

Том 87, Номер 2

ISSN 0044-0027

Март–Апрель 2024



# ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА



НАУКА

— 1727 —

# СОДЕРЖАНИЕ

Том 87, номер 2, 2024

## ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

### Эксперимент

Изотопы бора в эксперименте PAMELA

*Э. А. Богомолов, Г. И. Васильев, В. Менн, О. Адриани, Г. А. Базилевская, Дж. Барбарини, Р. Белотти, М. Боецио, В. Бонвичини, М. Бонджи, С. Боттаи, А. Бруно, А. Вакки, Е. Ваннуччини, С. А. Воронов, А. М. Гальпер, К. Де Сантис, В. Ди Феличе, Дж. Зампа, Н. Зампа, М. Казолино, Д. Кампана, П. Карлсон, Г. Каstellини, Ф. Кафанья, А. А. Квашинин, А. Н. Квашинин, С. А. Колдобский, И. А. Лагойда, А. А. Леонов, А. Г. Майоров, В. В. Малахов, М. Мартуччи, Л. Марчелли, М. Мерге, В. В. Михайлов, Е. Моккьютти, А. Монако, Н. Мори, Р. Мунини, Дж. Остериа, Б. Панико, П. Папини, П. Пикоцца, М. Риччи, С. Риччиарини, М. Симон, Р. Спарволи, П. Спиллантини, Ю. И. Стожков, Ю. Т. Юркин* 73

Изучение космических лучей с энергией выше 5 ЭэВ радиометодом

*И. С. Петров, С. П. Кнуренко* 79

Особенности форбуш-понижений по данным спутниковых и наземных детекторов

*И. А. Лагойда, С. А. Воронов, В. В. Михайлов* 86

Разработка годоскопа площадью  $\sim 10$  м<sup>2</sup> из дрейфовых трубок для регистрации космических мюонов

*М. Е. Баринин, В. В. Бирюков, А. А. Борисов, С. В. Ерин, Р. М. Фахрутдинов, А. П. Филлин, В. Н. Гушин, А. Н. Исаев, А. С. Кожин, А. В. Ларионов, Н. А. Шаланда, М. М. Солдатов, В. И. Якимчук* 91

### Теория

О классическом подходе к описанию диффузии космических лучей в турбулентной среде

*В. В. Учайкин, И. И. Кожемякин, В. А. Литвинов* 96

## Материалы 73-й международной конференции по ядерной физике

“ЯДРО-2023: Фундаментальные вопросы и приложения”, 9–13 октября 2023 г., Саров, Россия

## ЯДРА

### Теория

Магичность, радиусы нейтронных орбит  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$  и галоподобная структура в ядрах  $^{52,54}\text{Ca}$

*О. В. Беспалова, А. А. Климочкина* 102

Теоретическое исследование процесса радиационного захвата при столкновении ядер дейтерия

*А. С. Соловьев* 108

---

## ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

### Эксперимент

Происхождение сигналов, зарегистрированных 23 февраля 1987 г. в гравитационных антеннах  
*Н. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин*

113

### Теория

Описание эмиссии кумулятивных вторичных частиц в столкновениях тяжелых ионов  
промежуточных энергий на основе неравновесного гидродинамического подхода  
*А. Т. Дьяченко*

120

---

---

Памяти А.М. Гальпера посвящается

## ИЗОТОПЫ БОРА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ РАМЕЛА

© 2024 г. Э. А. Богомолов<sup>1), \*</sup>, Г. И. Васильев<sup>1)</sup>, В. Менн<sup>2)</sup>, О. Адриани<sup>3), 4)</sup>, Г. А. Базилевская<sup>5)</sup>, Дж. Барбарини<sup>6), 7)</sup>, Р. Белотти<sup>8), 9)</sup>, М. Боецио<sup>11)</sup>, В. Бонвичини<sup>11)</sup>, М. Бонджи<sup>3), 4)</sup>, С. Боттаи<sup>4)</sup>, А. Бруно<sup>8), 9)</sup>, А. Вакки<sup>11), 12)</sup>, Е. Ваннуччини<sup>4)</sup>, С. А. Воронов<sup>10)</sup>, А. М. Гальпер<sup>10)</sup>, К. Де Сантис<sup>13), 14)</sup>, В. Ди Феличе<sup>13), 15)</sup>, Дж. Зампа<sup>11)</sup>, Н. Зампа<sup>11)</sup>, М. Казолино<sup>13)</sup>, Д. Кампана<sup>7)</sup>, П. Карлсон<sup>16)</sup>, Г. Кастеллини<sup>17)</sup>, Ф. Кафанья<sup>9)</sup>, А. А. Квашнин<sup>5)</sup>, А. Н. Квашнин<sup>5)</sup>, С. А. Колдобский<sup>10)</sup>, И. А. Лагойда<sup>10)</sup>, А. А. Леонов<sup>10)</sup>, А. Г. Майоров<sup>10)</sup>, В. В. Малахов<sup>10)</sup>, М. Мартуччи<sup>14), 18)</sup>, Л. Марчелли<sup>14)</sup>, М. Мерге<sup>13), 14)</sup>, В. В. Михайлов<sup>10)</sup>, Е. Моккьютти<sup>11)</sup>, А. Монако<sup>8), 9)</sup>, Н. Мори<sup>4)</sup>, Р. Мунини<sup>11), 19)</sup>, Дж. Остериа<sup>7)</sup>, Б. Панико<sup>7)</sup>, П. Папини<sup>4)</sup>, П. Пикоцца<sup>13), 14)</sup>, М. Риччи<sup>18)</sup>, С. Риччиарини<sup>4)</sup>, М. Симон<sup>2)</sup>, Р. Спарволи<sup>13), 14)</sup>, П. Спиллантини<sup>3), 4)</sup>, Ю. И. Стожков<sup>5)</sup>, Ю. Т. Юркин<sup>10)</sup>

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.; после доработки 18.10.2023 г.; принята к публикации 18.10.2023 г.

В работе проведен новый анализ изотопного состава ядер бора (В) в галактических космических лучах (ГКЛ) в диапазоне жесткостей 1–5 ГВ (энергии ядер 0.1–1.5 ГэВ/нуклон) с использованием данных космического эксперимента РАМЕЛА 2006–2014 гг. о жесткости регистрируемых ядер и их скорости (времяпротонный анализ и ионизационные потери в многослойном калориметре прибора). Новые результаты эксперимента РАМЕЛА расширяют энергетический диапазон предшествующих измерений, согласуются с существующими немногочисленными данными и указывают на отклонения соотношений изотопов ядер В от данных моделирования GALPROP для ГКЛ, подобные отклонениям для изотопов Li и Be в данных РАМЕЛА, которые можно интерпретировать как свидетельство наблюдения на фоне ГКЛ вклада нескольких локальных источников от взрывов близких (сотни парсек) сверхновых.

DOI: 10.31857/S0044002724020016, EDN: KSAWPE

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В космическом эксперименте РАМЕЛА впервые обнаружены [1] источники позитронов с энергией свыше нескольких десятков ГэВ, вероятно связанные с генерацией пар  $e^+$ ,  $e^-$  вблизи пульсаров в остатках близких (~сотен парсек) сверхновых

(SNR) [2]. Потоки этих позитронов на порядки выше фона от галактических космических лучей (ГКЛ). Подобные объекты могут быть также источниками ядер, и их поиск возможен, в частности, путем анализа отклонений изотопного состава ядер от ожидаемого в ГКЛ из-за различия условий

<sup>1)</sup> Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.

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

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

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

<sup>5)</sup> Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

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

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

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

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

<sup>10)</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

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

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

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

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

<sup>15)</sup> Итальянское космическое агентство (ASI), Центр научной информации, Рим, Италия.

<sup>16)</sup> Королевский технологический институт, факультет физики и Центр физики космических частиц имени Оскара Кляйна, Стокгольм, Швеция.

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

<sup>18)</sup> Национальная лаборатория INFN в Фраскати, Фраскати, Италия.

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

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

распространения ядер. Скорее всего, потоки ядер, наблюдаемые в ГКЛ, являются смесью ГКЛ и космических лучей (КЛ) от локальных источников (ЛИ), которые могут возникать за счет ядерных взаимодействий ГКЛ с веществом SNR [3] либо генерироваться там за счет энергетики пульсаров. Предварительный изотопный анализ ядер В в гауссовом приближении был проведен нами при жесткостях 1–3.5 ГВ в 2018 г. [4]. В условиях собранной в эксперименте PAMELA статистики ядер Li и Be использование стандартных методов анализа изотопов показало ограниченность их применения [5]. В настоящем анализе использованы новые, нестандартные подходы, разработанные в ФТИ РАН.

## 2. МЕТОД АНАЛИЗА

Для изотопного анализа отбираются события, прошедшие без ядерных взаимодействий через времяпролетную систему (ToF) и более пяти слоев вольфрама в калориметре (Cal) спектрометра PAMELA. Анализ изотопов проводился в ФТИ с использованием собственного подхода [4, 6]. При анализе изотопов ядер лития (Li) и бериллия (Be) в условиях относительно низкой статистики обнаружилась ограниченность стандартного подхода [5].

Наряду с отличием экспериментальных распределений от гауссовых GEANT4-моделирование давало завышенный эффект от рассеяний ядер в материале прибора. Расчетное положение пиков изотопов и FWHM в распределениях по массе и потерях энергии в калориметре согласуется с полетными данными. Для разрешения проблемы в области перекрытия спектров изотопов в ФТИ при поиске изотопов  $^{14}\text{C}$  были впервые использованы распределения, полученные из полетных данных [6]. Последующий опыт анализа изотопов Li и Be выявил наряду с завышением при GEANT4-моделировании эффектов от рассеяния ядер в материале прибора асимметрию экспериментальных распределений. При селекции изотопов ядер  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  отдельно использовались правые (для  $^{10}\text{B}$ ) и левые (для  $^{11}\text{B}$ ) ветви суммарного распределения  $^{10}\text{B} + ^{11}\text{B}$ . Положение границы раздела ядер  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  в анализируемом распределении, где события левее границы считаются ядрами  $^{10}\text{B}$ , а правее — ядрами  $^{11}\text{B}$ , определяется тождеством числа событий в области перекрытия в расчетных “хвостах” для  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  [4]. В настоящей работе использован этот подход и полученные результаты вероятно наиболее реалистичны.

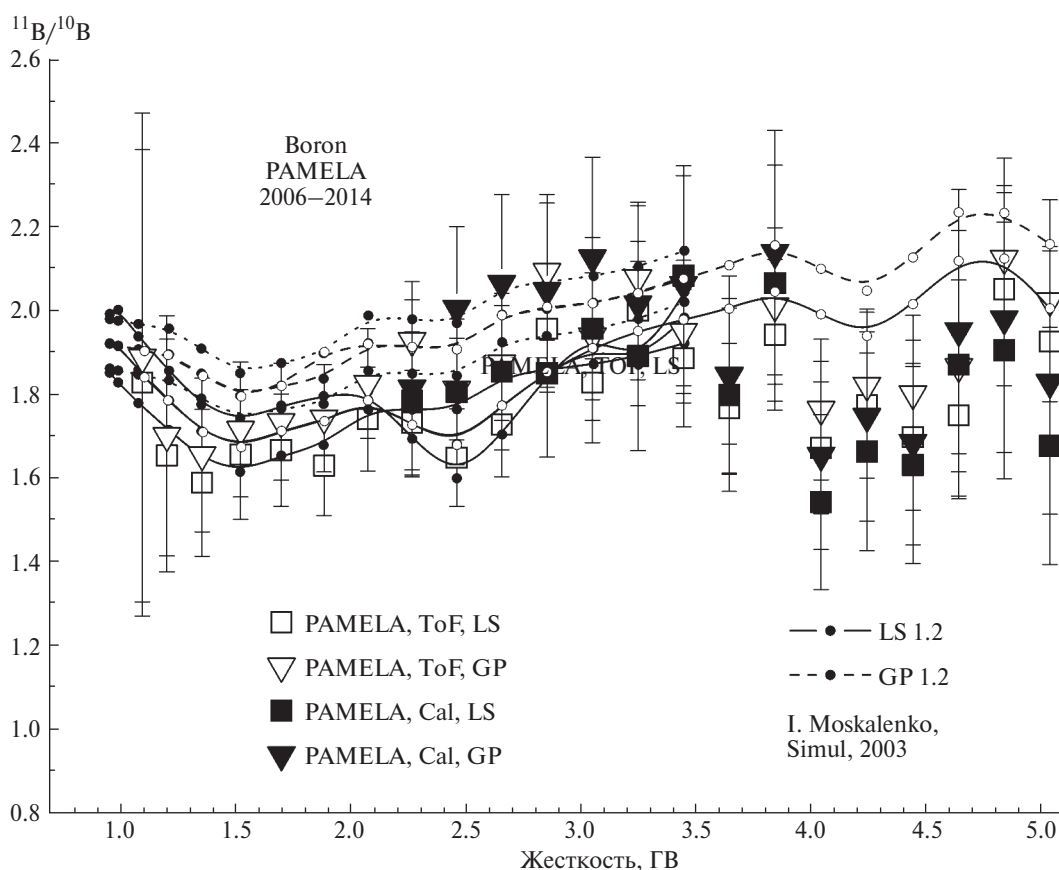


Рис. 1.  $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ -отношения в зависимости от жесткости ядер.

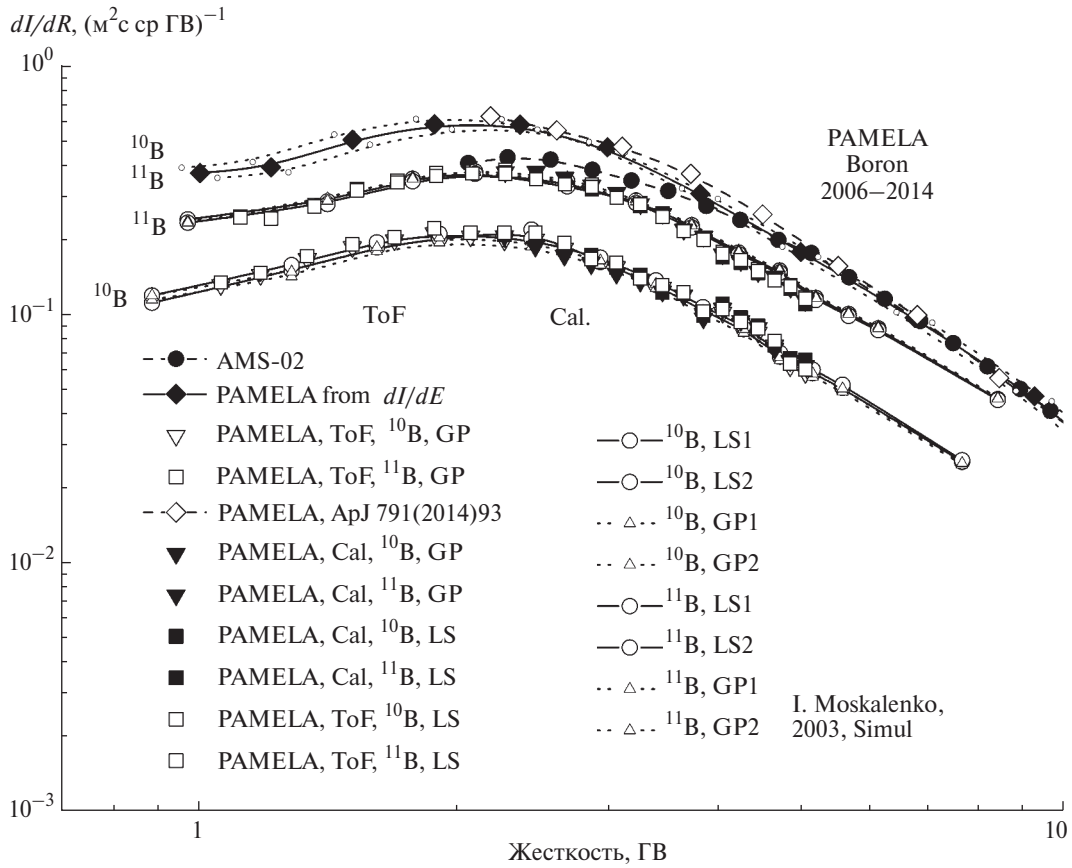


Рис. 2. Спектры ядер  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  в зависимости от жесткости.

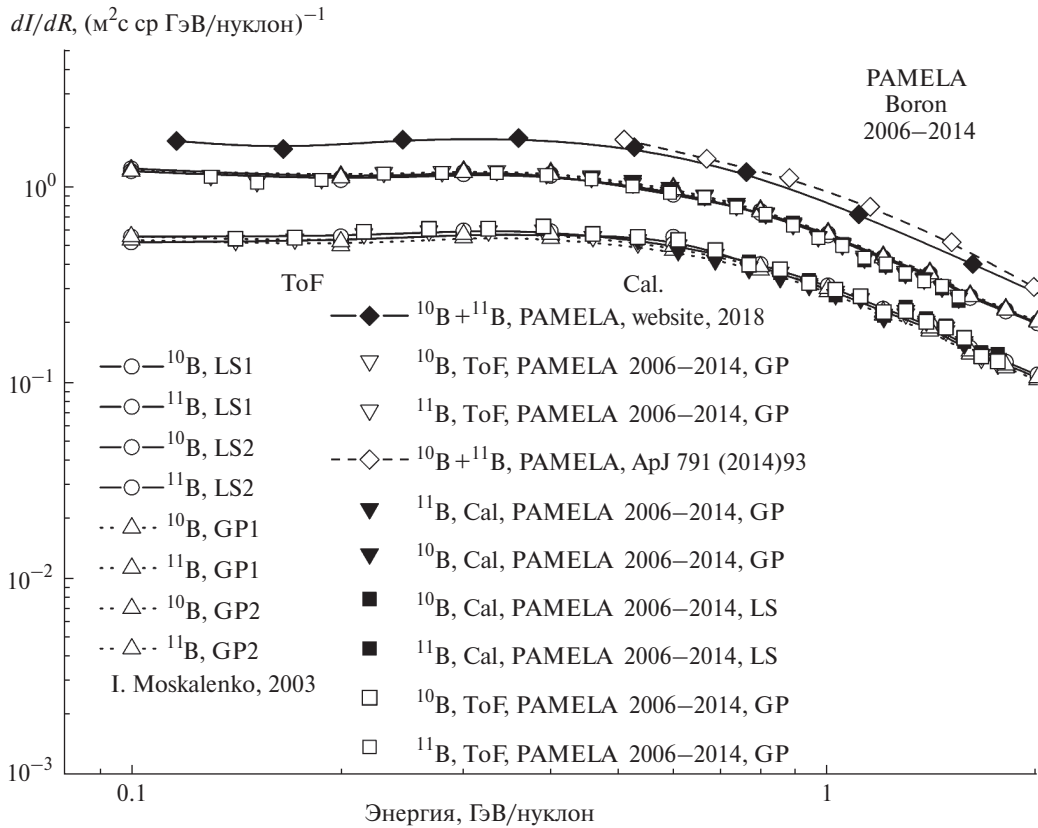


Рис. 3. Спектры ядер  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  в зависимости от энергии.

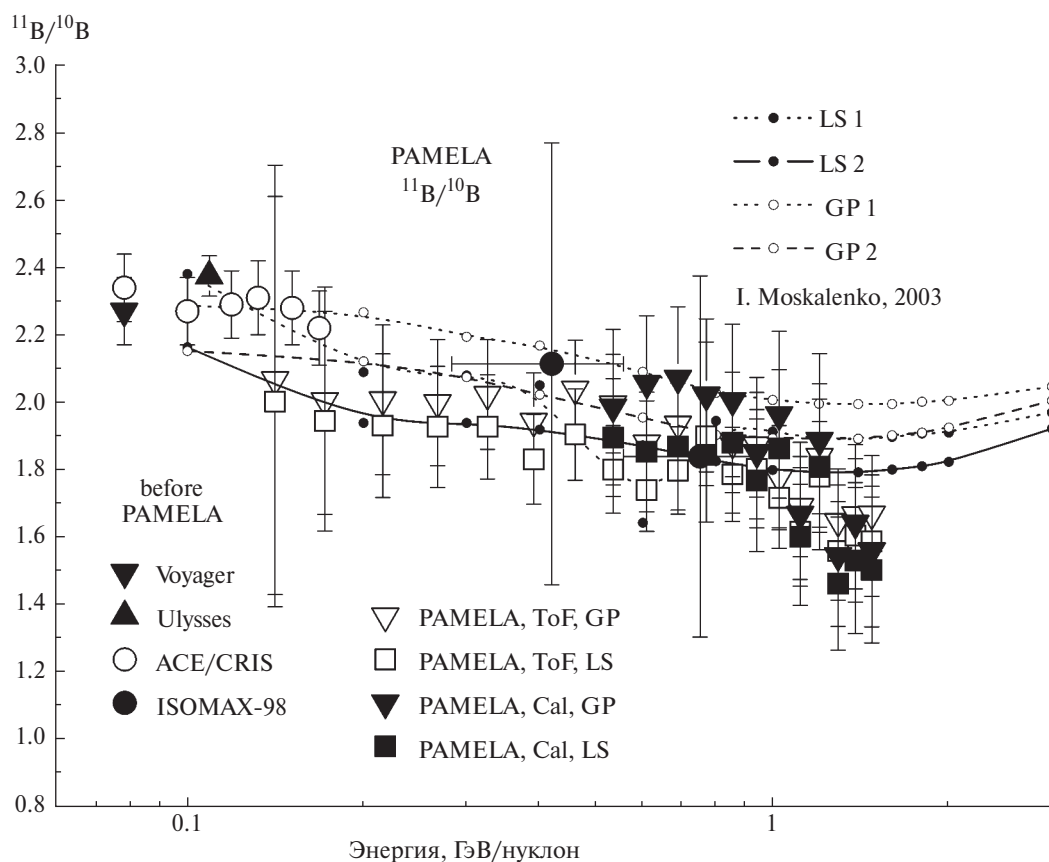


Рис. 4.  $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ -отношения в зависимости от энергии ядер.

