам на характерных расстояниях $\langle z_1 \rangle \sim 1.5$ и $\langle z_2 \rangle \sim 2.6$.

Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (договор № 02.a03.21.0005 от 27.08.2013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kouveliotou C. // Ann. N.Y. Acad. Sci. 1995. V. 759. P. 411.
2. Belousova I.V., Mizaki A., Rozentel I.L. et al. // Astron. Rep. 1999. V. 43. No. 11. P. 734.
3. Paciesas W.S., Meegan C.A., Pendleton G.N. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1999. V. 122. P. 465.
4. Schneid E.J., Bertsch D.L., Fichtel C.E. et al. // AIP Conf. Proc. 1991. V. 265. P. 8.
5. Horváth I., Veres P., Balázs L.G. // Balt. Astron. 2009. V. 18. P. 302.
6. Tarnopolski M. // Astrophys. J. 2019. V. 870. Art. No. 105.
7. https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/observations/types/grbs/lat_grbs.
8. https://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table.
9. Архангельская И.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 449; Arkhangel'skaja I.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 413.
10. Arkhangel'skaja I.V. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1181. Art. No. 012050.
11. Atkins R., Benbow W., Berley D. et al. // Astrophys. J. 2000. V. 533. Art. No. L119.
12. Kaneko Y., González M., Preece R.D. et al. // Astrophys. J. 2008. V. 677. P. 1128.
13. Atkins R., Benbow W., Berley D. et al. // Astrophys. J. 2007. V. 583. No. 2. P. 824.
14. Ackermann M., Ajello M., Baldini L. et al. // Astrophys. J. 2014. V. 787. P. 15.
15. Labanti C., Marisaldi M., Fuschino F. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2009. V. 598. No. 2. P. 470.

16. *Aliu E., Anderhub H., Antonelli L.A. et al.* // *Astropart. Phys.* 2009. V. 30. No. 6. P. 293.
17. *Reimer O.* // *Bull. Amer. Astron. Soc.* 2009. V. 41 P. 508.
18. <https://gcn.gsfc.nasa.gov/other/141222A.gcn3>.
19. <https://gcn.gsfc.nasa.gov/other/160509A.gcn3>.
20. <https://gcn.gsfc.nasa.gov/other/131018B.gcn3>.
21. *Peér A., Long K., Casella P.* // *Astrophys. J.* 2017. V. 846. Art. No. 54.

Preliminary results of analysis of characteristics of long gamma-ray bursts with high energy component presence: inhomogeneity of sources population

I. V. Arkhangelskaja*

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

**e-mail: irene.belousova@usa.net*

Because of sufficient amount of gamma-ray bursts (GRBs) located at high redshift their origin must be cosmological. Therefore a correction for cosmological dilation of the GRBs duration should be considered. Here we introduce new parameter R_t is ratio of maximum energy photon arrival time to burst duration and it not required cosmological correction. At least 2 groups of long GRBs could be separated using this value: The dynamics of high-energy γ -emission formation for these groups of events is different. Correspondingly, results of preliminary analyses allow conclude long GRBs population inhomogeneity.

УДК 524.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРБУШ-ЭФФЕКТОВ ВО ВРЕМЯ МОЩНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО ДАННЫМ МЮОННОГО ГОДОСКОПА УРАГАН

© 2021 г. А. А. Ковыляева^{1,2,*}, Н. С. Барбашина¹, В. Г. Гетманов^{2,3}, А. Н. Дмитриева^{1,2},
М. Н. Добровольский², Ю. Н. Мишутина¹, А. А. Соловьев^{2,3}, В. Е. Чинкин²,
В. В. Шутенко¹, Е. И. Яковлева¹, И. И. Яшин^{1,2}

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

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Геофизический центр Российской академии наук, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики Земли имени О.Ю. Шмидта Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: AAKovylyayeva@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 27.11.2020 г.

По данным мюонного годоскопа УРАГАН изучены Форбуш-эффекты, вызванные мощными солнечными вспышками X-класса, за период с 2007 по 2019 гг. Мюонный годоскоп УРАГАН регистрирует поток мюонов космических лучей на поверхности Земли одновременно с различных направлений. Это позволяет изучать энергетические, угловые и пространственно-временные характеристики вариаций потока мюонов космических лучей при Форбуш-эффектах. Проанализирована связь полученных характеристик Форбуш-эффектов с параметрами гелиосферных и геомагнитных возмущений.