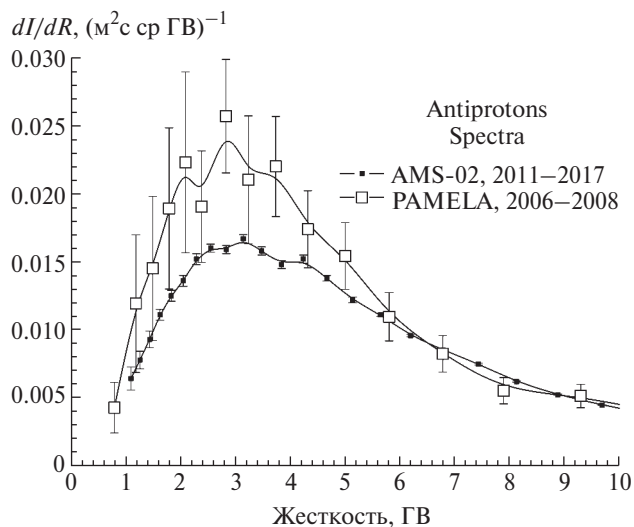


Рис. 5. AMS-02 и PAMELA, спектры антипротонов при жесткости 1–10 ГВ.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В результате анализа полетных данных эксперимента PAMELA, собранных в 2006–2014 гг., с использованием вышеупомянутого подхода в диапазоне жесткостей  $\sim 1$ –5 ГВ с шагом по жесткости

0.2 ГВ получены отношения  $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ , представленные на рис. 1. Данные позволяют получить спектры изотопов  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  в зависимости от жесткости, представленные на рис. 2, преобразовать их в энергетические спектры, показанные на рис. 3, и получить отношение  $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$  в зависимости от энергии, представленное на рис. 4. Изотопный анализ потоков ядер бора (B) в ГКЛ до эксперимента PAMELA был проведен для отношения  $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$  только в энергетической области  $\sim 0.08$ –0.17 ГэВ/нуклон в космических экспериментах Voyager 1 и 2, Ulysses, ACE/CRIS, а также измерен с точностью  $\sim 30\%$  в баллонном эксперименте ISOMAX-98 при энергии 0.28–0.56 и 0.56–0.95 ГэВ/нуклон [3, 7]. Результаты нового анализа полетных данных эксперимента PAMELA 2006–2014 гг. для изотопов B в КЛ согласуются в пределах статистических ошибок с немногочисленными данными ранних измерений [3, 7], сравниваются с результатами GALPROP-моделирования  $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$  в ГКЛ (GP на рис. 1–4) и генерации в локальных источниках (LS на рис. 1–4), но дают отклонение от предсказаний для соотношений этих изотопов в ГКЛ [3] и могут указывать на присутствие дополнительного низкоэнергетического компонента предположительно из ЛИ, таких как остатки близких сверхновых (SNRs). Отклонения от предсказаний GALPROP-моделирования

для ГКЛ наблюдаются для отношений  $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$  при жесткостях ядер  $\sim 1\text{--}2$  и  $\sim 3\text{--}5$  ГВ или при энергиях  $\sim 0.1\text{--}0.4$  и  $0.7\text{--}1.4$  ГэВ/нуклон. Аналогичная картина при анализе данных PAMELA получена нами для изотопов Li и Be [8]. Отклонения могут достигать  $\sim 20\text{--}30\%$  и не связаны со статистическими флуктуациями или методикой анализа. Также интересно, что согласно нашему анализу прецизионных данных AMS-02 [9, 10] данные экспериментов PAMELA и AMS-02 для антипротонов, представленные на рис. 5, и изотопов He в данных AMS-02 также могут указывать на подобные “волны” отклонений при жесткостях до  $\sim 5$  ГВ. Недавний анализ спектра ядер Fe [11] показал особенность при жесткостях менее  $\sim 2$  ГВ, которую авторы связывают с изотопом  $^{60}\text{Fe}$  из локальных источников. Наш анализ данных AMS-02 для спектра ядер Fe, отношений Fe/He, Fe/O и Fe/Si [12] указывает на такую особенность также при жесткостях  $\sim 3\text{--}5$  ГВ. Вероятными локальными источниками в SNRs особенностей изотопного состава и спектров при жесткостях до  $\sim 20$  ГВ, согласно нашему анализу, могут быть, в частности, близкие взрывы белых карликов в созвездии Vela на расстоянии 200–250 пк. При жесткостях менее 5 ГВ часть наблюдаемых антипротонов может быть при этом из локальных источников.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаруженные при анализе данных эксперимента PAMELA для изотопов B при жесткостях  $\sim 1\text{--}5$  ГВ отклонения изотопного состава от ожидаемого для ГКЛ являются вероятным указанием на вклад локальных источников с эффектом на уровне десятков процентов. Данные для соотношений  $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$  получены в хорошем согласии двумя независимыми методами (анализ данных TOF и калориметра), хорошо согласуются с немногочисленными результатами существующих измерений [3, 7], что повышает их достоверность. Наш анализ данных AMS-02 при жесткостях  $\sim 30\text{--}1000$  ГВ для позитронов, антипротонов и ядер от H до Fe [9] указывает на коррелированные подъемы интенсивности с эффектом на уровне единиц процентов от ГКЛ, которые могут быть связаны с обычными вторичными ядерными взаимодействиями и процессами ускорения в остатках близких SNRs, и складывается впечатление, что данные AMS-02 для антипротонов и позитронов не связаны с проблемой природы темной материи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaia, R. Bellotti, M. Boezio, E. A. Bogomolov, L. Bonechi, M. Bongi, V. Bonvicini, S. Bottai, A. Bruno, F. Cafagna, D. Campana, P. Carlson, M. Casolino, G. Castellini, *et al.*, *Nature* **458**, 607 (2009).
2. A. E. Petrov, A. M. Bykov, and S. M. Osipov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1697**, 012002 (2020).
3. I. V. Moskalenko, A. W. Strong, S. G. Mashnik, and F. C. Jones, *astro-ph/0306349*.
4. E. A. Bogomolov, G. I. Vasilyev, W. Menn, and S. A. Voronov (on behalf of the PAMELA Collab.), *Phys. At. Nucl.* **82**, 704 (2019).
5. W. Menn, E. A. Bogomolov, M. Simon, G. Vasilyev, O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaia, R. Bellotti, M. Boezio, M. Bongi, V. Bonvicini, S. Bottai, A. Bruno, F. Cafagna, D. Campana, P. Carlson, *et al.*, *Astrophys. J.* **862**, 141 (2018).
6. Э. А. Богомолов, Г. И. Васильев, В. Менн, Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 466 (2021) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. Sci.: Phys.* **85**, 341 (2021)].
7. T. Hams, L. M. Barbier, M. Bremerich, E. R. Christian, G. A. de Nolfo, S. Geier, H. Göbel, S. K. Gupta, M. Hof, W. Menn, R. A. Mewaldt, J. W. Mitchell, S. M. Schindler, M. Simon, and R. E. Streitmatter, *Astrophys. J.* **611**, 892 (2004).
8. Э. А. Богомолов, Г. И. Васильев, В. Менн, О. Адриани, Г. А. Базилевская, Дж. Барбарино, Р. Белотти, М. Боецио, В. Бонвичини, М. Бонджи, С. Боттаи, А. Бруно, А. Вакки, Е. Ваннуччини, С. А. Воронов, А. М. Гальпер и др., Изв. РАН. Сер. физ. **87**, 918 (2023) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **87**, 863 (2023)].
9. M. Aguilar, L. Ali Cavazonza, G. Ambrosi, L. Aruda, N. Attig, F. Barao, L. Barrin, A. Bartoloni, S. Başeğmez-du Pree, J. Bates, R. Battiston, M. Behlmann, B. Beischer, J. Berdugo, B. Bertucci, V. Bindi, *et al.*, *Phys. Rep.* **894**, 1 (2021), Supplemental material and data.
10. M. Aguilar *et al.* (AMS Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **123**, 181102 (2019), Supplemental material and data.
11. M. J. Boschini, S. Della Torre, M. Gervasi, D. Grandi, G. Jóhannesson, G. La Vacca, N. Masi, I. V. Moskalenko, S. Pensotti, T. A. Porter, L. Quadrani, P. G. Rancoita, D. Rozza, and M. Tacconi, *Astrophys. J.* **913**, 5 (2021).
12. M. Aguilar *et al.* (AMS Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 041104 (2021), Supplemental material and data.



## BORON ISOTOPES IN THE PAMELA EXPERIMENT

© 2024 E. A. Bogomolov<sup>1</sup>, G. I. Vasilyev<sup>1</sup>, W. Menn<sup>2</sup>, O. Adriani<sup>3,4</sup>, G. A. Bazilevskaya<sup>5</sup>, G. C. Barbarino<sup>6,7</sup>, R. Bellotti<sup>8,9</sup>, M. Boezio<sup>11</sup>, V. Bonvicini<sup>11</sup>, M. Bonghi<sup>3,4</sup>, S. Bottai<sup>4</sup>, A. Bruno<sup>8,9</sup>, A. Vacchi<sup>11,12</sup>, E. Vannuccini<sup>4</sup>, A. M. Galper<sup>10</sup>, C. De Santis<sup>13,14</sup>, V. Di Felice<sup>13,15</sup>, G. Zampa<sup>11</sup>, N. Zampa<sup>11</sup>, M. Casolino<sup>13</sup>, D. Campana<sup>7</sup>, P. Carlson<sup>16</sup>, G. Castellini<sup>17</sup>, F. Cafagna<sup>9</sup>, A. A. Kvashnin<sup>5</sup>, A. N. Kvashnin<sup>5</sup>, S. A. Koldobskiy<sup>10</sup>, I. A. Lagoida<sup>10</sup>, A. A. Leonov<sup>10</sup>, A. G. Mayorov<sup>10</sup>, V. V. Malakhov<sup>10</sup>, M. Martucci<sup>14,18</sup>, L. Marcelli<sup>14</sup>, M. Merge<sup>13,14</sup>, V. V. Mikhailov<sup>10</sup>, E. Mocchiutti<sup>11</sup>, A. Monaco<sup>8,9</sup>, N. Mori<sup>4</sup>, R. Munini<sup>11,19</sup>, G. Osteria<sup>7</sup>, B. Panico<sup>7</sup>, P. Papini<sup>4</sup>, P. Picozza<sup>13,14</sup>, M. Ricci<sup>18</sup>, S. B. Ricciarini<sup>4</sup>, M. Simon<sup>2</sup>, R. Sparvoli<sup>13,14</sup>, P. Spillantini<sup>3,4</sup>, Y. I. Stozhkov<sup>5</sup>, S.A. Voronov<sup>10</sup>, Y. T. Yurkin<sup>10</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Institute 194021, Saint-Petersburg, Russia

<sup>2</sup> University Siegen, 57068, Siegen, Germany

<sup>3</sup> University of Florence, Department of Physics, I-50019 Sesto Fiorentino, Florence, Italy

<sup>4</sup> INFN, Sezione di Florence, I-50019 Sesto Fiorentino, Florence, Italy

<sup>5</sup> Lebedev Physical Institute, RU-119991 Moscow, Russia

<sup>6</sup> University of Naples "Federico II", Department of Physics, I-80126 Naples, Italy

<sup>7</sup> INFN, Sezione di Naples, I-80126 Naples, Italy

<sup>8</sup> University of Bari, Department of Physics, I-70126 Bari, Italy

<sup>9</sup> INFN, Sezione di Bari, I-70126 Bari, Italy

<sup>10</sup> National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), RU-115409 Moscow, Russia

<sup>11</sup> INFN, Sezione di Trieste, I-34149 Trieste, Italy

<sup>12</sup> University of Udine, Department of Mathematics and Informatics, I-33100 Udine, Italy

<sup>13</sup> INFN, Sezione di Rome "Tor Vergata", I-00133 Rome, Italy

<sup>14</sup> University of Rome "Tor Vergata", Department of Physics, I-00133 Rome, Italy

<sup>15</sup> Agenzia Spaziale Italiana (ASI) Science Data Center, I-00133 Rome, Italy

<sup>16</sup> KTH Royal Institute of Technology, Department of Physics, and the Oskar Klein Centre for Cosmoparticle Physics, AlbaNova University Centre, SE-10691 Stockholm, Sweden

<sup>17</sup> IFAC, I-50019 Sesto Fiorentino, Florence, Italy

<sup>18</sup> INFN, Laboratori Nazionali di Frascati, I-00044 Frascati, Italy

<sup>19</sup> University of Trieste, Department of Physics, I-34147 Trieste, Italy

In this work, a new analysis of the isotopic composition of boron nuclei (B) in galactic cosmic rays (GCR) in the range of rigidities of 1–5 GV (nuclear energies 0.1–1.5 GeV/nucleon) was carried out using data from the PAMELA space experiment 2006–2014 on the rigidity of detected nuclei and their velocity (time-of-flight analysis and ionization losses in the instrument's multilayer calorimeter). The new results of the PAMELA experiment expand the energy range of previous measurements, are consistent with the few existing data, and indicate deviations of the B isotope ratios from the GALPROP simulation data for the GCR, similar to the deviations for the Li and Be isotopes in the PAMELA data, which can be interpreted as evidence of observation against the background of the GCR the contribution of several local sources from explosions of nearby (hundreds of parsec) supernovae.

## ИЗУЧЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 5 ЭэВ РАДИОМЕТОДОМ

© 2024 г. И. С. Петров<sup>1)</sup>, \*, С. П. Кнуренко<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 09.10.2023 г.; после доработки 09.10.2023 г.; принята к публикации 09.10.2023 г.

На Якутской установке с 1986 г. было начато регулярное измерение радиоизлучения, генерируемое релятивистскими частицами ШАЛ. В результате изучения шумового поля в районе установки была выбрана частота регистрации 30–35 МГц, так как на этой частоте шумы были минимальными. За это время были зарегистрированы ливни с максимальными энергиями в 100 ЭэВ. Совместное изучение заряженных частиц, черенковского света ШАЛ и радиоизлучения показало, что амплитуда радиосигнала пропорциональна энергии ливня, а форма пространственного распределения радиоизлучения на уровне моря связана с максимумом развития каскада частиц ливня. По этим характеристикам с применением расчетов по модели QGSjetII-04 была дана оценка атомного веса первичных частиц, образующих ШАЛ.

DOI: 10.31857/S0044002724020029, EDN: KRWDGO

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Детектирование космических лучей (КЛ) сверхвысоких энергий осуществляется с помощью традиционных методов регистрации ионизирующего излучения, в основе которых лежит применение сцинтилляционных и других счетчиков [1]. Из-за крайне низкой интенсивности КЛ сверхвысоких и предельных энергий на 1 км<sup>2</sup> падает одна частица с энергией 10<sup>19</sup> эВ в год [2], на современных установках для регистрации таких ливней количество счетчиков может быть велико, а площади установок могут достигать до 3000 км<sup>2</sup>. За 50 лет, прошедших с момента регистрации первого события КЛ с энергией выше 10<sup>20</sup> эВ (1962 г., детектор Volcano Ranch, США [3]), на пяти крупнейших установках космических лучей удалось зарегистрировать лишь около десяти событий ШАЛ с энергией  $E \geq 10^{20}$  эВ и менее сотни событий с  $E \geq 5 \times 10^{19}$  эВ. Для детального изучения КЛ таких энергий необходимо значительно увеличить статистику ливней. Существующие установки близки к пределу по площади обзора, достижимой на уровне моря. По-видимому, дальнейшее расширение энергетического диапазона экспериментальных установок и увеличение статистики КЛ предельных энергий могут быть связаны с детектированием КЛ установками, созданными в космическом пространстве [2]. Как показали первые наблюдения, этот вид регистрации ШАЛ имеет практическую перспективу. Не

требует сложной аппаратной части при регистрации ШАЛ и является менее затратным в финансовом отношении.

Радиоизлучение ШАЛ было впервые зарегистрировано в Америке Джелли и др. в 1965 г. на частоте 44 МГц [4]. С тех пор с разной периодичностью радиоизлучение исследуется на малых и крупных установках ШАЛ. Целью этих исследований является установление механизмов генерации радиоизлучения ШАЛ и применения его как независимого метода для изучения характеристик ШАЛ сверхвысоких и предельных энергий вплоть до энергий 10<sup>20</sup> эВ.

Радиометод основан на регистрации радиоизлучения, генерируемого при движении заряженных частиц ШАЛ в магнитном поле Земли [5, 6], и эффекте Аскарьяна [7]. Вклад обоих механизмов зависит от условий развития ШАЛ в атмосфере: глубины максимума развития, направления прихода и энергии первичной частицы ливня.

Зависимость радиоизлучения от развития электромагнитного каскада ШАЛ в атмосфере и величины магнитного поля вблизи уровня наблюдения позволяет определить энергию ливня независимо от других методов регистрации ШАЛ. Радиоизлучение также чувствительно к продольному развитию ливня [8], что позволяет по измеренному радиоизлучению ШАЛ определить глубину максимума развития ливня  $X_{\max}$ .

Первые измерения радиоизлучения от ливней сверхвысокой энергии, проведенные в 1986–1989 гг. на Якутской комплексной установке широких атмосферных ливней, показали перспективность

<sup>1)</sup>Институт космофизических исследований и аэронауки имени Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия.

\*E-mail: igor.petrov@ikfia.ysn.ru

таких измерений на частоте 30–35 МГц. За это время был набран массив экспериментальных данных, анализ которых позволил получить первые представления о характере затухания радиосигнала, амплитуде и флуктуациях сигнала в зависимости от мощности  $N_{el}$  и расстояния до оси ливня  $R_{x,y}$ . На установке впервые было зарегистрировано радиоизлучение в ливнях с энергией выше  $10^{19}$  эВ и даже  $10^{20}$  эВ. В частности, 07.05.1989 г. на Якутской установке ШАЛ было зарегистрировано радиоизлучение в ливне с максимальной энергией  $\sim 2 \times 10^{20}$  эВ [9, 10].

## 2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ РЕГИСТРАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

В середине 1980-х гг. на Якутской установке была введена в эксплуатацию радиоустановка на частоте регистрации 30–35 МГц, которая представляла независимый метод регистрации ШАЛ [9]. Всего было установлено 10 антенн. Расстояние между антеннами было 50, 100, 200, 300 и 500 м на площади примерно  $0.35 \text{ км}^2$ . Антенны представляли собой два полуволновых диполя с диаграммой направленности Восток–Запад и Север–Юг, поднятые на высоту  $\lambda/4$ . В ходе первых наблюдений по регистрации радиоизлучения в 1986–1989 гг. были зарегистрированы сигналы в 6250 ливнях с энергией выше  $10^{17}$  эВ, в том числе несколько событий с  $E_0 \geq 10^{19}$  эВ [11].

В 2009 г. на Якутской установке ШАЛ были возобновлены наблюдения радиоизлучения, для

этого были установлены шесть антенн [12]. Приемные антенны для регистрации радиоизлучения располагались на расстоянии 300, 350 и 500 м от центра установки. Регистрация радиоизлучения ШАЛ, как и в первом случае, проводилась на частоте 30–35 МГц [13]. Для регистрации радиоизлучения ШАЛ также были выбраны полуволновые диполи (рис. 1), поднятые на высоту  $\lambda/4$  от земли. Одна антенна была ориентирована в направлении Восток–Запад (по магнитному параллели), другая на Север–Юг (по магнитному меридиану).

Радиоизлучение ШАЛ регистрировалось при наличии одного из двух триггеров Якутской установки: триггер от сцинтилляционных детекторов, расположенных на удалении друг от друга 500 м, и триггер от детекторов черенковского света ШАЛ, расположенных на удалении друг от друга на 50, 100, 250 м.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Функция пространственного распределения радиоизлучения

Для построения средней функции пространственного распределения (ФПР) радиоизлучения ШАЛ из базы данных был отобран 421 ливень. Ливни были зарегистрированы в период 2009–2012 гг. и отбирались по следующим критериям: оси ливней должны находиться в круге 500 м от центра радиоустановки, энергия ливней  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ, зенитный угол  $\theta \leq 60^\circ$  и амплитуда сигнала должна была в 5 раз превышать амплитуду шумов.

Затем ливни были разбиты на три интервала по энергии:  $(1-4) \times 10^{17}$ ,  $(4-8) \times 10^{17}$ ,  $(8-12) \times 10^{17}$  эВ. Полученное в каждом интервале по энергии облако точек разбивалось с равномерным шагом по расстоянию,  $\Delta \lg R = 0.4$ , и затем с учетом спадающего



Рис. 1. Антенна для регистрации радиоизлучения на Якутской установке.

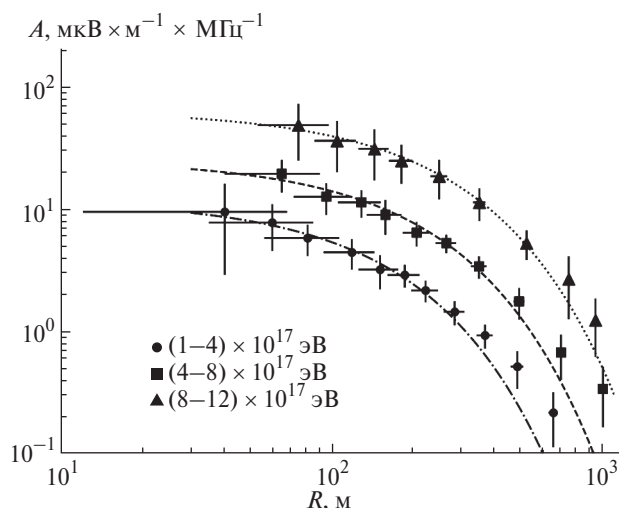


Рис. 2. ФПР радиоизлучения на частоте 30–35 МГц в ливнях с энергиями  $(1-4) \times 10^{17}$  эВ,  $(4-8) \times 10^{17}$  эВ и  $(8-12) \times 10^{17}$  эВ.

**Таблица 1.** Список ливней с радиоизлучением с энергией выше  $10^{19}$  эВ

Дата	$\theta$ , град	$\phi$ , град	$E_0$ , эВ	$A$ , мкВ $\times$ м $^{-1}$ $\times$ МГц $^{-1}$	$R$ , м
16.11.86	74	180	$3.1 \times 10^{19}$	58	300
16.12.87	71	178	$3 \times 10^{19}$	40	367
21.02.88	70	210	$10^{19}$	3.1, 3.8	1030, 950
09.03.88	36	125	$9 \times 10^{18}$	6.2	792
07.05.89	59	168	$2 \times 10^{20}$	62.5	750
10.03.2011	51	239	$1.1 \times 10^{19}$	89, 43, 5.8	350, 413, 604
16.05.2011	69	99	$1.6 \times 10^{19}$	33, 29, 40	501, 564, 479
31.12.2011	15	165	$1.1 \times 10^{19}$	1.2, 1.0, 2.9	950, 980, 860
12.04.2012	8	222	$1.3 \times 10^{19}$	4.1, 2.8, 6.0	762, 785, 626
04.05.2013	46	295	$1.1 \times 10^{19}$	5.3, 6.0, 12	776, 768, 368
12.12.2013	15	297	$1.2 \times 10^{19}$	5.1, 8.4, 3.6	855, 806, 988
03.10.2013	21	21	$1.1 \times 10^{19}$	9.1, 11, 2.7	419, 396, 815
22.03.2013	46	4	$1.8 \times 10^{19}$	41, 48, 78	418, 432, 366
02.01.2014	48	207	$7.9 \times 10^{19}$	16.3, 19.4	1013, 988
22.01.2014	47	189	$1.1 \times 10^{19}$	107.6, 119.6	297, 266
05.02.2014	26	343	$3.5 \times 10^{19}$	3.4, 5.6	671, 627
02.03.2014	30	217	$1.2 \times 10^{19}$	4.9, 6.0, 7.8	782, 749, 708
04.01.2018	26	211	$1.6 \times 10^{19}$	1.3	1038
05.01.2018	45	303	$2.1 \times 10^{19}$	180, 150	106, 118

локального градиента подсчитывалась средневзвешенная амплитуда [14]. Результаты зависимости амплитуды от расстояния для каждого из интервалов по энергии показаны на рис. 2.

Кривыми на рисунке показана аппроксимация вида

$$A = \epsilon \exp\left(-\frac{R}{R_0}\right), \quad (1)$$

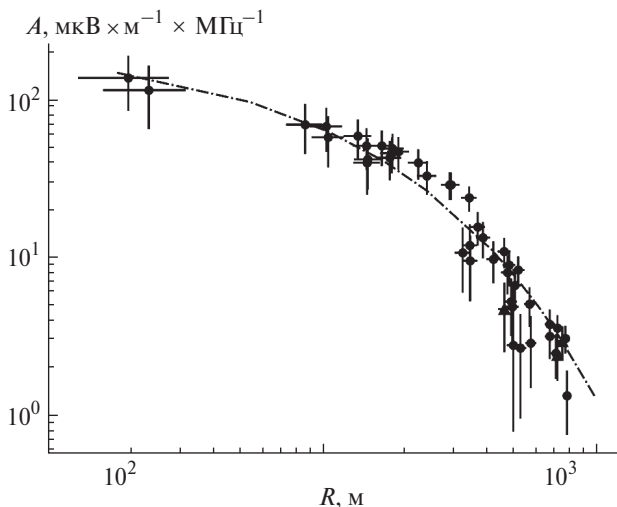
где  $A$  — амплитуда сигнала;  $\epsilon$  — коэффициент пропорциональности (зависит от энергии);

$R$  — расстояние от оси ливня до антенны радиоизлучения;  $R_0$  — показатель наклона.

На рис. 3 показано пространственное распределение радиосигналов, зарегистрированное в ливнях с энергиями выше  $10^{19}$  эВ (табл. 1). Большая часть ливней имеет энергии  $10^{19} - 3.5 \times 10^{19}$  эВ и два ливня с энергией выше  $10^{20}$  эВ [15]. Точки нормированы на среднюю энергию  $\langle E_0 \rangle = 1.5 \times 10^{19}$  эВ и приведены к среднему зенитному углу  $\langle \theta \rangle = 43^\circ$ . Данные представлены в логарифмическом масштабе. Кривой показана аппроксимация точек согласно формуле (1). Сигналы ливней с энергией  $10^{20}$  эВ обозначены треугольниками. Горизонтальной линией показаны ошибки лоцирования оси ливня, а вертикальными — ошибки измерения сигнала радиоизлучения ШАЛ.

### 3.2. Оценка энергии ливня

Для нахождения корреляции амплитуды радиосигнала от энергии ШАЛ были использованы ливни, совместно зарегистрированные детекторами черенковского света и антеннами радиоизлучения. Энергия определялась по потоку черенковского света ШАЛ на расстоянии 400 м от оси ливня [16]. Амплитуда радиоизлучения бралась на расстоянии 350 м по направлению Восток—Запад. Большинство отобранных для анализа ШАЛ зарегистрировано в сезонах 2009–2012 гг. Ливни с максимальной энергией выше  $10^{19}$  эВ взяты из наблюдений в сезонах 1987–1989 и 2009–2018 гг. На рис. 4 показана корреляция энергии ШАЛ  $E_0$  и амплитуды радиосигнала  $A_{\max}$ . Здесь энергия определялась по полному потоку черенковского света ШАЛ.



**Рис. 3.** ФПР ливней с энергией  $E \geq 10^{19}$  эВ. Точки нормированы на среднюю энергию  $\langle E_0 \rangle = 1.5 \times 10^{19}$  эВ и приведены к среднему зенитному углу  $\langle \theta \rangle = 43^\circ$ . Данные представлены в логарифмическом масштабе.

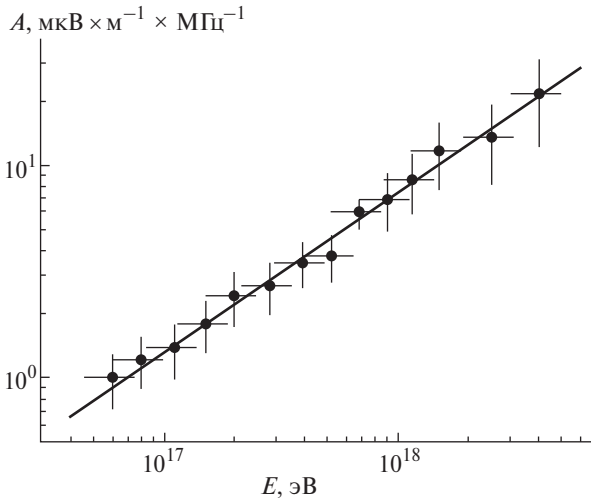


Рис. 4. Зависимость амплитуды радиосигнала  $A_{\max}$  от энергии, определенной по потоку черенковского света ШАЛ на расстоянии 400 м от оси ливня.

Аппроксимация экспериментальных данных степенной функцией дает следующую эмпирическую формулу связи амплитуды радиосигнала с энергией ливня со значением  $\chi^2 = 0.13$ :

$$A_{EW} = (1.35 \pm 0.06) \left( \frac{E_0}{10^{17}} \text{эВ} \right)^{0.74 \pm 0.03}. \quad (2)$$

### 3.3. Глубина максимума развития ШАЛ

Глубина максимума развития ШАЛ  $X_{\max}$  на Якутской установке определяется из каскадной кривой, восстановленной по ФПР черенковского света методом решения обратной задачи [17]. Алгоритм детально описан в работах [18, 19]. Суть метода состоит в следующем. Плотность потока черенковского света ШАЛ можно представить

в виде уравнения Фредгольма первого типа ((3), см. ниже). Это основа данного алгоритма, который в нашем случае решался адаптивным методом [20]:

$$Q_{\text{exp}} = \delta_Q + \int_{X_1}^{X_2} G(R, X / X_2) N(E_0, X) K(\lambda, X) dX, \quad (3)$$

где  $G(R, X/X_2)$  — функция, которая определяется пространственно-угловым распределением электронов и в частично электрон-фотонном каскаде;  $N(E_0, X)$  — каскадная кривая;  $\delta_Q$  — уровень “шумов”, зависящий от неопределенности измерений, статистической обработки данных, функции  $G(R, X/X_2)$  и т.п.;  $K(\lambda, X)$  — коэффициент пропускания атмосферы;  $X_1$  и  $X_2$  — верхний и нижний пределы атмосферы.

Как видно из формулы (3), метод учитывает физику развития электрон-фотонной компоненты и характеристики атмосферных условий в период регистрации черенковского излучения [21].

Далее для каждого ливня была получена эмпирическая связь формы ФПР черенковского света  $P(Q200/Q550)$ , где  $Q200$  и  $Q550$  — плотности потока черенковского света ШАЛ на расстоянии 200 и 550 м от оси ливня, с  $X_{\max}$  [22].

Аналогично для нахождения связи между радиоизлучением и  $X_{\max}$  использовались ливни с энергией выше  $10^{17}$  эВ и амплитудами выше уровня шумов в 5 раз, которые были одновременно зарегистрированы детекторами черенковского света и радиоантеннами. Таким образом, был отобран 421 ливень. Полная статистика ливней приводится в табл. 2. На Якутской установке, таким образом, была установлена эмпирическая связь  $X_{\max}$  с отношением амплитуд радиосигнала, измеренными на расстояниях 80–200 м и 175–725 м. Корреляция  $X_{\max}$  с параметром  $P_1 = A(80) / A(200)$  и  $P_2 = A(175) / A(725)$

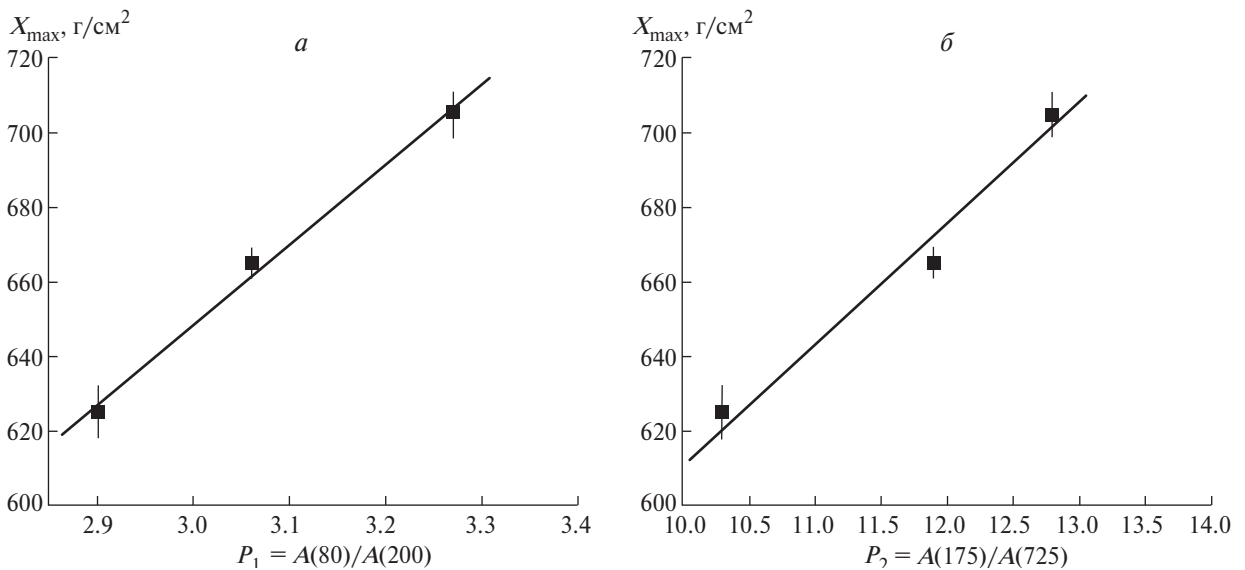


Рис. 5. Корреляция  $X_{\max}$  с отношением амплитуд радиосигнала, измеренных на разных расстояниях от оси ШАЛ: а — на расстоянии 80 и 200 м; б — на расстояниях 175 и 725 м.

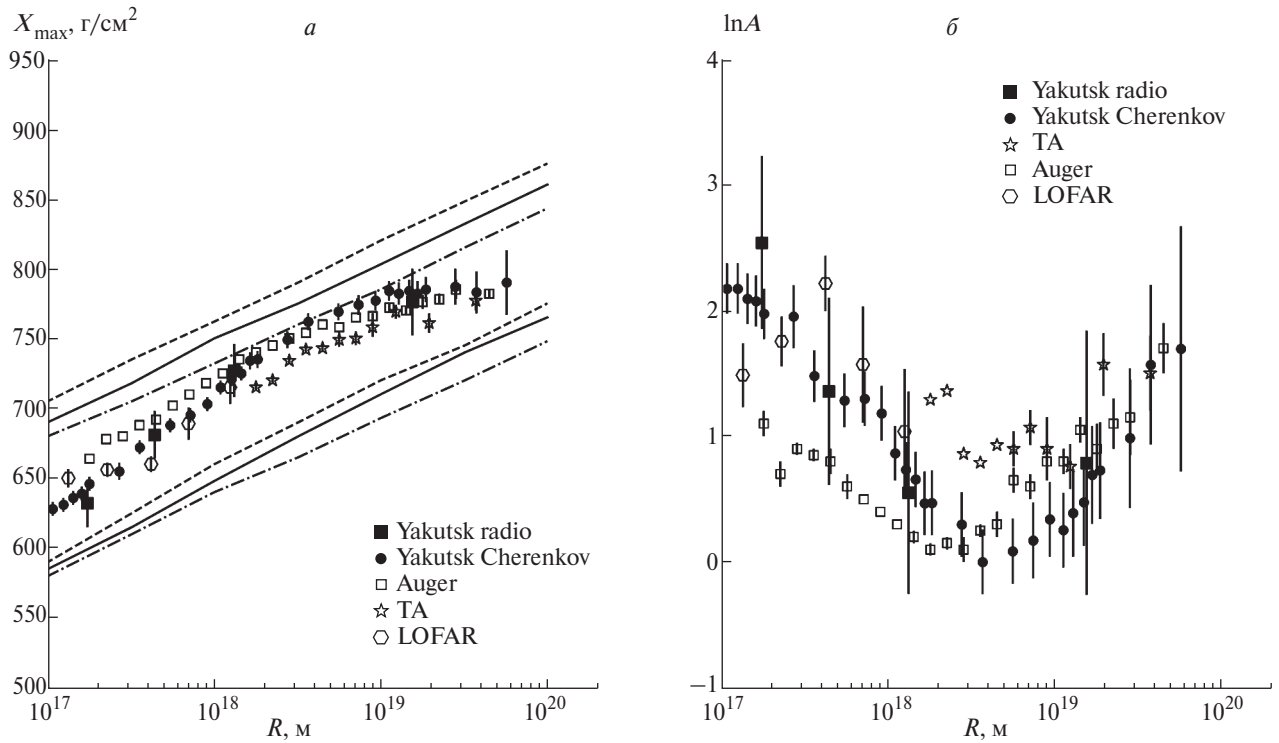


Рис. 6. *a* — зависимость  $X_{\max}$  от энергии; *б* — зависимость массового состава  $\langle \ln A \rangle$  от энергии.

показана на рис. 5. Прямыми линиями на рис. 5 показаны аппроксимации данных простой линейной функцией вида

$$X_{\max} = (8 \pm 28) + P_1(217 \pm 11), \quad (4)$$

$$X_{\max} = (281 \pm 9) + P_2(33 \pm 2). \quad (5)$$

Далее формулы (4) и (5) использовались для определения  $X_{\max}$  в индивидуальных событиях ШАЛ. Точность, с которой определялась глубина максимума  $X_{\max}$ , находилась в пределах 20–35 г/см<sup>2</sup> для высот максимума ливня 600–790 г/см<sup>2</sup>. С приближением  $X_{\max}$  к уровню моря точность

определения  $X_{\max}$  ухудшается. Средние значения  $X_{\max}$ , определенные в разных интервалах по энергии, даны на рис. 6, *a*.

### 3.4. Массовый состав

Для определения глубины максимума развития ШАЛ  $X_{\max}$  была использована связь формы ФПР с продольным развитием ливня в атмосфере, описанного в работе [22]. Зная средние значения глубины максимума  $\langle X_{\max} \rangle$  и средние значения  $X_{\max}$  для протона и ядра железа по модели адронных взаимодействий QGSJetII-04 [23], можно определить значения  $\langle \ln A \rangle$  методом интерполяции по формуле (6) [24, 25]:

$$\langle \ln A \rangle = \frac{X_{\max}^{\text{exp}} - X_{\max}^p}{X_{\max}^{\text{Fe}} - X_{\max}^p} \ln A_{\text{Fe}}, \quad (6)$$

где  $X_{\max}^{\text{exp}}$  — глубина максимума развития, определенная из эксперимента;  $\ln A_{\text{Fe}}$  — натуральный логарифм атомной массы железа.

Значения  $\langle \ln A \rangle$  для разных энергий показаны на рис. 6, *б* в сравнении с данными черенковских детекторов Якутской установки [26], ТА [27] и Оже [28]. Как видно, данные по радиоизлучению согласуются с другими экспериментами.

По данным измерения радиоизлучения ШАЛ на Якутской установке видно, что для области энергии меньше 10<sup>17</sup> эВ массовый состав космических лучей более тяжелый, а в области энергий 10<sup>17</sup>–10<sup>19</sup> эВ состав становится более легким.

**Таблица 2.** Статистика зарегистрированных ливней по сезонам регистрации на Якутской установке (*t* — время работы установки (часы);  $N_{\text{EAS}}$  — полное число событий ШАЛ;  $t_{\text{Cher}}$  — время работы Малой черенковской установки (часы);  $N_{\text{Cher}}$  — число черенковских событий;  $N_{\text{rad}}$  — число событий с радиоизлучением)

Сезон	<i>t</i> , ч	$N_{\text{EAS}}$	$N_{\text{Cher}}$	$t_{\text{Cher}}$ , ч	$N_{\text{rad}}$
2009–2010	6154.14	113138	9897	621.78	822
2010–2011	6455.25	137830	8611	508.39	1017
2011–2012	6533.94	155351	9227	482.11	1183
2012–2013	6515.54	149381	10219	591.77	1151
2013–2014	6446.44	147589	7164	396.00	1123
2014–2015	6365.05	140101	7838	429.34	840
2015–2016	5671.43	127490	4819	314.60	867

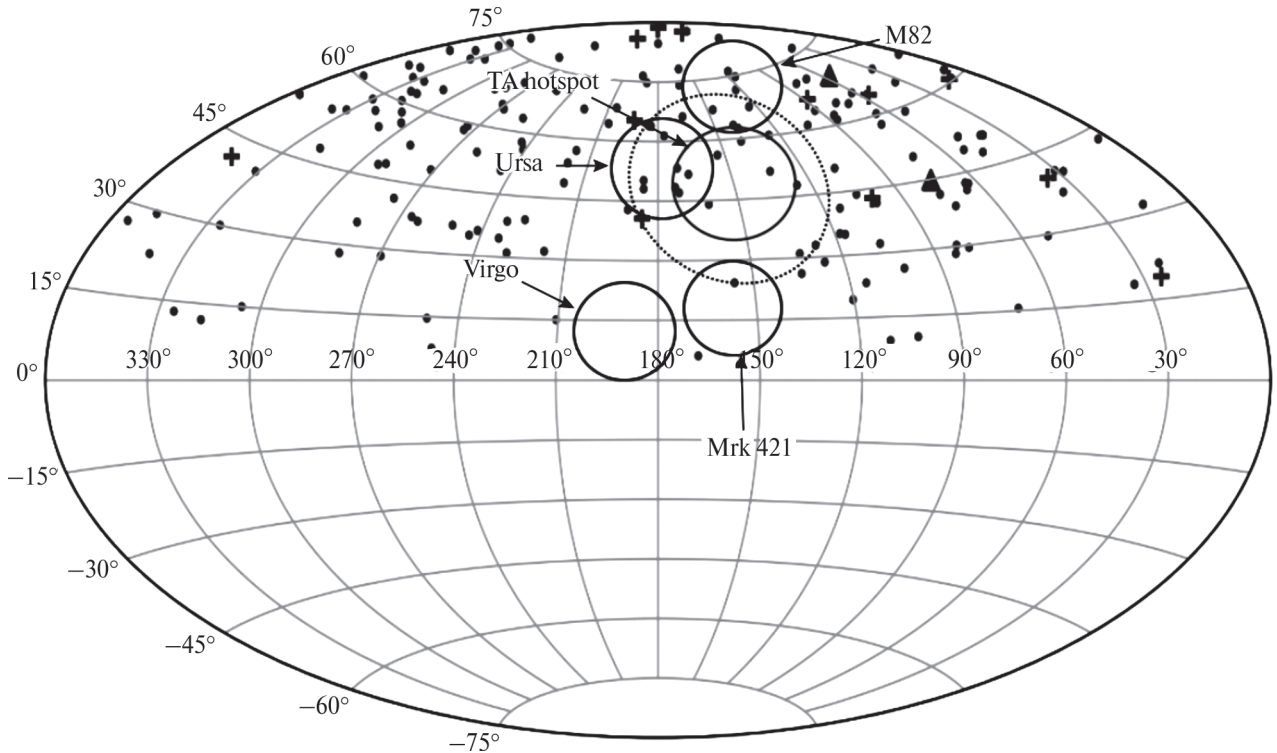


Рис. 7. Распределение прихода событий ШАЛ на небесной сфере.