DOI: 10.31857/S0367676521030145

ВВЕДЕНИЕ

Солнечные вспышки являются наиболее интенсивными “возмущениями” космической погоды. Во время солнечной вспышки испускаются протоны и электроны высоких энергий, а также интенсивное излучение всех длин волн, которое может влиять не только на верхние слои атмосферы Земли, но и на распространение радиоволн. Повышенный уровень рентгеновского и крайнего ультрафиолетового излучения приводит к ионизации ионосферы на солнечной стороне Земли. Интенсивное рентгеновское излучение вызывает поглощение в нижнем слое ионосферы, что приводит к ухудшению или полному поглощению (т.е. отключению радиосигнала) высокочастотных сигналов. Солнечные вспышки классифицируются на основе их пикового излучения в спектральном диапазоне 0.1–0.8 нм (т.е. в рентгеновском диапазоне) и маркируются буквами “А”, “В”, “С”, “М” и “Х”, обозначающими вспышки X-класса как самые интенсивные с эмиссией выше 10^{-4} Вт · м⁻² [1].

Форбуш-эффект (ФЭ) в геофизике — представляет собой резкое понижение интенсивности

космических лучей (КЛ), вызванное отклонением заряженных частиц неоднородностями межпланетного магнитного поля. Такое понижение интенсивности КЛ может быть обусловлено отклонением частиц первичного космического излучения различными крупномасштабными неоднородностями: магнитными полями облаков солнечной плазмы, которые образуются при корональных выбросах масс (КВМ); ударными волнами, которые формируются при движении вращающихся вместе с Солнцем высокоскоростных потоков солнечного ветра из корональных дыр; другими явлениями в гелиосфере. Более того, ФЭ можно наблюдать не только на Земле, но и на космических аппаратах. Физик Скотт Форбуш заметил, что за 11-летний цикл солнечной активности интенсивность космических лучей, достигающих Земли, антикоррелировала с количеством солнечных пятен, так как космических лучей больше в минимуме цикла и меньше в максимуме [2]. При максимальной солнечной активности более сильные магнитные поля выносятся солнечным ветром в межпланетное пространство, и эти поля отклоняют космические лучи.

Таблица 1. Форбуш-эффекты, вызванные мощными солнечными вспышками X-класса, по данным мюонного годоскопа УРАГАН за период с 2007 по 2019 гг.

№	Время начала вспышки, UT	Дата начала ФЭ, UT	Δt , сутки	A_{FD} , %	V_{SW} , км/с	B , нТл	Dst_{min} , нТл	Класс вспышки	Координаты
1.	15.02.2011 01:44	18.02.2011 02:30	3.0	1.3 ± 0.1	691	30.6	-27	X2.2	S20W12
2.	07.09.2011 22:32	10.09.2011 04:40	2.3	1.3 ± 0.1	652	19.9	-64	X1.8	N14W18
3.	24.09.2011 09:21	26.09.2011 13:50	2.2	0.8 ± 0.1	704	34.2	-103	X1.9	N12E60
4.	27.01.2012 17:37	31.01.2012 15:20	3.9	1.1 ± 0.1	427	10.8	-19	X1.7	N27W71
5.	07.03.2012 04:00	08.03.2012 11:20	1.3	2.4 ± 0.2	737	23.1	-145	X5.4	N17E27
6.	12.07.2012 15:37	14.07.2012 18:30	2.1	1.8 ± 0.2	667	27.3	-133	X1.4	S15W01
7.	13.05.2013 15:48	15.05.2013 16:30	2.0	1.1 ± 0.1	440	10.8	-57	X2.8	N11E85
8.	28.10.2013 01:41	29.10.2013 18:40	1.7	0.8 ± 0.1	436	12.1	-50	X1.0	N04W66
9.	10.09.2014 17:21	12.09.2014 11:20	1.7	1.5 ± 0.1	730	31.7	-75	X1.6	N14E02
10.	07.11.2014 16:53	09.11.2014 11:10	1.8	0.9 ± 0.1	606	19.4	-57	X1.6	N14E36
11.	20.12.2014 00:11	23.12.2014 13:10	3.5	1.7 ± 0.1	562	28.7	-38	X1.8	S21W24
12.	06.09.2017 11:53	08.09.2017 00:50	1.5	2.0 ± 0.2	821	27.3	-142	X9.3	S08W33
13.	10.09.2017 15:35	13.09.2017 11:40	2.8	1.3 ± 0.2	622	13.7	-50	X8.2	S09W84

Для регистрации потока космических лучей в настоящее время в основном используется мировая сеть нейтронных мониторов [3] и мюонные телескопы [4]. На территории НИЯУ МИФИ действуют мюонный годоскоп (МГ) большой площади УРАГАН [5]. Отличительной особенностью мюонного годоскопа УРАГАН от других наземных установок является возможность восстанавливать траекторию каждого мюона со всех направлений небесной полусферы.