### 3.5. Предполагаемые источники

На рис. 7 представлена карта неба, на которую нанесены ливни с энергиями выше  $5 \times 10^{18}$  эВ в экваториальных координатах. Крестиками показаны ливни с энергиями  $E_0 \geq 10^{19}$  эВ, зарегистрированные с помощью радиантенн Якутской установки за периоды наблюдения 1986–1989 и 2009–2018 гг. Представлены ливни из табл. 1. Треугольниками отмечены ливни с энергией  $E_0 \geq 10^{20}$  эВ.

Дополнительно точками показаны ливни из работы [29], это ливни, зарегистрированные на Якутской установке с энергиями выше  $5 \times 10^{18}$  эВ, с близкими характеристиками и пришедшие друг за другом в течение 24 ч.

Практически ливни с радиоизлучением вписываются в равномерное распределение на карте неба в совокупности с другими ливнями. Малая статистика ливней пока не позволяет сделать выводы о сгущении ливней в одной точке небесной сферы. Представленные на сфере вероятные источники космических лучей: созвездия Медведицы, Девы, M82, Маркарян 421 и горячая область (hot spot) по данным ТА [30] — не группируют вокруг себя значимое количество ливней. По этой причине пока нельзя утверждать, что данные источники порождают ливни с энергиями выше  $10^{19}$  эВ.

Как можно видеть, при достаточном количестве радиантенн можно с хорошей точностью определить направление прихода ШАЛ: зенитный и азимутальный углы, определить

экваториальные координаты ливней и вести поиск источников КЛ с энергиями выше  $E_0 \geq 5 \times 10^{18}$  эВ по радиоизлучению.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было восстановлено продольное развитие в области энергий  $10^{17}$ – $10^{19}$  эВ и показано продвижение  $X_{\max}$  с ростом энергии, которая имеет неравномерный ход.

По данным измерения радиоизлучения ШАЛ на Якутской установке видно (см. рис. 6, б), что для области энергии менее  $10^{17}$  эВ массовый состав космических лучей более тяжелый — большее содержание ядер CNO и Fe. В области энергий  $10^{17}$ – $10^{19}$  эВ состав, по-видимому, состоит из протонов и ядер гелия. Выше энергии  $2 \times 10^{19}$  эВ данные указывают на тенденцию увеличения средних ядер типа CNO в составе космических лучей.

В периоды наблюдений 1986–1989 и 2009–2018 гг. радиостановкой были зарегистрированы ливни с энергией выше  $10^{19}$  эВ, которые нанесены на карту неба в экваториальных координатах (см. рис. 7). Несмотря на низкую статистику показано, что, имея радиостановку большей площади, можно изучать анизотропию прихода ливней радиометодом и при большой статистике ливней — вести поиск источников частиц предельных энергий.

Полученные результаты по данным измерения радиоизлучения расширяют возможности

экспериментального изучения характеристик ШАЛ. Как видно из рис. 6, результаты, полученные на Якутской радиоустановке, по измерению радиоизлучения ШАЛ хорошо согласуются с данными, полученными на больших установках другими методами, включая и радиоизлучение.

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации 122011800084-7) с использованием данных, полученных на Уникальной научной установке “Якутская комплексная установка широких атмосферных ливней (ЯКУ ШАЛ) им. Д.Д. Красильникова” (<https://ckp-rf.ru/catalog/usu/73611/>).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Д. Филоненко, УФН **185**, 673 (2015) [Phys. Usp. **58**, 633 (2015)].
2. В. А. Царев, ЭЧАЯ **35**, 1 (2004).
3. J. Linsley, Phys. Rev. Lett. **10**, 146 (1963).
4. J. V. Jelley, J. H. Fruin, N. A. Porter, T. C. Weekes, F. G. Smith, and R. A. Porter, Nature **205**, 327 (1965).
5. F. D. Kahn and I. Lerche, Proc. Roy. Soc. London Ser. A **289**, 206 (1966).
6. O. Scholten, K. Werner, and F. Ruydy, Astropart. Phys. **29**, 94 (2008).
7. G. A. Askaryan, Sov. Phys. JETP **14**, 441 (1962).
8. F. G. Schröder, Prog. Part. Nucl. Phys. **93**, 1 (2017).
9. V. P. Artamonov, T. A. Egorov, N. N. Efimov, T. V. Rekhlyasova, N. I. Sleptsov, S. A. Shudrya, and V. B. Atrashkevich, in *Proceedings of the 21st ICRC, Adelaide, Australia* (1990), Vol. 9, p. 210.
10. L. G. Dedenko, A. V. Glushkov, S. P. Knurenko, I. T. Makarov, M. I. Pravdin, D. A. Podgrudkov, I. E. Sleptsov, T. M. Roganova, and G. F. Fedorova, JETP Lett. **90**, 787 (2009).
11. S. Knurenko, V. Kozlov, Z. Petrov, M. Pravdin, and A. Sabourov, in *Proceedings of the 22nd ECRS, Turku, Finland* (2010), p. 262.
12. S. P. Knurenko, Z. E. Petrov, and I. S. Petrov, Nucl. Instum. Methods A **866**, 230 (2017).
13. Р. Р. Каримов, С. П. Кнуренко, В. И. Козлов, И. Т. Макаров, З. Е. Петров, М. И. Правдин, А. А. Торопов, *Материалы XVI международного симпозиума* (Томск, Россия, 2009), с. 602.
14. S. P. Knurenko, D. S. Borschevsky, Z. E. Petrov, and I. S. Petrov, Proc. SPIE **8696**, 86960Q (2012).
15. С. П. Кнуренко, И. С. Петров, Письма в ЖЭТФ **104**, 305 (2016).
16. S. P. Knurenko, V. I. Kozlov, Z. E. Petrov, and M. I. Pravdin, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **77**, 1559 (2013).
17. A. Tikhonov and V. Arsenin, *Solution of Ill-Posed Problems* (Winston, New York, 1977), p. 258.
18. M. N. Dyakonov, S. P. Knurenko, V. A. Kolosov, D. D. Krasilnikov, F. F. Lischenyuk, I. E. Sleptsov, and S. I. Nikolsky, Nucl. Instum. Methods A **248**, 224 (1986).
19. S. P. Knurenko, V. A. Kolosov, and Z. E. Petrov, in *Proceedings of the 27th ICRC, Hamburg, Germany* (2001), Vol. 1, p. 157.
20. В. А. Кочнев, в Тр.: *Применение ЭВМ в задачах управления* (Красноярск, 1985. С. 62–71).
21. М. Н. Дьяконов, С. П. Кнуренко, В. А. Колосов, И. Е. Слепцов, Оптика атмосферы и океана **12**, 329 (1999).
22. С. П. Кнуренко, И. С. Петров, Изв. РАН. Сер. физ. **79**, 446 (2015).
23. S. Ostapchenko, Phys. Rev. D **83**, 014018 (2011).
24. E. G. Berezhko, S. P. Knurenko, and L. T. Ksenofontov, Astropart. Phys. **36**, 31 (2012).
25. J. Hörandel, J. Phys.: Conf. Ser. **47**, 41 (2006).
26. S. Knurenko and I. Petrov, EPJ Web Conf. **208**, 08017 (2019).
27. R. U. Abbasi, M. Abe, T. Abu-Zayyad, M. Allen, R. Azuma, E. Barcikowski, J. W. Belz, D. R. Bergman, S. A. Blake, R. Cady, B. G. Cheon, J. Chiba, M. Chikawa, A. di Matteo, T. Fujii, K. Fujita, *et al.*, Phys. Rev. D **99**, 02002 (2019).
28. J. Bellido, A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, I. Al Samarai, I. F. M. Albuquerque, I. Allekotte, A. Almela, J. Alvarez Castillo, J. Alvarez-Muñiz, G. A. Anastasi, L. Anchordoqui, B. Andrada, S. Andringa, C. Aramo, F. Arqueros, *et al.*, Proc. Sci. **301**, 506 (2018).
29. S. P. Knurenko, L. T. Ksenofontov, and I. S. Petrov, Adv. Space Res. **70**, 2767 (2022).
30. J. N. Matthews, R. U. Abbasi, M. Abe, T. Abu-Zayyad, M. Allen, R. Azuma, E. Barcikowski, J. W. Belz, D. R. Bergman, S. A. Blake, R. Cady, B. G. Cheon, J. Chiba, M. Chikawa, A. di Matteo, T. Fujii, *et al.*, Proc. Sci. **301**, 1096 (2018).

## STUDY OF COSMIC RAYS WITH ENERGIES ABOVE 5 EeV USING RADIO METHOD

© 2024 I. S. Petrov<sup>1)</sup>, S. P. Knurenko<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Yu. G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Yakutsk, Russia

At the Yakutsk array in 1986 regular measurements of radio emission produced by relativistic air shower particles were started. After monitoring of background noise in the array area frequency of 30–35 MHz was chosen, since noise level is minimal in this frequency range. During this time, air showers with highest energies of 100 EeV were registered. By using hybrid measurements of charged particles, Cherenkov light and radio emission it was shown that signal amplitude proportional to air shower energy and shape of lateral distribution at sea level correlates with the depth of maximum development. Using the obtained characteristics, atomic weight of primary particles that generated air shower was estimated within QGSjetII-04 framework simulation.



## ОСОБЕННОСТИ ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЙ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВЫХ И НАЗЕМНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

© 2024 г. И. А. Лагойда<sup>1)</sup>\*, С. А. Воронов<sup>1)</sup>, В. В. Михайлов<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 13.09.2023 г.; после доработки 01.10.2023 г.; принята к публикации 25.10.2023 г.

Форбуш-понижения проявляются в виде резкого уменьшения интенсивности космического излучения, регистрируемой широким спектром наземной и спутниковой аппаратуры. Природа данного явления тесно связана с корональными выбросами масс — турбулентными процессами, происходящими в солнечной атмосфере. Корональные выбросы масс, распространяясь в межпланетной среде, воздействуют на частицы космических лучей, выметая их из области модуляции, что и проявляется в виде эффекта, известного сегодня как форбуш-понижение. В настоящей работе изучены особенности поведения временных профилей интенсивности космических лучей во время форбуш-понижений от жесткости частиц с использованием данных по потокам космических протонов, зарегистрированных спектрометром АМС-02 в период с 2011 по 2019 г.

DOI: 10.31857/S0044002724020036, EDN: KRVVZK

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Форбуш-понижения (ФП) проявляются в виде резких уменьшений интенсивности космического излучения, регистрируемого различной научной аппаратурой [1]. Частота таких событий коррелирует с уровнем солнечной активности, главным образом с частотой корональных выбросов масс (КВМ), регистрируемых в атмосфере Солнца. ФП изучаются на протяжении нескольких десятков лет, однако до сих пор не существует полноценной теоретической модели, способной качественно и количественно описать регистрируемые временные профили ФП. Основные трудности создания полноценной теоретической модели заключаются в том, что характеристики ФП сильно варьируются от события к событию, что в свою очередь связано с большим разбросом основных характеристик КВМ. Поведение временных профилей потоков космических лучей во время ФП зависит от расположения регистрирующей аппаратуры относительно фронта движущегося КВМ в межпланетном пространстве [2]. Более того, основные исследования характеристик ФП выполнены с помощью установок, расположенных на поверхности Земли, регистрирующих вторичную компоненту КЛ, образовавшуюся после взаимодействия КЛ с атмосферой Земли [3–5].

На сегодняшний день принято считать, что структура классического КВМ состоит из трех

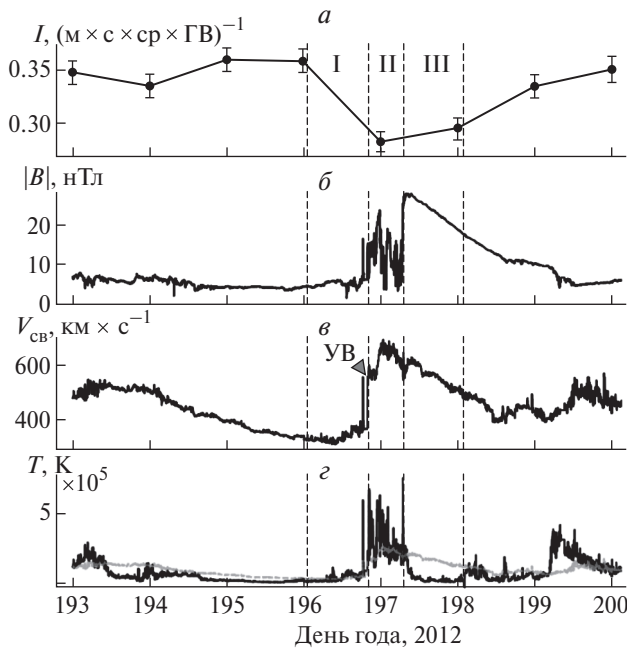
стадий: ударной волны, области турбулентности и магнитного облака [6]. Ударная волна является первой высокоскоростной стадией КВМ и тесно связана с взрывной природой самого явления в атмосфере Солнца. Область турбулентности является следствием взаимодействия ударной волны с фоновым солнечным ветром и характеризуется значительно возросшим уровнем флуктуаций физических величин межпланетного пространства. Магнитное облако — это финальная стадия развития КВМ, представляющая собой движущееся облако солнечной плазмы, выброшенное в межпланетное пространство из атмосферы Солнца. Следовательно, для правильного понимания процессов, происходящих во время ФП, требуется всестороннее изучение обоих явлений. Характеристики и свойства ФП должны изучаться в совокупности с характеристиками КВМ, а ФП должны быть классифицированы в зависимости от характера и свойств КВМ, ответственного за формирование ФП в области регистрации.

### 2. ОТБОР СОБЫТИЙ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для классификации ФП по типу КВМ, ответственного за формирование наблюдаемого ФП, необходимо иметь возможность идентификации структуры КВМ в окрестности Земли. На сегодняшний день КВМ, распространяющийся в межпланетной среде, принято называть межпланетным корональным выбросом массы (МКВМ). Стадии МКВМ могут быть идентифицированы с помощью временных профилей скорости солнечного ветра (СВ) и напряженности межпланетного

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

\*E-mail: IALagoida@mephi.ru



**Рис. 1.** *a* — ФП в потоке протонов КЛ (1.1–2.9 ГВ) по данным спектрометра PAMELA в июне 2012 г. и соответствующие стадии МКВМ (I — ударная волна, II — область турбулентности, III — магнитное облако) в характеристиках межпланетного пространства; *б* — модуль напряженности межпланетного магнитного поля; *в* — скорость солнечного ветра; *г* — реальная (сплошная кривая) и ожидаемая (штриховая кривая) температуры протонной плазмы.

магнитного поля (ММП). На рис. 1 показано ФП, зарегистрированное спектрометром PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) [7] в июле 2012 г. в потоке космических протонов в диапазоне жесткости 1.1–2.9 ГВ. На рис. 1 отчетливо видно наличие всех трех стадий МКВМ и их соответствие определенным участкам временных профилей основных характеристик межпланетного пространства во время наблюдаемого ФП. Ударная волна характеризуется сильно возросшими значениями скорости СВ и ММП. Область турбулентности проявляется в виде возросшего уровня флуктуаций величин и направлений СВ и ММП. Магнитное облако, наоборот, характеризуется “спокойными” временными профилями СВ и ММП, лишенными резких флуктуаций. Одним из косвенных признаков [8] прохождения магнитного облака в области наблюдения является отношение реальной и ожидаемой температуры протонной плазмы. Ожидаемая температура плазмы вычисляется с помощью эмпирической зависимости со скоростью СВ. Временные промежутки, для которых  $T_p / T_{\text{ожд}} \leq 0.5$ , соответствуют распространению магнитного облака в области наблюдения [9]. Временные ряды физических величин межпланетного пространства, представленные на рис. 1, получены с помощью базы данных OMNI.

Амплитуда и время восстановления ФП являются базовыми характеристиками ФП. Эти характеристики описывают основную часть процесса модуляции космических лучей в течение наблюдаемого явления. Результаты исследования зависимостей амплитуд от жесткости частиц КЛ хорошо согласуются между собой [10, 11], в то время как результаты исследований зависимостей времен восстановления от жесткости частиц КЛ противоречивы. Первые исследования времени восстановления ФП подтверждали теоретические выводы, согласно которым время восстановления не зависит от жесткости частиц КЛ, а является лишь следствием затухания турбулентности, т.е. МКВМ [12–14]. Однако недавние исследования [15] в совокупности показали, что наблюдаются два типа событий. Для некоторых наблюдается ярко выраженная зависимость времени восстановления от жесткости частиц КЛ, в то время как остальные события характеризуются приблизительно постоянным временем восстановления для всех интервалов жесткостей потоков КЛ. Явно выраженная зависимость времени восстановления от жесткости частиц КЛ была обнаружена для событий форбуш-понижений, произошедших 09.12.2006, 08.03.2012 и 17.03.2013 [16–19]. В работе [19] был сделан вывод, что зависимость времени восстановления от жесткости частиц КЛ наблюдается для событий, вызванных МКВМ, время распространения которых от Солнца до Земли менее 2 сут, а амплитуда ФП более 20% для потока протонов с жесткостью  $\sim 1$  ГВ. В рамках проверки данного предположения был проведен анализ ФП, основанный на суточных данных по потокам космических протонов, измеренных спектрометром AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer) [20] в диапазоне жесткости от 1 до 33.5 ГВ. Кандидаты КВМ, потенциально ответственные за формирования наблюдаемых ФП, отбирались с помощью каталога гелиосферной обсерватории SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) [21]. В отобранную выборку были включены ФП, вызванные прохождением полноценного МКВМ в окрестности Земли. Предпочтение отдавалось так называемым гало КВМ с углом раствора  $360^\circ$  для исключения профилей ФП, генерируемых неполной структурой МКВМ. Моменты прихода ударных волн, полученные космическим аппаратом Wind [22], использовались для расчета времен прохождения МКВМ от Солнца до Земли. Всего было отобрано восемь событий ФП, основные характеристики которых представлены в табл. 1. Время восстановления профилей ФП аппроксимировалось экспоненциальной функцией:

$$I = I_0 \left( 1 - A \exp\left(-\frac{t_0 - t}{\tau}\right) \right),$$

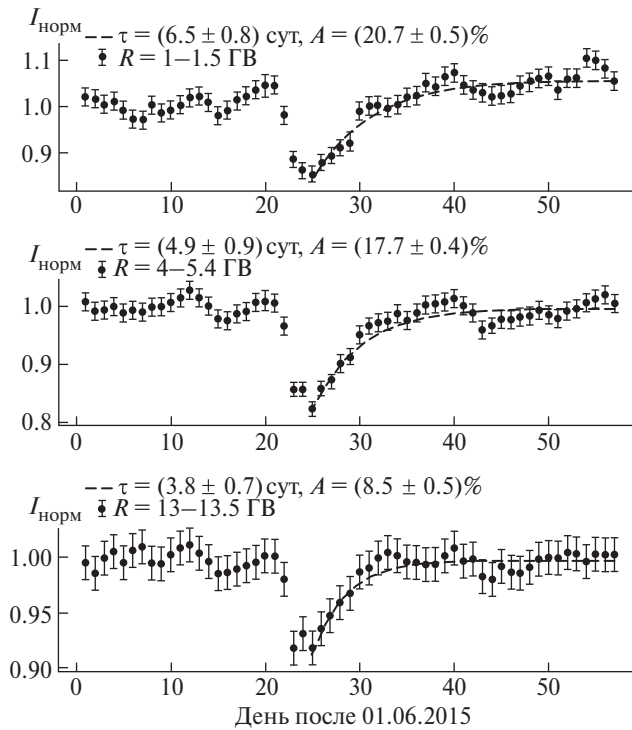
где  $I_0$  и  $I$  — интенсивности КЛ до ФП и во время него;  $t_0$  — время начала ФП;  $\tau$  — время восстановления интенсивности космических лучей.