В статье изучаются ФЭ, зарегистрированные в потоке мюонов космических лучей по данным МГ УРАГАН. Из 103 событий за период с 2007 по 2019 гг. с амплитудой ФЭ $A_{FD} > 0.5\%$ было отобрано 13 ФЭ, которые были вызваны вспышками X-класса. Проанализирована связь полученных характеристик Форбуш-эффектов с параметрами гелиосферных и геомагнитных возмущений. Подробно рассмотрены события 8 марта 2012 года и 8 сентября 2017 года, вызванные вспышками X-класса и сопровождавшиеся максимальным падением значения Dst индекса.

АНАЛИЗ ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЙ, ВЫЗВАННЫХ МОЩНЫМИ СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ X-КЛАССА

В табл. 1 приведено время начала вспышки, время начала ФЭ, разница между началом вспышки и началом ФЭ Δt (сутки), амплитуда ФЭ в потоке мюонов (A_{FD} , %), скорость солнечного ветра (V_{SW} , км/с), модуль вектора магнитной индукции (B , нТл), индекс геомагнитной активности (Dst_{min} -индекс, нТл) [6], класс вспышки и ее координа-

ты. За 2007–2010 гг. и 2018–2019 гг. (в периоды минимума солнечной активности) таких событий не наблюдалось. Начало Форбуш-эффекта определялось по данным МГ УРАГАН с использованием методики определения характеристик ФЭ [7]. Ранее по данным МГ УРАГАН за период 2012–2017 гг. было отобрано 56 ФЭ с амплитудой более 0.5% и получены корреляции с параметрами гелиосферных и геомагнитных возмущений [8].

На рис. 1 приведены корреляционные зависимости амплитуды падения A_{FD} от скорости солнечного ветра V_{SW} (а) – коэффициент корреляции $R = 0.58 \pm 0.04$, вектора магнитной индукции $B - R = 0.3 \pm 0.3$ (б) и Dst_{min} -индекса – $R = -0.64 \pm 0.02$ (в).

Событие 8 марта 2012 года

7 марта 2012 г. в активной области NOAA (AR) 11429, расположенной в северо-восточном квадранте солнечного диска, произошла вспышка класса X5.4. Вспышка была связана с очень быстрым корональным выбросом массы (КВМ) со скоростью около 2700 км/с. Эта вспышка была вторым по величине событием в 24-м солнечном цикле, вызвавшим геомагнитную бурю уровня G3.

На основе зависимости амплитуд форбуш-понижений от среднелогарифмических энергий первичных КЛ, дающих вклад в изменение скорости счета мюонного годоскопа во время ФЭ, рассчитывается показатель спектра амплитуд α . Пяти зенитно-угловым интервалам: $0^\circ - 17^\circ$, $17^\circ - 26^\circ$, $26^\circ - 34^\circ$, $34^\circ - 44^\circ$ и более 44° соответствуют следующие среднелогарифмические энергии (E_{ln}):

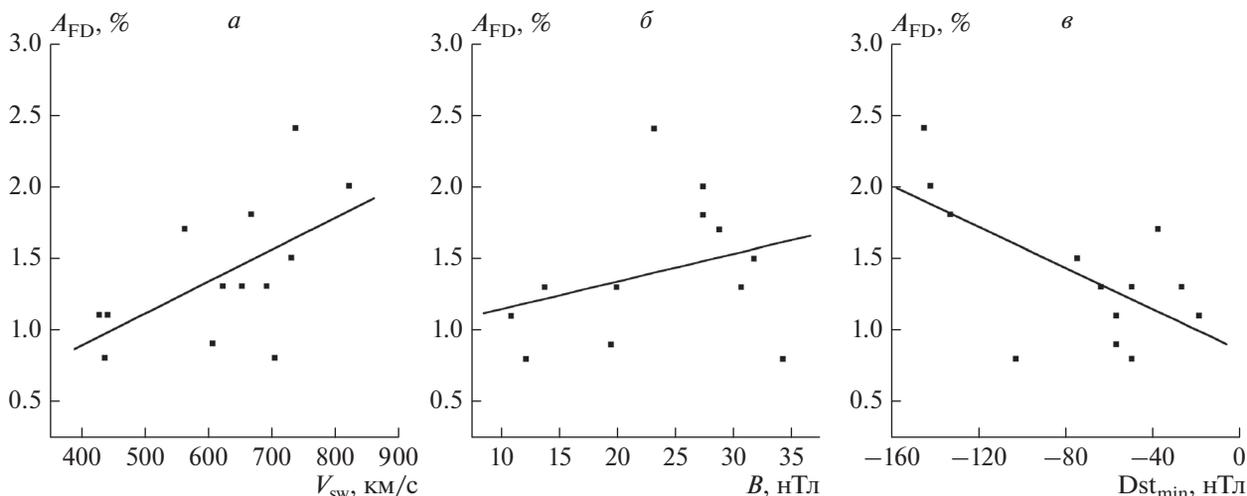


Рис. 1. Корреляционные зависимости амплитуды ФЭ A_{FD} по данным МГ УРАГАН (а) со скоростью солнечного ветра V_{sw} , (коэффициент корреляции $R = 0.58 \pm 0.04$), (б) модулем вектора магнитной индукции B ($R = 0.3 \pm 0.3$) и (в) Dst_{min} -индексом ($R = -0.64 \pm 0.02$) для 13 событий, вызванных вспышками X-класса. Точки – экспериментальные данные, прямая – линейный фит.

14.7, 15.5, 17.5, 19.7 и 25.3 ГэВ. Полученная зависимость фитировалась степенной функцией E^α [9, 10].

Из рис. 2а видно, что эффект проявился в достаточной степени даже в области больших энергий (~24 ГэВ): падение в пятом диапазоне углов составило $2.0 \pm 0.1\%$. Это свидетельствует о том, что влияние гелиосферного возмущения на космические лучи распространялось на энергии выше 24 ГэВ. Показатель спектра амплитуд α составил -1.3 ± 0.2 .

Событие 8 сентября 2017 года

6 сентября 2017 г. произошла вспышка X9.3/2B, координаты S08W33, время максимума 12:02 UT, продолжительность 17 мин. Вспышка сопровождалась выбросом корональной массы (скорость 1100–1200 км/с) с компонентой, направленной в сторону Земли и потоками протонов в широком диапазоне энергий. В начале суток 8 сентября 2017 г. пришел ускоренный поток от КВМ, скорость солнечного ветра резко увеличилась до 847 км/с, усилились флуктуации южной компоненты межпланетного магнитного поля. На рис. 2б показана зависимость амплитуд ФЭ 8 сентября 2017 года от среднелогарифмических энергий первичных КЛ, дающих вклад в изменение скорости счета МГ УРАГАН для пяти зенитно-угловых интервалов, перечисленных выше. Показатель спектра амплитуд α составил -1.4 ± 0.2 . Падение в пятом диапазоне углов составило $1.2 \pm 0.1\%$.