**Таблица 1.** Отобранные события ФП и КВМ, потенциально ответственные за наблюдаемое ФП ( $t_S$  — время регистрации КВМ обсерваторией SOHO,  $t_E$  — время регистрации МКВМ спутником Wind,  $\tau_{SE}$  — время распространения КВМ,  $A_{ФП}$  — амплитуда ФП,  $R$  — жесткость)

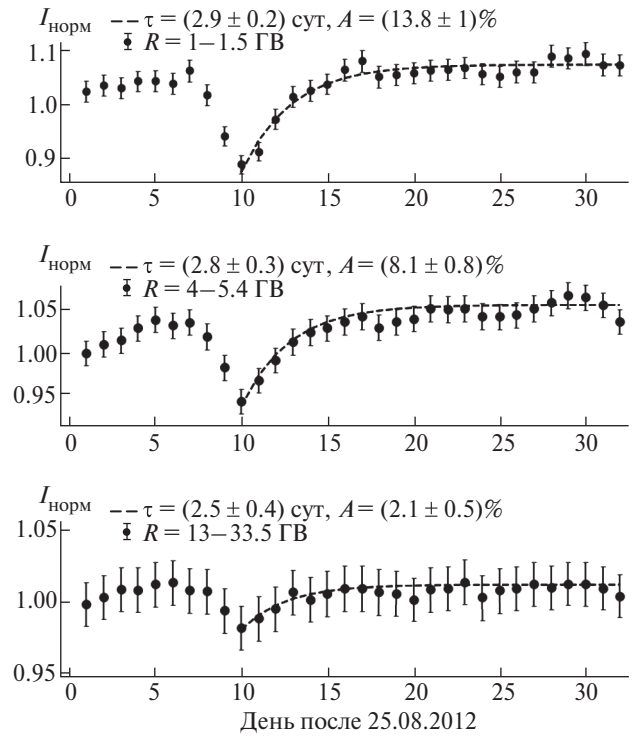
$t_S$	$t_E$	$\tau_{SE}$	$A_{ФП},\%$ $R = 1-1.5$ ГВ	$A_{ФП},\%$ $R = 4-5.4$ ГВ	$A_{ФП},\%$ $R = 13-33.5$ ГВ
—	17.06.2011 13:26	—	$12.6 \pm 1$	$8.1 \pm 0.4$	$2.5 \pm 0.6$
07.03.2012 00:24 07.03.2012 01:30	08.03.2012 10:32	1.4	$37 \pm 3$	$19 \pm 4$	$8 \pm 1.5$
12.06.2012 14:12	16.06.2012 09:03	3.8	$11.4 \pm 2.3$	$7.1 \pm 0.8$	$3 \pm 0.5$
02.09.2012 04:00	04.09.2012 22:02	2.8	$13.8 \pm 1$	$8.1 \pm 0.8$	$2.1 \pm 0.5$
15.03.2013 07:12	17.03.2013 05:21	1.9	$22 \pm 0.5$	$13.2 \pm 0.6$	$5 \pm 1$
12.12.2013 03:36	14.12.2013 16:47	2.7	$9.1 \pm 0.6$	$4.1 \pm 0.7$	—
02.05.2015 20:24 03.05.2015 03:48 04.05.2015 03:12 04.05.2015 09:48	06.05.2015 00:56	2.4	$10.6 \pm 1.8$	$6.1 \pm 0.8$	$1.9 \pm 0.7$
21.06.2015	22.06.2015 18:07	1.7	$20.7 \pm 0.5$	$17.7 \pm 0.4$	$8.5 \pm 0.5$

На рис. 2 показаны временные профили нормированных значений интенсивности космических протонов для трех интервалов жесткостей, зарегистрированные спектрометром AMS-02 во время самого мощного из отобранных событий ФП, произошедшего в июне 2015 г. Для всех трех интервалов была произведена аппроксимация фаз восстановления наблюдаемого ФП. Нормировка потоков осуществлялась с помощью среднего

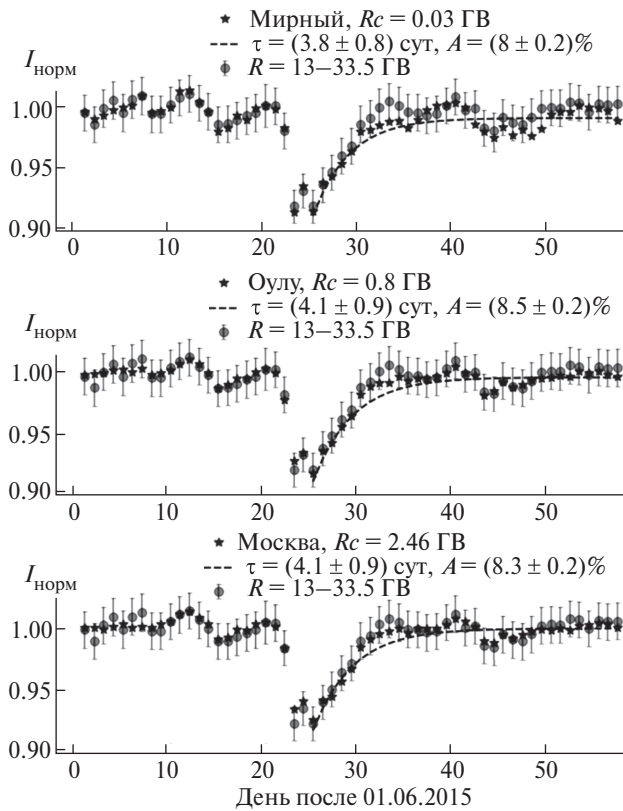
уровня потока КЛ, вычисленного за две недели до начала ФП. Как видно из рисунка, для ФП, произошедшего в июне 2015 г., время восстановления явно зависит от жесткости частиц. Для первого интервала жесткости 1–1.5 ГВ амплитуда ФП  $\geq 20\%$ , а время распространения КВМ от Солнца до Земли приблизительно равно 1.7 сут. Амплитуда ФП уменьшается с увеличением жесткости частиц и равна приблизительно 17.7 и 8.5% для потоков



**Рис. 2.**  $I_{\text{норм}}$  — нормированные интенсивности КЛ во время ФП, зарегистрированного спектрометром AMS-02 в июне 2015 г. для трех интервалов жесткостей;  $A$  — амплитуда ФП (%);  $\tau$  — время восстановления (сут).



**Рис. 3.**  $I_{\text{норм}}$  — нормированные интенсивности КЛ во время ФП, зарегистрированного спектрометром AMS-02 в сентябре 2012 г. для трех интервалов жесткостей;  $A$  — амплитуда ФП (%);  $\tau$  — время восстановления (сут).



**Рис. 4.**  $I_{\text{норм}}$  — нормированные темпы счета трех нейтронных мониторов (Москва, Оулу, Мирный) в сравнении с нормированной интенсивностью протонов во время ФП в июне 2015 г.;  $A$  — амплитуда ФП (%);  $\tau$  — время восстановления (сут);  $R_c$  — жесткость геомагнитного обрезания. Амплитуды и времена восстановления ФП вычислены по данным нейтронных мониторов.

в диапазоне жесткости 4–5.4 ГВ и 13–33.5 ГВ соответственно. Для остальных событий ФП зависимость времени восстановления от жесткости частиц КЛ менее очевидна. Одним из таких событий является ФП, зарегистрированный спектрометром AMS-02 в сентябре 2012 г. Анализ фаз восстановления для данного события представлен на рис. 3. Как видно из рисунка, время восстановления приблизительно постоянное для всех трех интервалов жесткостей. Для первого интервала жесткости 1–1.5 ГВ амплитуда ФП  $< 20\%$ , а время распространения КВМ от Солнца до Земли приблизительно равно 3 сут. Амплитуда ФП уменьшается с увеличением жесткости частиц и равна приблизительно 8.1 и 2.1% для двух других интервалов жесткостей. Как видно из рис. 2 и 3, основной эффект ФП сосредоточен в низкоэнергетической компоненте КЛ.

На рис. 4 показаны нормированные темпы счета трех нейтронных мониторов: Москва, Оулу и Мирный, в сравнении с нормированным потоком протонов, зарегистрированным спектрометром AMS-02 в диапазоне жесткости 13–33.5 ГВ. Как видно из рисунка, амплитуды и время

восстановления ФП, вычисленные по данным нейтронных мониторов, хорошо согласуются с потоком космических протонов с жесткостью  $> 10$  ГВ.

### 3. ВЫВОДЫ

По данным спектрометра AMS-02 было отобрано восемь событий ФП, каждое из которых было вызвано полноценным МКВМ в окрестности Земли. Основной эффект ФП сосредоточен в низкоэнергетической компоненте КЛ в районе 1 ГВ. Время восстановления имеет ярко выраженную зависимость от жесткости частиц КЛ для событий ФП, амплитуда жесткости  $\sim 20\%$  для потока космических протонов с жесткостью  $\sim 1$  ГВ, а время распространения КВМ от Солнца до Земли — менее двух суток. Для остальных событий зависимость времени восстановления от жесткости частиц КЛ выражена в значительно меньшей степени. Полученные зависимости времени восстановления ФП согласуются с выводами, сделанными в предыдущих исследованиях таких зависимостей.

Временные профили ФП, зарегистрированные наземными нейтронными мониторами, согласуются с профилями интенсивности космических протонов в интервале жесткостей 13–33.5 ГВ.

Работа по отбору событий КВМ и ФП выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание, проект “Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей”, № FSWU-2023-0068). Работа по аппроксимации фаз восстановления ФП и изучению зависимостей полученных времен восстановления от жесткости частиц КЛ выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-72-10170).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. E. Forbush, Phys. Rev. **51**, 1108 (1937).
2. N. Gopalswamy, Space Sci. Rev. **124**, 145 (2006).
3. A. V. Belov, E. A. Eroshenko, A. B. Struminsky, and V. G. Yanke, Adv. Space Res. **27**, 625 (2001).
4. I. G. Richardson and H. V. Cane, Sol. Phys. **270**, 609 (2011).
5. N. Iucci, M. Parisi, M. Storini, and G. Villorresi, Nuovo Cimento **2**, 1 (1979).
6. H. S. Hudson, J. L. Bougeret, and J. Burkepille, Space Sci. Rev. **123**, 13 (2006).
7. P. Picozza, A. M. Galper, G. Castellini, O. Andriani, F. Altamura, M. Ambriola, G. C. Barbarino, A. Basili, G. A. Bazilevskaja, R. Bencardino, M. Boezio, E. A. Bogomolov, L. Bonechi, M. Bongi, L. Bongiorno, V. Bonvicini, *et al.*, Astropart. Phys. **27**, 296 (2007).
8. T. H. Zurbuchen and I. G. Richardson, Space Sci. Rev. **123**, 31 (2006).

9. I. G. Richardson and H. V. Cane, *J. Geophys. Res. Space Phys.* **100**, 23397 (1995).
10. H. V. Cane, *Space Sci. Rev.* **93**, 55 (2000).
11. J. A. Lockwood, *Space. Sci. Rev.* **12**, 658 (1971).
12. J. A. Lockwood, W. R. Webber, and J. R. Jokipii, *J. Geophys. Res. Space Phys.* **91**, 2851 (1986).
13. W. R. Webber, in *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, Ed. by J. G. Wilson and S. A. Wouthuysen (North-Holland, Amsterdam, 1962), p. 75.
14. G. Wibberenz, J. A. Le Roux, M. S. Potgieter, and J. W. Bieber, *Space Sci. Rev.* **83**, 309 (1998).
15. I. G. Usoskin, I. Braun, O. G. Gladysheva, J. R. Horandel, T. Jamsen, G. A. Kovaltsov, and S. A. Starodubsev, *J. Geophys. Res.* **113**, A07102 (2008).
16. L. Zhao and L. Zhang. *Astrophys. J.* **827**, 13 (2016).
17. R. Munini, M. Boezio, A. Bruno, E. C. Christian, G. A. de Nolfi, V. Di Felice, M. Martucci, M. Merge, I. G. Richardson, J. M. Ryan, S. Stochaj, O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya, R. Bellotti, M. Bongio, *et al.*, *Astrophys. J.* **853**, 11 (2018).
18. F. Alemanno, Qi An, P. Azzarello, F. C. T. Barbato, P. Bernardini, B. XiaoJun, M. Cai, E. Casilli, E. Catanzani, J. Chang, D. Chen, J. Chen, Z. Chen, M. Cui, T. Cui, Y. Cui, *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **920**, L43 (2021).
19. I. A. Lagoida, S. A. Voronov, V. V. Mikhailov, M. Boezio, R. Munini, C. Gustavino, G. A. Bazilevskaya, R. Bellotti, E. A. Bogomolov, V. Bonvicini, F. Cafanga, D. Campana, M. Casolino, A. M. Galper, S. Koldobskiy, A. N. Kvashnin, *et al.*, *Sol. Phys.* **298**, 9 (2023).
20. M. Aguilar, L. Ali Cavazonza, G. Ambrosi, L. Arruda, N. Attig, F. Barao, L. Barrin, A. Bartoloni, J. Bates, R. Battiston, M. Behlmann, B. Beischer, J. Berdugo, B. Bertucci, V. Bindi, W. de Boer, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 271102 (2021).
21. V. Domingo, B. Fleck, and A. I. Poland, *Space Sci. Rev.* **72**, 81 (1995).
22. K. W. Ogilvie and M. D. Desch, *Adv. Space Res.* **20**, 559 (1997).

## FEATURES OF FORBUSH DECREASES ACCORDING TO SATELLITE AND GROUND BASED DETECTORS

© 2024 I. A. Lagoida<sup>1)</sup>, S. A. Voronov<sup>1)</sup>, V. V. Mikhailov<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*National Research Nuclear University "MEPhI" (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia*

Forbush decreases are sudden drops of cosmic ray intensity recorded by ground based and satellite detectors. This effect is strongly connected with coronal mass ejections from the Sun. Those are the massive eruptions of plasma material from the Sun atmosphere into interplanetary space. Coronal mass ejections affect cosmic ray particles while moving through interplanetary space causing Forbush decrease. In this work, we have studied the behavior of temporal profiles of cosmic ray intensity during Forbush decreases using data on cosmic proton fluxes recorded by the AMS-02 spectrometer during 2011 to 2019.

## РАЗРАБОТКА ГОДОСКОПА ПЛОЩАДЬЮ $\sim 10$ М<sup>2</sup> ИЗ ДРЕЙФОВЫХ ТРУБОК ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ МЮОНОВ

© 2024 г. М. Е. Баринов<sup>1)</sup> \*, В. В. Бирюков<sup>1)</sup>, А. А. Борисов<sup>1)</sup>, С. В. Ерин<sup>1)</sup>, Р. М. Фахрутдинов<sup>1)</sup>, А. П. Филин<sup>1)</sup>, В. Н. Гушин<sup>1)</sup>, А. Н. Исаев<sup>1)</sup>, А. С. Кожин<sup>1)</sup>, А. В. Ларионов<sup>1)</sup>, Н. А. Шаланда<sup>1)</sup>, М. М. Солдатов<sup>1)</sup>, В. И. Якимчук<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 17.10.2023 г.; после доработки 17.10.2023 г.; принята к публикации 17.10.2023 г.

Мюонный годоскоп площадью 10 м<sup>2</sup>, изготовленный из дрейфовых трубок длиной 3.7 м и диаметром 52 мм, находится в стадии разработки и изготовления в НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ. Всего 768 дрейфовых трубок сгруппированы в шесть идентичных мультислоев, каждый из которых состоит из двух слоев трубок с параллельно расположенными трубками. Ориентация трубок в соседних мультислоях ортогональна, таким образом, годоскоп имеет шесть X- и шесть Y-слоев трубок. Описаны механическая конструкция, накамерная электроника и системы сбора данных. Представлены ожидаемые технические характеристики и некоторые результаты испытаний.

DOI: 10.31857/S0044002724020047, EDN: KRUTMQ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Мюонные годоскопы, состоящие из трековых детекторов большой площади, используются для мюонографии крупномасштабных промышленных, геологических, исторических объектов, таких как ядерные реакторы, доменные печи, вулканы, египетские пирамиды и т.д. [1]. Широко распространенным типом крупногабаритных трековых детекторов для работы в относительно низкоинтенсивных пучках являются дрейфовые камеры, состоящие из отдельных дрейфовых трубок (ДТ) большой длины. Например, детектор ATLAS на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе содержит дрейфовые камеры с чувствительной областью до 10 м<sup>2</sup>, состоящие из ДТ диаметром 30 мм и длиной до 6.3 м [2]. Учитывая, что поток космических лучей не столь интенсивен, для его регистрации целесообразно значительно увеличить диаметр трубки, чтобы минимизировать количество регистрирующих каналов на единицу площади и, соответственно, уменьшить стоимость детектора.

В качестве рабочего газа для работы ДТ может быть использована дешевая газовая смесь 93% Ar + 7% CO<sub>2</sub> при небольшом (несколько десятых бар) избыточном давлении. Как показано в [3], при достаточной герметичности трубок и мониторинге скорости дрейфа они могут работать без непрерывной продувки газовой смесью; после заполнения они могут работать год и даже более без

снижения эффективности и пространственного разрешения.

Целью настоящей работы является разработка и создание мюонного годоскопа с чувствительной областью 10 м<sup>2</sup>, выполненного из ДТ диаметром 52 мм и длиной 3.7 м, расположенных в 12 плоскостях ДТ (6 + 6 плоскостей с ортогональной ориентацией трубок), способного работать в бестриггерном режиме [4] длительное время без обновления рабочего газа, оснащенного специализированной накамерной электроникой. Эскиз и размеры годоскопа приведены на рис. 1.

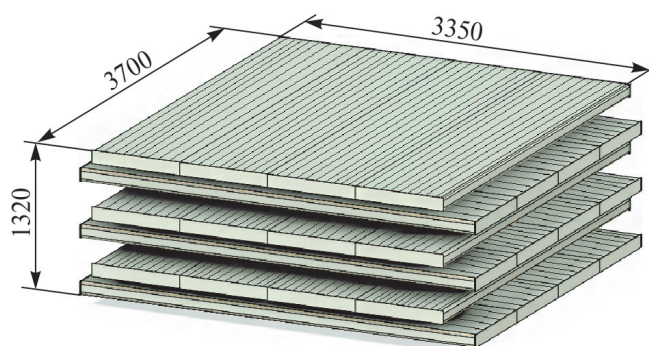


Рис. 1. Эскиз и размеры годоскопа.

### 2. ДРЕЙФОВЫЕ ТРУБКИ

Для создания годоскопа используются предварительно модернизированные ДТ (рис. 2), демонтированные с мюонного спектрометра комплекса “Меченых нейтрино” [5], работавшего в НИЦ

<sup>1)</sup>НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

\* E-mail: Mikhail.Barinov@ihep.ru



Рис. 2. Дрейфовая трубка.

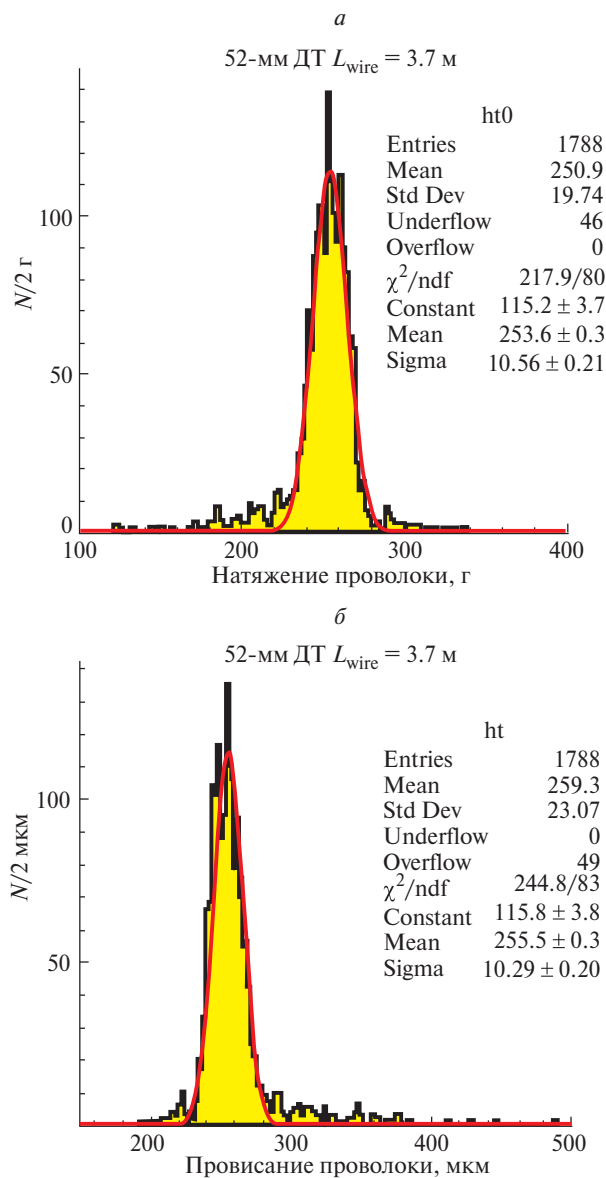


Рис. 3. Распределение натяжения (а) и провисания (б) проволоки.

“Курчатовский институт” — ИФВЭ около 35 лет назад. Корпус ДТ представляет собой алюминиевый цилиндр внешним диаметром 52 мм с толщиной стенки 0.8 мм, внутренняя поверхность которого служит катодом. Анодом служит вольфрамовая позолоченная проволока толщиной 50 мкм, натянутая с натяжением  $\sim 250$  г между двумя торцевыми заглушками и закрепленная пайкой в их центральных латунных штифтах с точностью  $\sim 1$  мм относительно

центров торцевых заглушек. Торцевая заглушка состоит из двух частей — корпуса и крышки, материал — оргстекло. Герметичность ДТ обеспечивается резиновым уплотнительным кольцом диаметром 2 мм, зажатым между этими двумя частями торцевой заглушки с помощью винтов. Подача рабочего газа осуществляется через латунную трубку внутреннего диаметра 3 мм, впрессованную и уплотненную герметиком к корпусу торцевой заглушки.

Из-за старости большинство ДТ потеряли герметичность, поэтому мы заменили уплотнительные кольца во всех ДТ, которые будут использоваться для изготовления годоскопа. Затем была проведена оценка фактической герметичности путем измерения скорости падения давления в группе трубок или, при необходимости, в отдельной трубке, накачанной избыточным давлением  $\sim 0.5$  бар. Мы установили допустимую скорость утечки газа не более 2 мбар/сут, чтобы обеспечить возможность работы без обновления газа не менее одного года [3]. Разумеется, может быть использована и традиционная система непрерывной продувки газовой смеси.

В некоторых ДТ, также из-за старости, наблюдалось ослабление натяжения проволоки и даже их обрыв. Фактическое натяжение проволоки мы измерили по известной методике — путем измерения частоты их резонансных колебаний [6]. Распределения натяжения и расчетного провисания проволоки для 1788 ДТ приведены на рис. 3. Оборванные и ослабленные (до менее 90 г) проволоки были заменены на новые.

### 3. КОНСТРУКЦИЯ ГОДОСКОПА

Годоскоп состоит из модулей, каждый из которых состоит из 32 ДТ (рис. 4). ДТ модуля склеены между собой и расположены в два слоя по 16 ДТ в каждом по “методу плотной упаковки”, так что ДТ второго слоя смещены относительно ДТ первого слоя на радиус трубки. Механическая прочность слоя обеспечивается шестью алюминиевыми пластинами (три в верхней части модуля и три в нижней), приклеенными к ДТ. Эти пластины служат также для точного механического сопряжения четырех соседних модулей, образующих X- или Y-мультислоя годоскопа в зависимости от ориентации трубок. Описанная конструкция обеспечивает точность расположения ДТ в многослойной конструкции  $\sim 1$  мм.

Три X- и три Y-мультислоя чередуются друг с другом, таким образом, годоскоп имеет всего 12 плоскостей ДТ. Для заполнения или непрерывной продувки газовой смесью  $\text{Ar}-\text{CO}_2$  (93–7%) все ДТ мультислоя последовательно соединены гибкими трубками. С одного конца каждого модуля имеется вспомогательная стеклотекстолитовая пластина (рис. 4, б), предназначенная для установки на ней высоковольтных и низковольтных разъемов и распределительных проводников, накамерной

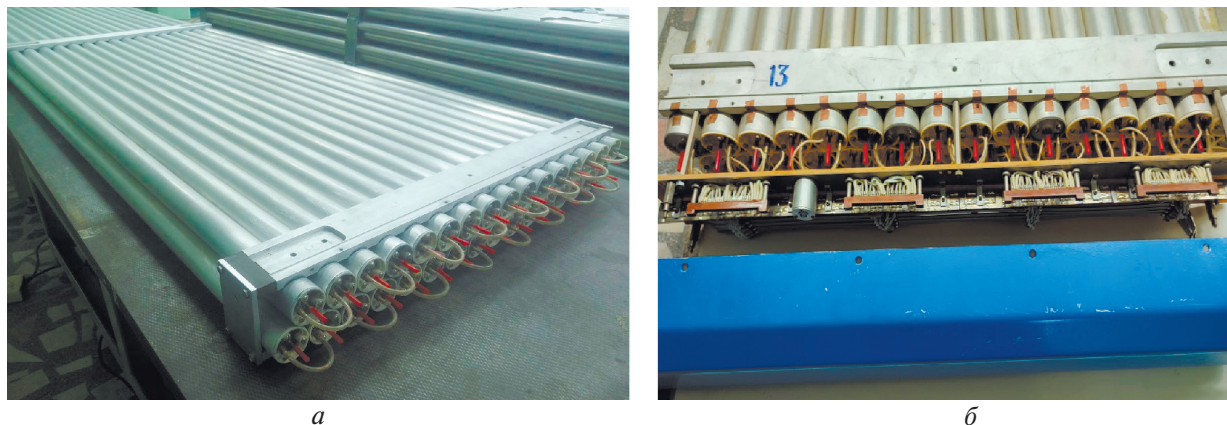


Рис. 4. Модуль из 32 ДТ, вид с двух торцов.

электроники и электромагнитных экранов, пассивных электронных компонентов, разъемов подачи газа и т.д. Оба торца модуля защищены от механических повреждений защитными экранами из алюминия.

Годоскоп будет размещен в жесткой раме, снабженной регулировочными винтами, обеспечивающими возможность взаимного выравнивания мультислоев во всех направлениях с точностью ~1 мм. В результате, наряду с упомянутой выше точностью позиционирования и провисания проволоки, а также точностью 0.5 мм, обусловленной диффузией в газе и соотношением  $r-t$  [5], пространственное разрешение годоскопа составит 2.5–3.0 мм, угловое разрешение ~3 мрад.

#### 4. НАКАМЕРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И СИСТЕМА СБОРА ДАННЫХ

Сигналы, считываемые с ДТ, усиливаются 8-канальным усилителем (рис. 5) на основе интегральной схемы ОКА-2, разработанной по сверхвысокочастотной малощумящей технологии  $V_i$ -jFET, которая позволяет изготавливать  $n-p-n$ -транзисторы с пороговой частотой  $>3$  ГГц и коэффициентом усиления по току  $>150$ . Микросхемы выпускаются в пластиковом корпусе QFP48.

Интегральная схема ОКА-2 включает в себя восемь каналов зарядочувствительных усилителей-формирователей-дискриминаторов. Обработка сигнала заключается в преобразовании короткого импульса тока в напряжение и регистрации сигнала, превышающего заданный порог. Выходные сигналы соответствуют стандарту LVDS.

Пороговая чувствительность каналов (всех восьми каналов одновременно) к входному сигналу регулируется в диапазоне напряжений 100–500 мВ. Чувствительность усилителя изменяется в пределах от 0.2 до 1.3 мкА. При пороговом напряжении 150–160 мВ чувствительность усилителя устанавливается на уровне ~1 мкА.

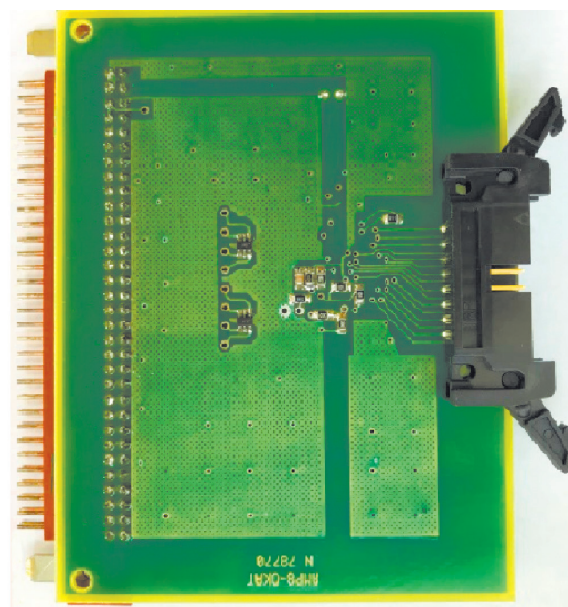
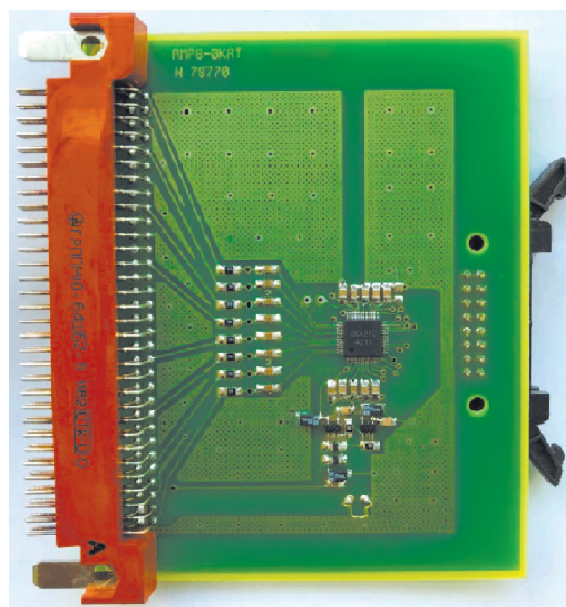


Рис. 5. Фотография 8-канального усилителя, вид с двух сторон.



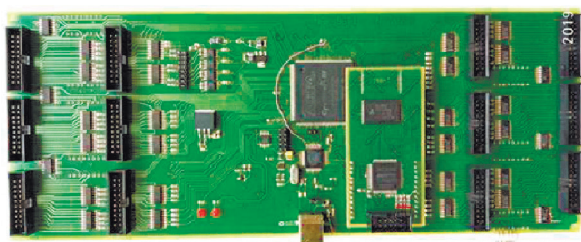


Рис. 6. Фотография платы NAK-96.

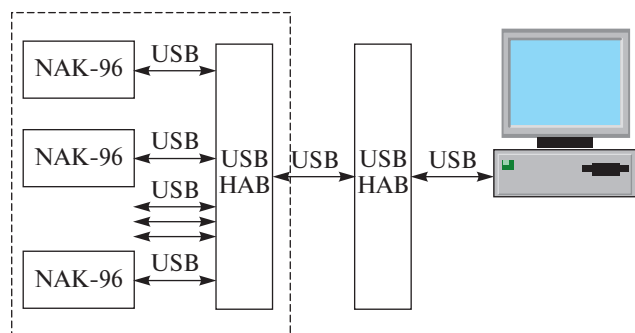


Рис. 7. Схема передачи данных.

Платы NAK-96 [7] (рис. 6) предназначены для использования в качестве устройств времяцифрового преобразования, а также интерфейса к компьютеру. На 12 разъемов платы NAK-96 подается до 96 сигналов от усилителей ДТ в уровнях LVDS (на каждый разъем поступают сигналы от восьми усилителей). При необходимости сигналы с некоторых каналов могут быть замаскированы. Обработка принятых сигналов осуществляется в аппаратном процессоре, реализованном в ПЛИС ALTERA типа EP3C16Q240C8 (производитель ALTERA, Cyclone III). Накопление

промежуточных данных реализуется во внутренней памяти объемом 16 кБ. Управление процессами преобразования и считывания, а также конфигурирование системы из нескольких плат осуществляется через USB-канал.

Регистрация времен прихода сигналов с усилителей происходит непрерывно в течение интервала регистрации (до 27 мс, задаваемого при инициализации) с временем разрешения 1.66 нс (2.5 или 5 нс задается при конфигурировании ПЛИС). Мертвое время регистрации в канале регистрации зависит от максимального времени дрейфа (2.2 мкс для описанных ДТ). Оно устанавливается при конфигурировании ПЛИС. Измерение времени осуществляется 24-разрядными счетчиками с временными нониусами.

Для выполнения операций по установке необходимых параметров платы, контроля правильности введенных параметров, а также чтения данных из внутренней памяти ПЛИС используется мост FPGA-USB, построенный на базе FT2232 IC (Future Devices) и некоторых ресурсов ПЛИС. Мост обеспечивает режим USB 2.0 и скорость 480 Мбит/с.

Одна из плат в системе является MASTER, остальные — SLAVES (определяются при инициализации). Питание платы осуществляется напряжением +5 В с потреблением менее 1 А. Поскольку в каждой многослойной системе четыре модуля ДТ, то оптимально, чтобы одна плата NAK-96 обслуживала два модуля. Это означает, что всего в годоскопе будет использоваться 12 плат NAK-96.

Схема передачи данных с использованием плат NAK-96 приведена на рис. 7.

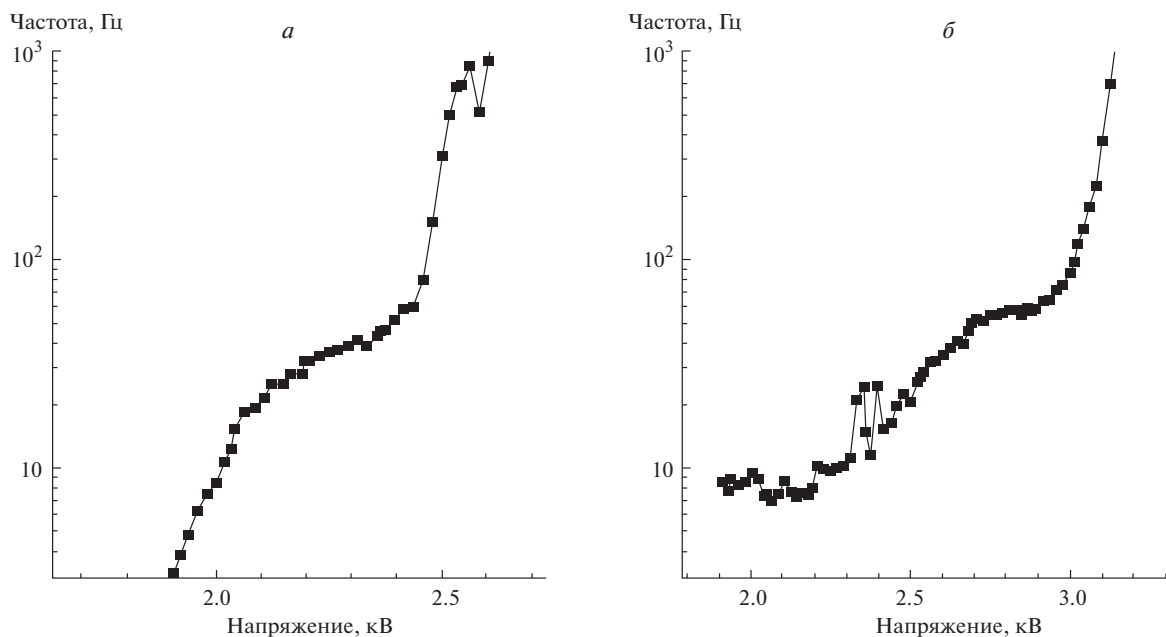


Рис. 8. Зависимость скорости счета от высокого напряжения при нормальном (а) и 1.8 бар (б) давлении газа.

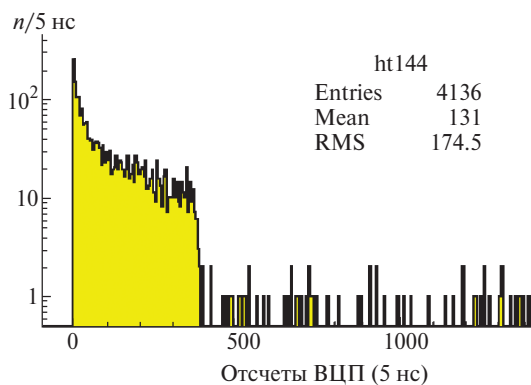


Рис. 9. Спектр ВЦП при давлении газа 1.8 бар.

### 5. ИСПЫТАНИЯ ДРЕЙФОВОЙ ТРУБКИ

Работоспособность 52-миллиметровой ДТ с газовой смесью 93% Ar + 7% CO<sub>2</sub> при нормальном и повышенном (1.8 бар) давлении была подтверждена с помощью электроники, описанной в [4]. Для испытаний использовались трубки длиной 1 м. Зависимость скорости счета от высокого напряжения, подаваемого на анодную проволоку, показана на рис. 8. Рабочий диапазон составляет 2.2–2.4 кВ при нормальном давлении газа, 2.7–2.9 кВ — при давлении 1.8 бар. Типичный спектр ВЦП показан на рис. 9. Максимальное время дрейфа составляет около 2.2 мкс.

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработан и находится в стадии изготовления мюонный годоскоп площадью 10 м<sup>2</sup>, состоящий из ДТ диаметром 52 мм, расположенных в 12 плоскостях ДТ.

2. Все 768 ДТ, входящих в состав годоскопа, прошли контроль качества. Допустимая утечка газа не превышает 2 мбар/сут.

3. Изготовлены опытные образцы накамерной электроники и электроники системы сбора данных.

4. Проведены испытания ДТ длиной 1 м с использованием газовой смеси 93% Ar + 7% CO<sub>2</sub>. Рабочий диапазон составляет 2.2–2.4 кВ при нормальном давлении газа, 2.7–2.9 кВ — при давлении 1.8 бар.

5. Пространственное разрешение годоскопа ожидается на уровне 2.5–3.0 мм, угловое разрешение  $\sim 3$  мрад.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I. I. Yashin, N. N. Davidenko, A. O. Dovgopoly, R. M. Fakhroutdinov, M. M. Kaverznev, K. G. Kompaniets, Yu. N. Konev, A. S. Kozhin, E. N. Paramoshkina, N. A. Pasyuk, M. Yu. Tselinenko, O. P. Yuschenko, and O. V. Zolotareva, *Phys. At. Nucl.* **84**, 1171 (2021).
2. A. Borisov, R. Fakhruddinov, A. Kozhin, A. Larionov, A. Pilaev, V. Rybatchenko, and Y. Salomatin, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **494**, 214 (2002).
3. Н. И. Божко, А. А. Борисов, А. С. Кожин, Р. М. Фахрутдинов, Препринт ИФВЭ 2019-14.
4. А. А. Борисов, М. Ю. Боголюбовский, Н. И. Божко, А. Н. Исаев, А. С. Кожин, А. В. Козлов, И. С. Плотников, В. А. Сенько, М. М. Солдатов, Р. М. Фахрутдинов, Н. А. Шаланда, О. П. Ющенко, В. И. Якимчук, ПТЭ, № 2, 5 (2012).
5. M. Winde, I. A. Golutvin, V. H. Dodokhov, N. I. Zamyatin, A. V. Karpukhin, Y. T. Kiryushin, N. M. Lustov, V. N. Lysyakov, D. Pose, V. A. Sviridov, and V. N. Sotnikov, in *Proceedings of the International Symposium on Track Detectors*, Dubna, 1988.
6. A. D. Volkov, Preprint E13-2005-197, JINR (Dubna, 2005).
7. М. Солдатов, Презентация на семинаре НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, 2019; <https://indico.ihep.su/event/503/>

## DEVELOPMENT OF 10 m<sup>2</sup> HODOSCOPE MADE OF DRIFT TUBES FOR COSMIC RAY MUON REGISTRATION

© 2024 М. Е. Баринов<sup>1)</sup>, В. В. Бирюков<sup>1)</sup>, А. А. Борисов<sup>1)</sup>, С. В. Ерин<sup>1)</sup>, Р. М. Фахрутдинов<sup>1)</sup>, А. Р. Филін<sup>1)</sup>, В. Н. Гущин<sup>1)</sup>, А. Н. Исаев<sup>1)</sup>, А. С. Кожин<sup>1)</sup>, А. В. Ларіонов<sup>1)</sup>, Н. А. Шаланда<sup>1)</sup>, М. М. Солдатов<sup>1)</sup>, В. І. Якимчук<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>NRC “Kurchatov Institute” — IHEP, Protvino, Russia

The 10 m<sup>2</sup> muon hodoscope made of drift tubes with length 3.7 m and diameter 52 mm is under development and construction in NRC “Kurchatov institute” — IHEP. Totally 768 drift tubes are grouped into 6 identical multilayers, each consisting of two tube layers with parallelly placed tubes. Tube orientation in adjacent multilayers is orthogonal, thus the hodoscope has six X and six Y tube layers. Detailed mechanical structure, on-chamber electronic and data acquisition systems are described. Expected technical characteristics and some test results are presented.

## О КЛАССИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ К ОПИСАНИЮ ДИФФУЗИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

© 2024 г. В. В. Учайкин<sup>1)</sup>, \*, И. И. Кожемякин<sup>1)</sup>, \*\*, В. А. Литвинов<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 23.10.2023 г.; после доработки 23.10.2023 г.; принята к публикации 23.10.2023 г.

Неоднородная структура межзвездной среды (МЗС) характеризуется крупномасштабными флуктуациями, существенно влияющими на процесс распространения космических лучей. Учет этого влияния может не только заставить внести поправки в параметры диффузионного процесса, но и изменить сами операторы, перейдя от дифференциальных к интегральным. Важнейшей характеристикой турбулентной среды является ее спектр мощности, включение подходящей аппроксимации которого позволяет рассмотреть эту проблему в рамках классического диффузионного подхода [1, 2]. В статье обсуждаются аналитические формы этого спектра, используемые в теории переноса космических лучей, включая 4-параметрическую аппроксимацию Учайкина—Золотарева, полученную на основе обобщенного уравнения Орнштейна—Цернике. Тестирование последней показало, что при подходящем выборе параметров она довольно точно воспроизводит результаты численного моделирования как в инерционном интервале, так и за его пределами, и поэтому может быть эффективно использована в задачах переноса космических лучей в межзвездной турбулентной среде.

DOI: 10.31857/S0044002724020053, EDN: KRFFUS

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Турбулентность межзвездной среды (МЗС) играет важную роль в механизмах генерации космических лучей, синхротронного излучения, формирования химического состава, особенностей в энергетическом распределении и других важнейших аспектах физики космических лучей. В то же время наблюдение этих эффектов приносит информацию о структуре и свойствах самой МЗС. Так, энергетическая зависимость отношения вторичных ядер к первичным используется для оценки способности галактических магнитных полей удерживать заряженные частицы. В [3] указывается, что наблюдаемое отношение отвечает степенной ( $R^{-0.6}$ ) зависимости пробега заряженных частиц от их магнитной жесткости  $R$  [4]. Такая зависимость означает, что частицы высокой энергии проходят до выхода из Галактики меньший путь, чем частицы низких энергий. Она также означает, что ускорение частиц происходит раньше, чем они начинают распространяться. В противном случае это отношение было бы постоянным или даже росло бы с увеличением энергии. Однако это не может продолжаться до энергий выше  $10^{15}$  эВ

ввиду противоречия данным по анизотропии [5]. Несколькими годами ранее авторы работы [6] заметили, что степенной характер этой зависимости может быть связан с аналогичной формой Колмогоровского спектра МГД-волн. В реальности топология магнитного поля МЗС гораздо сложнее, чем просто чистое стохастическое море со связанной с ним диффузией силовых линий. С другой стороны, линии поля могут также перемещаться быстрее, чем предполагает обычная (нормальная) диффузия. В конечном счете, крупномасштабная динамика линий поля является результатом конкуренции между “залипанием” на силовых линиях и “перелетами” между ними, приводящей к различным режимам блужданий, начиная от медленной субдиффузии (почти идеальное прилипание) до быстрой супердиффузии (доминирование длинных скачков). Так объясняется в [7] представление траекторий в виде ломаных случайных линий, составленных из изотропно распределенных по направлениям и степенным образом по длине прямолинейных отрезков. Позднее эта модель нашла свое развитие в работах группы В.В. Учайкина [8, 9] и в позитивном плане изложена Л.И. Дорманом в его монографии [10].