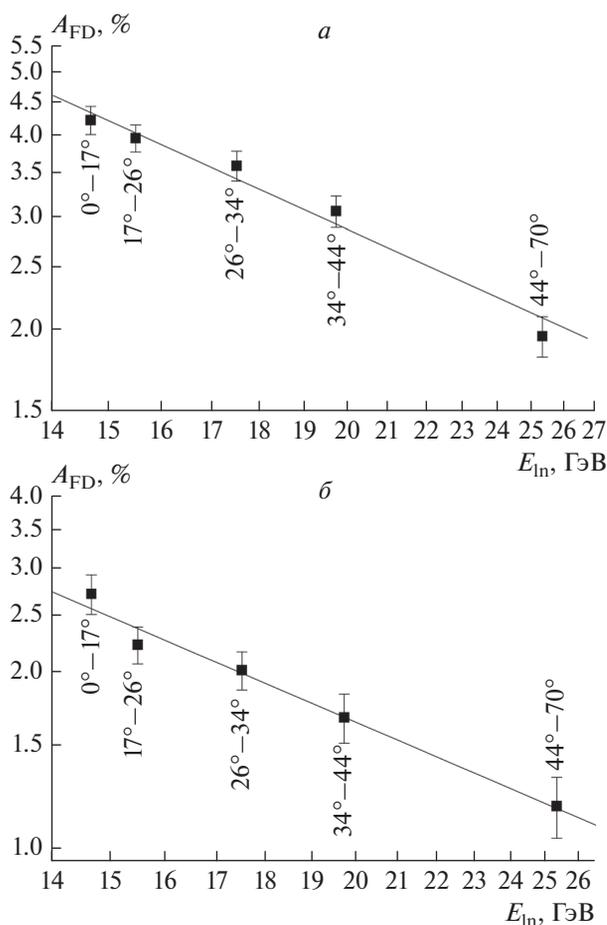


Рис. 2. Зависимость амплитуд ФЭ 8 марта 2012 года (а) и 8 сентября 2017 года (б) от среднелогарифмических энергий первичных КЛ, дающих вклад в изменение скорости счета МГ УРАГАН для пяти зенитно-угловых интервалов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За период с 2007 по 2019 гг. отображены 13 ФЭ, вызванных мощными солнечными вспышками X-класса. Рассмотренный подробно ФЭ 8 марта 2012 года был более мощным по сравнению с событием 8 сентября 2017 года: амплитуда падения в интегральной скорости счета составила $2.4 \pm 0.2\%$ и $2.0 \pm 0.2\%$, соответственно. Для обоих событий влияние гелиосферного возмущения на космические лучи распространялось на энергии выше 24 ГэВ. Коэффициент корреляции между амплитудами ФЭ A_{FD} и скоростью солнечного ветра V_{sw} составил $R = 0.58 \pm 0.04$, со значением модуля вектора магнитной индукции $B - R = 0.3 \pm 0.3$, с индексом геомагнитной активности $Dst_{min} - R = -0.64 \pm 0.02$. Полученные результаты указывают на хорошую взаимосвязь между параметрами гелиосферных и геомагнитных возмущений и амплитудами ФЭ A_{FD} .

Работа выполнена с использованием данных уникальной научной установки НЕВОД при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-17-01215).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Yasyukevich Y., Astafyeva E., Padokhin A. et al.* // Space Weather. 2018. V. 16. P. 1013.
2. *Forbush S.E.* // J. Geophys. Res. 1954. V. 59. P. 525.
3. *Mavromichalaki H., Papaioannou A., Plainaki C. et al.* // Adv. Space Res. 2011. V. 47. P. 2210.
4. *Rockenbach M., Dal Lago A., Schuch N.J. et al.* // Space Sci. Rev. 2014. V. 182. P. 1.
5. *Барбашина Н.С., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г. и др.* // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26; *Barbashina N.S., Kokoulin R.P., Kompaniets K.G. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2008. V. 51. P. 180.
6. <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>.
7. *Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Компаниец К.Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т 73. № 3. С. 360; *Barbashina N.S., Dmitrieva A.N., Kompaniets K.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No 3. P. 343.
8. *Ковыляева А.А., Астапов И.И., Барбашина Н.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 622.; *Kovylyeva A.A., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No 5. P. 563.
9. *Яковлева Е.И., Богданов А.Г., Дмитриева А.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 375; *Yakovleva E.I., Bogdanov A.G., Dmitrieva A.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No 3. P. 357.
10. *Barbashina N.S., Astapov I.I., Borog V.V. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2013. V. 409. Art. No 012189.

Study of Forbush effects during powerful solar flares by the URAGAN muon hodoscope data

**A. A. Kovylyayeva^{a, b, *}, N. S. Barbashina^a, V. G. Getmanov^{b, c}, A. N. Dmitrieva^{a, b}, M. N. Dobrovolsky^b,
Yu. N. Mishutina^a, A. A. Soloviev^{b, c}, V. E. Chinkin^b, V. V. Shutenko^a, E. I. Yakovleva^a, I. I. Yashin^{a, b}**

^aNational Research Nuclear University MEPHI, Moscow, 115409 Russia

^bGeophysical Center of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119296 Russia

^cInstitute of the Earth Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

*e-mail: AAKovylyayeva@mephi.ru

Forbush effects caused by powerful X-class solar flares were studied according to the muon hodoscope URAGAN data for the period from 2007 to 2019. The muon hodoscope URAGAN registers the cosmic ray muon flux on the Earth's surface simultaneously from various directions. This makes it possible to study the energy, angular and space-time characteristics of variations in the cosmic ray muon flux during Forbush effects. The dependence of the obtained Forbush effect characteristics on the parameters of heliospheric and geomagnetic disturbances is analyzed.