Аналитическое представление этой модели дается в терминах нелокальных операторов — лапласианов в дробной степени. Результаты расчетов по этой модели не противоречат наблюдаемым данным, а по некоторым эффектам (излом в энергетическом спектре, повышенная анизотропия) неплохо с ними согласуются. Альтернативой этой модели остается

<sup>1)</sup>Кафедра теоретической физики, Ульяновский государственный университет, Россия.

<sup>2)</sup>Барнаульский юридический институт МВД России, Россия.

\*E-mail: vuchaikin@gmail.com

\*\*E-mail: kozhilya@gmail.com

учет турбулентного характера МЗС в рамках классической диффузионной теории [1, 2].

## 2. СПЕКТРЫ МОЩНОСТИ МЗС В РАСЧЕТАХ КЛ

Важнейшим инструментом учета турбулентности является введение в уравнения переноса космических лучей спектра мощности турбулентных пульсаций  $P(k)$ , описывающего ее распределение по волновым числам  $k$ . В работе [2], посвященной анализу ускорения космических лучей, турбулентность МЗС представлена гауссовой формой спектральной функции  $S(k)$  с характеристической длиной  $L$ :

$$S(k) \propto e^{-k^2 L^2 / 2},$$

и там же апробирована для этих целей степенная форма спектра

$$S(k) \propto (kL)^{1-\varepsilon}, \quad \varepsilon < 1,$$

ограниченная инерционным диапазоном волновых чисел. В конечном итоге эти спектры вошли в диффузионные коэффициенты  $D$  и  $K$  уравнения для усредненной по турбулентным пульсациям плотности распределения  $\langle f(t, \mathbf{r}, p) \rangle$  в координатно-импульсном фазовом пространстве (см. уравнение (9) цитируемой работы):

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - D\Delta \right) \langle f \rangle = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left( p^2 K \frac{d\langle f \rangle}{dp} \right). \quad (1)$$

Для акустических волн В. Птускин приводит следующие формулы:

$$D = D_0 \left[ 1 + \frac{16\pi}{3} \int_0^\infty dk \frac{k^2 S(k)}{v_s^2 + D_0^2 k^2} \right]; \quad (2)$$

$$K = p^2 D_0 \frac{8\pi}{9} \int_0^\infty dk \frac{k^4 S(k)}{v_s^2 + D_0^2 k^2}, \quad (3)$$

где  $D_0$  — затравочный (в отсутствие турбулентности) коэффициент диффузии, а  $v_s$  — скорость звука. Второе слагаемое в квадратных скобках уравнения (2) дает вклад в коэффициент диффузии заряженных частиц слабых акустических волн со случайными амплитудами. Структура же уравнения (1) осталась неизменной. Это можно было бы считать первым приближением теории возмущений, если бы влияние погрешности аппроксимации используемых спектров было бы соизмеримым с погрешностью этого приближения теории вычислений.

Авторы статьи [6] процедуру включения в вычислительный процесс турбулентных характеристик среды осуществляют более педантично, пользуясь методикой, изложенной в статье [11].

Единичный вектор  $\mathbf{e}_{\delta B}$  турбулентной составляющей  $\delta B$  магнитоэлектрического поля  $B$  они представляют в следующем виде:

$$\mathbf{e}_{\delta B} = \varepsilon \sum_{n=1}^{N_m} \boldsymbol{\xi}_n A(k_n) \cos(k_n z' + \zeta_n),$$

где  $\varepsilon$  — поправочный множитель;  $\boldsymbol{\xi}_n$  — вектор поляризации;  $\zeta_n$  — случайная фаза. Суммирование ведется по  $N_m$  логарифмически распределенным безразмерным волновым числам  $k = k_{\text{tr}} L_0$ ,  $L_0 \approx 0.03$  а.е., так что  $\delta k_n / k_n = \text{const}$ , а сам спектр мощности  $P(k)$  взят (со ссылкой на [12]) в виде

$$P(k) = \frac{2(\delta B)^2 L_0 \Gamma((s+q)/2)}{\Gamma((s-1)/2) \Gamma((q+1)/2)} \times \frac{k^q}{(1+k^2)^{(s+q)/2}}.$$

Здесь  $s = 5/3$  соответствует колмогоровскому инерционному интервалу и  $q > -1$ . При  $s = 3/2$  эта формула воспроизводит спектр Крайчана (1965), при  $q = 0$  она дает аппроксимацию, предложенную в [13] (постоянную в области  $k_{\parallel} l_{\text{slab}}$ , а при  $q < 0$  и  $q > 0$  соответственно убывающую и возрастающую ветви спектра).

## 3. ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И МЕЗОФРАКТАЛЬНОСТЬ

Колмогоровская феноменология турбулентности с ее автоматическими степенными законами [14] была прообразом фрактальной концепции Мандельброта [15], ставшей необычайно популярной в конце минувшего века. Ее особенностью является отсутствие характеристического масштаба: в каких бы единицах не измерялось расстояние, степенной закон остается степенным. Если добавить к этому, что физические процессы во фрактальной среде естественно описывать в терминах дробно-дифференциального исчисления (собственные функции таких операторов как раз и являются степенными), возникнет некий барьер между альтернативами: невозможно перейти к однородной среде, оставаясь в рамках фрактальной концепции (фрактальная размерность  $D_f$  системы в  $d$ -мерном пространстве ограничена неравенством  $D_f < d$ ).

Такая мезофрактальная модель была развита в монографии [16] и применительно к крупномасштабной структуре Вселенной продемонстрирована в статье [17], где и был введен термин *мезофрактальность* (не путать с мультифрактальностью, характеризующей множеством фрактальных размерностей)<sup>3</sup>. Статистическое обоснование этой модели дается в работах [18–20]. Ее основой может считаться обобщенное уравнение Орнштейна—Цернике, записанное теперь не для

межмолекулярных, а для межоблачных взаимодействий, тоже рассматриваемых в терминах столкновений (как это сделано в [21]).

Межзвездные магнитные поля характеризуются далекими корреляциями обратностепенного типа. Моделирование таких полей на основе уравнения Орнштейна—Цернике требует такого же распределения и для прямых корреляций (ближайших соседей). Подходящей плотностью обладают изотропные *распределения Леви—Фельдгейма*, характеристические функции которых имеют вид  $e^{-(bk)^\alpha}$ , где  $\alpha \in (0, 2]$  — характеристический показатель, а  $b$  — масштабный параметр длины.

Если в качестве начальных узлов марковских траекторий принять однородное пуассоновское распределение бесконечного множества точек, то совокупность всех узлов всего множества независимых траекторий даст статистически однородное статистически трехмерное поле случайных точек со спектром мощности Учайкина—Золотарева:

$$P(k) = A \frac{e^{-(bk)^\alpha}}{1 - ce^{-(bk)^\alpha}}, \quad 0 < c < 1, 0 < \alpha \leq 2, \quad (4)$$

где  $A$  — нормировочный множитель; показатель  $\alpha$  вместе с постоянной  $c$  определяет асимптотику далеких корреляций облачной структуры МЗС;  $b$  — масштаб, характеризующий случайное расстояние между магнитными облаками. Неравенство  $c < 1$  исключает бесконечные траектории, ансамбль которых привел бы к расходимости средней концентрации узлов.

Представляя множество межзвездных облаков ансамблем узлов (т.е. точек), коррелированных внутри каждой из независимых траекторий марковской цепи, мы, конечно, упрощаем реальную картину, однако этот прием довольно популярен в моделировании облачной структуры МЗС [21, 22] крупномасштабной структуры Вселенной [23] и турбулентности как таковой [24].

Заметим, что для получения из [6] колмогоровского степенного спектра (монофрактала, в мультифрактальной терминологии) достаточно взять  $c = 1$  и малые  $k$  (т.е. большие расстояния).

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ УЗ-АППРОКСИМАЦИИ МГД-РАСЧЕТОВ

Принято считать [25], что численные МГД-эксперименты подтверждают колмогоровский характер МЗС-турбулентности, хотя речь, конечно, может идти лишь об инерционном интервале. В [28] разложение различных мод в МГД-турбулентности

на самом деле показывает, что, хотя альфвеновские и медленные режимы ведут себя как колмогоровские турбулентности и анизотропны, быстрые моды изотропны и подчиняются иной статистике. Результаты аппроксимации спектра мощности УЗ колмогоровской турбулентности из [25] показаны на рис. 1, *a—в*. Неровности в левых частях (для малых  $k$ ) на этих рисунках объясняются искажением данных при пикселизации исходных данных.

В статье [26] исследуется распространение сильных ударных волн в двухфазной среде с использованием схемы Годунова второго порядка для решения уравнений МГД. Уравнения индукции решаются с использованием согласованного метода характеристик и алгоритма условного переноса. Для процессов охлаждения или нагрева и теплопроводности используется явное интегрирование по времени второго порядка. Результаты аппроксимации этой модели показаны на рис. 1, *г*. Высокий уровень флуктуаций при малых  $k$ , аналогичный подобному на рис. 1, *a—в*, может сильно влиять на параметры аппроксимации, однако при больших  $k$  согласование моделируемого спектра мощности и аппроксимированного спектра мощности УЗ лучше, особенно по сравнению со спектром мощности Колмогорова.

В статье [27] предлагается алгоритм моделирования пространственных флуктуаций интенсивности в МЗС с использованием модели дробного броуновского движения и ее модифицированной (экспоненциальной) версии пространственных флуктуаций интенсивности, которые по своему замыслу могут воспроизвести безмасштабную природу измеряемых структур с точки зрения спектра мощности Фурье. Моделирование проводится с использованием обратного преобразования Фурье случайных значений фазы, умноженных на степенной закон для квадрата модуля комплексных чисел. Для степенного закона  $\sim -3.0$  функция распределения модели дробного броуновского движения приблизительно гауссова. Результаты аппроксимации спектром УЗ представлены на рис. 1, *д—е*. Эти аппроксимации показывают, что спектр мощности, близкий к спектру мощности Колмогорова, также аппроксимируется, но только в ограниченном диапазоне.

<sup>3</sup> В этом смысле мезофрактал можно считать мультифракталом, спектр которого состоит из двух точек  $D_f = \alpha < 2$  и  $D_f = 3$ .

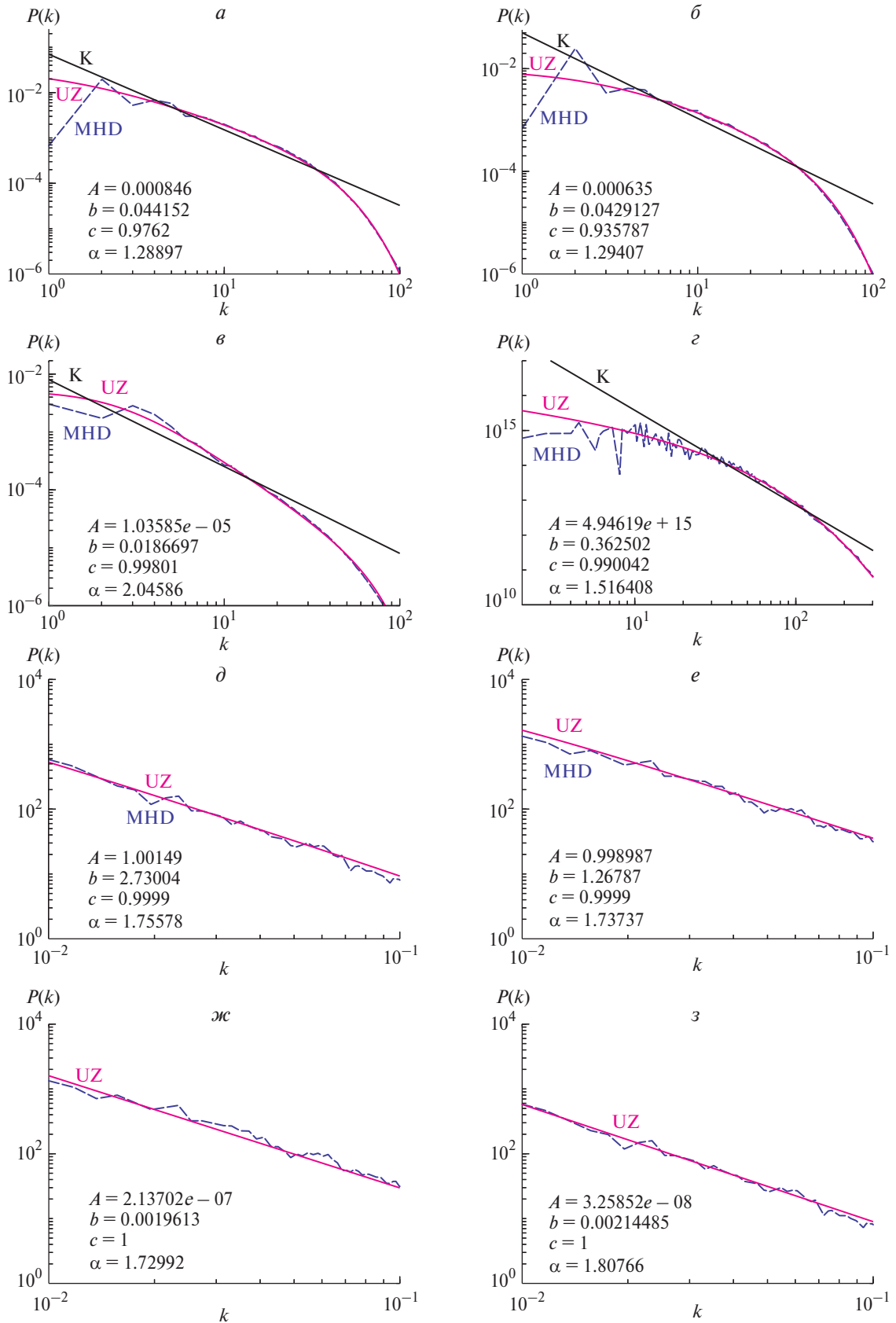


Рис. 1. (а–з) УЗ-аппроксимации спектров мощности турбулентных флуктуаций скорости в четырех различных режимах, численно моделированных в [25–27]. Штриховые кривые представляют результаты моделирования, сплошные — их аппроксимации формулой (4). Наклонные прямые соответствуют чисто степенным спектрам.

## 5. ВЫВОДЫ

Данные, представленные на рис. 1, позволяют сделать два вывода, связанные с параметром  $c$ . Во-первых, для спектров, изображенных на рис. 1,  $a-g$ , видны сильные флуктуации данных для малых  $k$ , которые, предположительно, связаны с пикселизацией входных данных; для этих случаев параметр  $c$  позволяет оценить наличие этого входного условия, однако для выводов по оценке влияния этого фактора требуются дополнительные исследования. Во-вторых, для спектров, показанных на рис. 1,  $d-e$ , близких к колмогоровскому спектру, значение  $c \rightarrow 1$ . Более того, если опустить предыдущее ограничение и допустить значение  $c = 1$ , можно получить аппроксимацию, представленную на рис. 1,  $ж-з$ . Интересно отметить, что в этом случае параметр  $\alpha$  становится приблизительно равным показателю колмогоровского спектра (см. [27, табл. 1]).

Что касается итога работы в целом, можно отметить следующее. Поскольку выражение (4) выведено не из динамических соображений, а скорее из феноменологических с использованием гидродинамических аналогий (ОЦ-уравнение), важно было убедиться в том, что 4-параметрическая форма (4) является достаточно гибкой, чтобы хорошо воспроизводить типичные особенности таких спектров. В качестве реперных спектров, как и в предыдущей нашей работе, были выбраны результаты численных расчетов по МГД-кодам [28, 29]. Сравнение показало, что УЗ-аппроксимация хорошо представляет результаты численных МГД-расчетов и может быть успешно использована в рамках классической теории, турбулентной для (2) и (3), вместо приближенных формул  $S(k)$ .

Однако значение самого факта согласованности формы (4) с результатами надежных численных расчетов важнее, чем просто удачная аппроксимация результатов хороших расчетов, позволяющая использовать их в расчетах уже другого процесса: прохождения космических лучей через эту среду. Напомним, что спектральная функция является Фурье-образом двухчастичной корреляционной функции, содержащей довольно ограниченный объем информации о структуре случайной среды. В то же время сама форма (4) позволяет интерпретировать установленные в численных экспериментах параметры в терминах марковских цепей, и набор этих четырех чисел полностью определяет статистический ансамбль всех реализаций этой модели. Выбор конкретной из них является рутинной задачей статистического моделирования, алгоритмы для моделирования переходов от одного узла к другому приведены в [20]. Это моделирование открывает возможность решения многих задач, например, найдены распределение случайного числа соседей объекта, вероятность образования полости (войда, пузыря) данных размеров, сгущений частиц (кластеров), а если иметь в виду применение

метода Монте-Карло, то можно вычислить вероятностные характеристики любого измеримого функционала, имея в своем распоряжении четыре параметра:  $\alpha$ ,  $A$ ,  $b$  и  $c$ .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-79-30017) и Минобрнауки РФ (грант № 075-15-2021-581).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Быков, И. Топтыгин, ЖЭТФ **70**, 194 (1990).
2. V. S. Ptuskin, *Sov. Astron. Lett.* **14**, 255 (1988); <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1988SvAL...14..255P>
3. P. Reichherzer, L. Merten, J. Dörner, J. Becker Tjus, M. J. Poeschel, and E. G. Zweibel, *SN Appl. Sci.* **4**, 15 (2022); <https://link.springer.com/10.1007/s42452-021-04891-z>
4. В. Зацепин, А. Панов, Н. Сокольская, Дж. Адамс мл., Х. Ан, Г. Башинджагян, Дж. Ваттс, Дж. Вефель, Дж. Ву, Т. Гузик, И. Изберт, К. Ким, М. Кристл, Е. Кузнецов, М. Панасюк, Э. Сно, Дж. Чанг, А. Фазели, *Письма в Астрон. журн.* **35**, 377 (2009).
5. A. Erlykin and A. Wolfendale, *Astropart. Phys.* **25**, 183 (2006); <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650506000041>
6. E. S. Seo and V. S. Ptuskin, *Astrophys. J.* **431**, 705 (1994); <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/174520>
7. B. R. Ragot and J. G. Kirk, *Astron. Astrophys.* **327**, 432 (1997); <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997A&A...327..432R>
8. В. В. Учайкин, УФН **183**, 1175 (2013); <http://ufn.ru/ru/articles/2013/11/b/>
9. В. В. Учайкин, А. Д. Ерлыкин, Р. Т. Сибатов, УФН **193**, 233 (2023); <https://ufn.ru/ru/articles/2023/3/a/>
10. L. I. Dorman, *Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground* (Kluwer Academ. Publ., Dordrecht; Boston, 2004).
11. R. C. Tautz and A. Dosch, *Phys. Plasmas* **20**, 022302 (2013); <https://doi.org/10.1063%2F1.4789861>
12. J. Giacalone and J. R. Jokipii, *Astrophys. J.* **520**, 204 (1999); <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/307452>
13. A. Shalchi and B. Weinhorst, *Adv. Space Res.* **43**, 1429 (2009); <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0273117709000052>
14. А. С. Монин, А. М. Яглом, *Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности* (Наука, Москва, 1967).
15. B. B. Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature* (W. H. Freeman, San Francisco, 1982).

16. V. V. Uchaikin and V. M. Zolotarev, *Chance and Stability: Stable Distributions and their Applications* (Walter de Gruyter, 1999).
17. V. V. Uchaikin, *Gen. Relativ. Grav.* **36**, 1689 (2004).
18. В. В. Учайкин, *Итоги науки и техн. Сер. Современ. мат. и ее прил. Темат. обз.* **220**, 125 (2023); <https://doi.org/10.36535/0233-6723-2023-220-125-144>
19. В. В. Учайкин, *Итоги науки и техн. Сер. Современ. мат. и ее прил. Темат. обз.* **221**, 128 (2023); <https://doi.org/10.36535/0233-6723-2023-221-128-147>
20. В. В. Учайкин, *Итоги науки и техн. Сер. Современ. мат. и ее прил. Темат. обз.* **222**, 115 (2023); <https://doi.org/10.36535/0233-6723-2023-222-115-133>
21. T. Nozakura, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **243**, 543 (1990).
22. S. Buonocore and M. Sen, *AIP Advanc.* **11**, 055221 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0049401>
23. P. Peebles, *The Large-scale Structure of the Universe, Princeton Series in Physics* (Princeton University Press, 1980); <https://press.princeton.edu/books/paperback/9780691209838/the-large-scale-structure-of-the-universe>
24. L. Brandt and F. Coletti, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **54**, 159 (2022).
25. D. Falceta-Gongalves, G. Kowal, E. Falgarone, and A. C.-L. Chian, *Nonlin. Proc. Geophys.* **21**, 587 (2014); <https://npg.copernicus.org/articles/21/587/2014/>
26. T. Inoue, R. Yamazaki, and S.-I. Inutsuka, *Astrophys. J.* **695**, 825 (2009); <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/695/2/825>
27. J.-F. Robitaille, A. Abdeldayem, I. Joncour, E. Moraux, F. Motte, P. Lesaffre, and A. Khalil, *Astron. Astrophys.* **641**, A138 (2020); <https://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201937085>
28. J. Cho and A. Lazarian, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **345**, 325 (2003); <https://academic.oup.com/mnras/article/345/1/325/984760>
29. B. Burkhart, A. Lazarian, V. Ossenkopf, and J. Stutzki, *Astrophys. J.* **771**, 123 (2013); <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/771/2/123>

## ON THE CLASSICAL APPROACH TO DESCRIBING THE DIFFUSION OF COSMIC RAYS IN A TURBULENT MEDIUM

© 2024 Vladimir V. Uchaikin<sup>1)</sup>, Ilya I. Kozhemyakin<sup>1)</sup>, and Vladimir A. Litvinov<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>*Department of Theoretical Physics, Ulyanovsk State University, Russia*

<sup>2)</sup>*Barnaul Law Institute of the Ministry of Internal Affairs of Russia*

The inhomogeneous structure of the interstellar medium (ISM) is characterized by largescale fluctuations that significantly affect the cosmic ray propagation process. Accounting for this influence can not only lead to adjustments in the diffusion process parameters but even to pass from differential operators to integral ones. The most crucial characteristics of a turbulent medium is its power spectrum. Including appropriate approximations of this spectrum allows us to consider this problem in the framework of the traditional diffusion approach [1, 2]. This article explores the analytical representations of this spectrum applied in the cosmic ray transfer theory, including the four-parameter Uchaikin—Zolotarev approximation, derived from the generalized Ornstein—Zernike equation. Testing of the latter revealed that, with carefully chosen parameters, it accurately replicates numerical modeling results both in the inertial interval and beyond. Therefore, it can be effectively employed in addressing cosmic ray transfer issues within a turbulent interstellar medium.



## МАГИЧНОСТЬ, РАДИУСЫ НЕЙТРОННЫХ ОРБИТ $1f_{7/2}$ , $2p_{3/2}$ И ГАЛОПОДОБНАЯ СТРУКТУРА В ЯДРАХ $^{52,54}\text{Ca}$

© 2024 г. О. В. Беспалова<sup>1)</sup>, \*, А. А. Климочкина<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 02.11.2023 г.; после доработки 17.11.2023 г.; принята к публикации 17.11.2023 г.

Выполнены расчеты эволюции нейтронных одночастичных спектров изотопов с новым магическим числом нейтронов  $N = 32$  и  $34$  в области  $16 \leq Z \leq 32$  в дисперсионной оптической модели. Показано, что в этих изотопах с  $N = 32$  и  $34$  достигается минимум отличия энергии Ферми от полусуммы расчетных энергий последнего преимущественно заполненного и первого преимущественно свободного состояний. Вычисленный среднеквадратичный радиус нейтронного галоподобного состояния  $2p_{3/2}$  в дважды магическом ядре  $^{52}\text{Ca}$  превысил радиус нижележащего состояния  $1f_{7/2}$  на  $0.8$  Фм. Это согласуется с недавними экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями, объясняющими “неожиданно” большой среднеквадратичный зарядовый радиус этого ядра.

DOI: 10.31857/S0044002724020065, EDN: KRSPAP

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные об энергии возбуждения  $E^{\text{экс}}(2_1^+)$  [1] свидетельствуют о новой магичности изотопов Ca с числами нейтронов  $N = 32, 34$  (рис. 1, а), которой посвящено большое количество исследований (см., например, [2–4] и ссылки в них). Для традиционных магических чисел  $N = 20$  и  $28$  одновременно с увеличенными значениями  $E^{\text{экс}}(2_1^+)$  наблюдается уменьшение зарядовых радиусов  $r_{\text{ch}}$  соответствующих изотопов по сравнению с соседними. Однако для  $N = 32$  в изотопах Ca такого уменьшения не происходит [5], и, начиная с  $^{48}\text{Ca}$ , радиусы  $r_{\text{ch}}$  демонстрируют неуклонный рост (рис. 1, б). “Неожиданно” большие радиусы  $r_{\text{ch}}$  нейтронно-избыточных изотопов Ca, полученные в [5], поставили вопрос о степени проявления магических свойств изотопов  $^{52}\text{Ca}$  с числом  $N = 32$ .

Рост радиуса  $r_{\text{ch}}$  в ядрах с  $N > 28$  был приписан [6] галоподобным особенностям структуры нейтронных орбит  $2p_{3/2}$  и  $2p_{1/2}$ , которые заполняются в изотопах Ca с  $N > 28$ , и сопровождающим это заполнение расширением распределения протонов, “следующих” за нейтронами. В [6] была предсказана разность в  $0.7$  Фм между среднеквадратичными радиусами  $r_{\text{rms}}$  нейтронных орбит  $1f_{7/2}$

и  $2p_{3/2}$ , которая соответствует наблюдаемому росту  $r_{\text{ch}}$  для  $^{52}\text{Ca}$  при сохранении этим ядром дважды магической природы. Недавние экспериментальные данные, полученные в реакции выбивания нейтрона из  $^{52}\text{Ca}$  [7], показали превышение  $r_{\text{rms}}$  нейтронов на орбите  $2p_{3/2}$  на  $0.61(23)$  Фм по сравнению с орбитой  $1f_{7/2}$ . Так, данные  $r_{\text{rms}}^{\text{экс}}$  составили  $4.74(18)$  Фм и  $4.13(14)$  Фм для нейтронных состояний  $2p_{3/2}$  и  $1f_{7/2}$  соответственно. Расчеты по методу Хартри–Фока–Боголюбова с взаимодействием Скирма (SKM), выполненные в [7], привели к

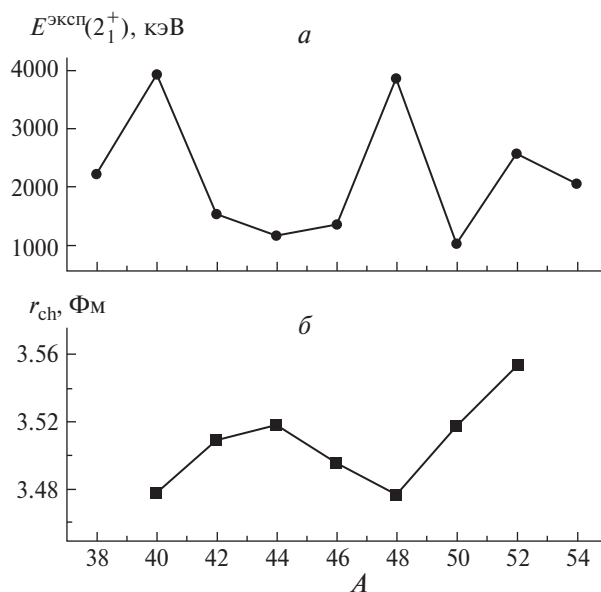


Рис. 1. Экспериментальные энергии  $E^{\text{экс}}(2_1^+)$  (а) и среднеквадратичные зарядовые радиусы  $r_{\text{ch}}$  (б) четных изотопов Ca.

<sup>1)</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия.

\* E-mail: besp@sinp.msu.ru

$r_{\text{rms}} = 4.12$  Фм для состояния  $1f_{7/2}$  и к  $4.49$  Фм для состояния  $2p_{3/2}$ . Если первое значение хорошо согласуется с экспериментальным, то второе заметно меньше его. В настоящей работе выполнены расчеты эволюции нейтронных одночастичных спектров изотонов с магическим числом нейтронов  $N = 32$  и  $34$  в дисперсионной оптической модели (ДОМ), определены среднеквадратичные радиусы  $r_{\text{rms}}$  нейтронных состояний  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$  и распределение нейтронной плотности в изотопах  $^{52,54}\text{Ca}$ , согласующиеся с экспериментальными данными [7] о галоподобной структуре состояния  $2p_{3/2}$  в ядре  $^{52}\text{Ca}$ .

## 2. ОСНОВЫ МОДЕЛИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ

Дисперсионная оптическая модель [8], развитая в конце прошлого века, в отличие от традиционной оптической модели опирается на дисперсионное соотношение, связывающее действительную и мнимую части потенциала ДОМ:

$$V(r, r'; E) = V(r, r') + \frac{1}{\pi} P \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{W(r, r'; E')}{E' - E} dE' \right\}, \quad (1)$$

где  $P$  обозначает главное значение. После перехода от нелокального потенциала к локально эквивалентному действительная центральная часть нейтронного потенциала  $V(r, E)$  представляется в виде суммы плавно зависящей от энергии составляющей хартри-фоковского (ХФ) типа и дисперсионной составляющей, которая резко зависит от энергии вблизи энергии Ферми  $E_F$ :

$$\begin{aligned} V(r, E) &= V_{\text{HF}}(r, E) + \Delta V(r, E) = \\ &= V_{\text{HF}}(E) f(r, r_{\text{HF}}, a_{\text{HF}}) + \Delta V_s(E) f(r, r_s, a_s) - \\ &\quad - 4a_d \Delta V_d(E) \frac{d}{dr} f(r, r_d, a_d), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $f(r, r_i, a_i)$  — функция Вудса–Саксона. Индексы HF,  $s$ ,  $d$  относятся соответственно к ХФ, объемной и поверхностной составляющим потенциала ДОМ. Дисперсионная составляющая эффективно учитывает корреляции, которые испытывает нуклон в ядре, как распределенные по объему, так и сконцентрированные на поверхности, и приводит к уменьшению частично-дырочной щели  $G$  между последним преимущественно занятым состоянием и первым преимущественно свободным состояниями нуклона в ядре. В настоящей работе мнимая часть дисперсионного оптического потенциала (ДОП) предполагалась симметричной относительно энергии  $E_F$  и была параметризована следующими выражениями для объемной  $W_s$  и поверхностной  $W_d$  частей:

$$W_s(E) = w_1 \frac{(E - E_F)^2}{(E - E_F)^2 + (w_2)^2};$$

$$W_d(E) = d_1 \frac{(E - E_F)^2 \exp[-d_2(E - E_F)]}{(E - E_F)^2 + (d_3)^2}, \quad (3)$$

$E > E_F,$

где  $w_1, w_2, d_1, d_2, d_3$  — параметры. Энергия Ферми  $E_F$  определялась по данным об энергиях отделения  $S_n$  нейтрона от ядра с  $(N, Z)$  и  $(N + 1, Z)$  [9]:

$$E_F = -\frac{1}{2}(S_n(N, Z) + S_n(N + 1, Z)). \quad (4)$$

Энергетическая зависимость ХФ-составляющей определялась выражением

$$V_{\text{HF}}(E) = V_{\text{HF}}(E_F) \exp \left[ \frac{-\gamma(E - E_F)}{V_{\text{HF}}(E_F)} \right]. \quad (5)$$

Параметр  $V_{\text{HF}}(E_F)$  находился из условия согласия суммарного числа нейтронов  $N_n = \sum (2j + 1) N_{nlj}$  в состояниях с квантовыми числами  $nlj$  с числом  $N$  изотопа. Для этого вероятность заполнения  $N_{nlj}$  одночастичных орбит определялась по формуле теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ):

$$N_{nlj} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{E_{nlj} - E_F}{\sqrt{(E_{nlj} - E_F)^2 + \Delta^2}} \right] \quad (6)$$

с эмпирическим значением параметра щели спаривания:

$$\Delta = -\frac{1}{4} \{ S_n(N + 1, Z) - 2S_n(N, Z) + S_n(N - 1, Z) \}. \quad (7)$$

Таким образом, условие  $N_n = N$  соответствует согласию с эмпирическим значением энергии Ферми.

Энергии  $E_{nlj}$ , использованные в (6), вычислялись при решении уравнения Шредингера с центральной действительной частью нейтронного ДОП  $V(r, E_{nlj})$ :

$$\left[ -\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 + \hat{U}(r, E_{nlj}) \right] \Phi_{nlj}(\mathbf{r}) = E_{nlj} \Phi_{nlj}(\mathbf{r}), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{U}(r, E_{nlj}) &= V(r, E_{nlj}) + \hat{U}_{so}(r, E_{nlj}), \\ \Phi_{nlj}(r) &= \frac{u_{nlj}(r)}{r} Y_{lm}(\Omega). \end{aligned} \quad (9)$$

Радиальная часть  $u_{nlj}(\mathbf{r})$  полной волновой функции  $\Phi_{nlj}(\mathbf{r})$  была скорректирована в целях учета эффекта нелокальности:

$$\bar{u}_{nlj}(r) = C_{nlj} \sqrt{\frac{m_{\text{HF}}^*(r, E)}{m}} u_{nlj}(r), \quad (10)$$

где отношение ХФ эффективной массы нуклона  $m_{\text{HF}}^*$  к его полной массе  $m$  определяется выражением

$$\frac{m_{\text{HF}}^*(r, E)}{m} = 1 - \frac{d}{dE} V_{\text{HF}}(r, E). \quad (11)$$

Коэффициент  $C_{nlj}$  находился при нормировке  $\bar{u}_{nlj}(r)$  на единицу. Среднеквадратичные радиусы  $r_{\text{rms}}$  нейтронных состояний определялись согласно соотношению

$$r_{\text{rms}} = \sqrt{\int_0^{\infty} \bar{u}_{nlj}^2(r) r^2 dr}, \quad (12)$$

а распределение нейтронной плотности — в одночастичном подходе, аналогично [10]:

$$\rho_n(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{nlj} (2j+1) N_{nlj} \bar{u}_{nlj}^2(r). \quad (13)$$

### 3. ЭВОЛЮЦИЯ МАГИЧЕСКИХ ЧИСЕЛ

$$N = 32, 34$$

Для расчета характеристик нейтронных одночастичных состояний в качестве параметров мнимого, спин-орбитального потенциалов и геометрических параметров  $r_{\text{HF}}$ ,  $a_{\text{HF}}$  были взяты значения, экстраполированные в соответствии с параметрами глобальных потенциалов Конинга–Делароша (KD) [11]. В результате глубина потенциала  $V_{\text{HF}}(E_F)$  являлась единственным свободным параметром, который находился из условия согласия  $N_n$  с числом  $N$  изотопа с точностью не хуже 0.5%. Погрешности определения параметра  $\gamma$  практически не влияли на энергии нейтронных состояний вблизи  $E_F$ . Этот параметр для  $^{52}\text{Ca}$  полагался равным 0.42. Расчетные одночастичные нейтронные энергии  $E_{nlj}$  изотопов с магичным  $N = 32$ , вычисленные с такими глобальными параметрами ДОП, показаны на рис. 2 в сравнении с экспериментальными данными [12, 13]. Обращает на себя внимание взаимное расположение энергии Ферми  $E_F$  и энергий состояний  $2p$ , которые являются последним занятым и первым

свободным состояниями в рамках модели независимых частиц (МНЧ). Значение  $E_F$  соответствует почти половине суммарной энергии уровней  $2p_{3/2}$  и  $2p_{1/2}$  только в изотопах Ca и Ti. Это иллюстрирует вставка к рис. 2, на которой представлено различие  $\Delta_F = |E_F - \langle E_{2p_{3/2}}, E_{2p_{1/2}} \rangle|$  между энергией  $E_F$  и средним положением состояний  $2p$  в изотопах с  $N = 32$ . Оно достигает наименьших значений в 0.1 МэВ в  $^{52}\text{Ca}$  и  $^{54}\text{Ti}$ , что составляет около 10% от щели  $G$  между энергиями состояний  $2p_{3/2}$  и  $2p_{1/2}$ .

В ядрах с традиционными магическими числами последнее состояние ниже  $E_F$  с энергией  $E_F^-$  практически полностью заполнено, а первое состояние выше  $E_F$  с энергией  $E_F^+$  — свободно. Поэтому для таких ядер энергии  $S_n$  (с противоположным знаком) отделения нуклона от него и ядра с  $A + 1$  близки соответственно к энергиям  $E_F^-$  и  $E_F^+$ , энергия  $E_F$  (4) — к их среднему, а основные характеристики ядра хорошо описываются МНЧ. В ядрах  $^{52}\text{Ca}$ ,  $^{54}\text{Ti}$  с новым магическим числом  $N = 32$  эмпирические энергии отделения нейтрона  $-S_n$  от ядер с  $(N = 32, Z)$  и  $(N = 33, Z)$  отличаются от расчетных по ДОМ энергий  $E_{nlj}$  состояний  $2p_{3/2}$  и  $2p_{1/2}$ , однако среднее между энергиями  $S_n$  близко к среднему между рассчитанными в ДОМ энергиями  $E_{nlj}$ . Такое расположение энергии  $E_F$  характерно и для других ядер с традиционными и новыми магическими числами [14] и может рассматриваться в качестве маркера магичности. Для того чтобы при этом ядро проявляло себя как магическое, необходимо наличие значительной энергетической щели  $G$  между  $E_F^-$  и  $E_F^+$ .

В ДОМ не учитывается вклад тензорного взаимодействия, который важен для количественного объяснения магических свойств  $^{52}\text{Ca}$  и  $^{54}\text{Ti}$  [4]. За счет тензорных сил протоны заполненной оболочки  $1d_{3/2}$  в изотопах Ca притягивают нейтроны под оболочки  $2p_{3/2}$  и отталкивают —  $2p_{1/2}$ , расширяя тем самым нейтронную щель  $N = 32$  по сравнению с расчетом по ДОМ. В  $^{54}\text{Ti}$  такое действие тензорного взаимодействия ослабевает, так как начинает заполняться протонная оболочка  $1f_{7/2}$ . Несмотря на отсутствие тензорного взаимодействия, ДОМ хорошо описывает динамику необходимого условия для возникновения магического числа  $N = 32$ . При увеличении  $Z$  среднее  $\langle E_{2p_{3/2}}, E_{2p_{1/2}} \rangle$  между энергиями состояний  $2p_{3/2}$  и  $2p_{1/2}$  удаляется от  $E_F$  (см. рис. 2). При этом минимум разности  $\Delta_F$  достигается для двух ядер:  $^{52}\text{Ca}$  и  $^{54}\text{Ti}$ . Такая картина соответствует исчезновению магических свойств числа  $N = 32$  (рис. 3) с увеличением  $Z$ , которое можно проследить по данным о  $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$ . Высокие значения этой энергии характерны для ядер  $^{52}\text{Ca}$  и  $^{54}\text{Ti}$ . И хотя при переходе от дважды магического ядра  $^{52}\text{Ca}$  к  $^{54}\text{Ti}$  наблюдается существенное уменьшение энергии  $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$ , ее значение в  $^{54}\text{Ti}$  остается выше, чем в изотопе  $^{60}\text{Ni}$  с магическим числом  $Z = 28$ .

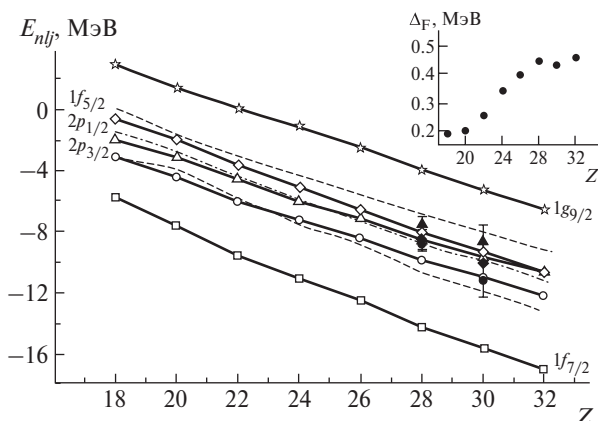


Рис. 2. Нейтронные одночастичные энергии изотопов с  $N = 32$ . Светлые значки, соединенные сплошными линиями, — расчет с ДОП, штрихпунктирная линия — энергия  $E_F$ , штриховые — энергии  $-S_n(A)$ ,  $-S_n(A + 1)$ . Темные значки — результат совместной оценки данных реакций срыва и подхвата нейтрона на одном и том же ядре [12, 13].

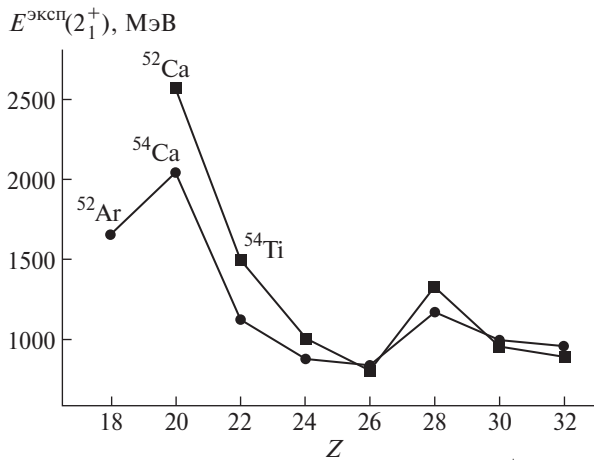


Рис. 3. Экспериментальные энергии  $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$  изотонов с  $N = 32$  (квадраты) и  $N = 34$  (кружки).

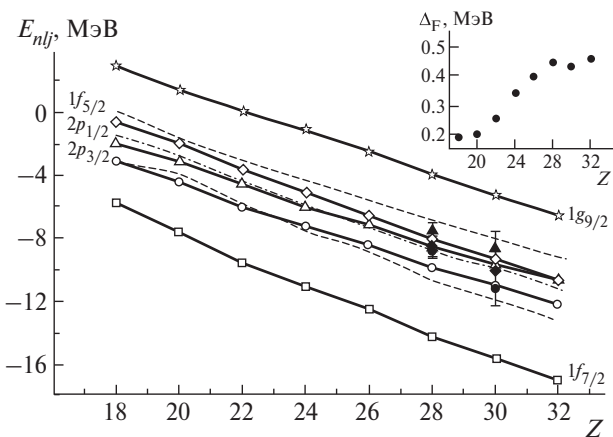


Рис. 4. То же, что и на рис. 2 для изотонов с  $N = 34$ .

Аналогично можно проследить динамику нового магического числа  $N = 34$ . В МНЧ числу  $N = 34$  соответствует заполнение всех подоболочек ниже  $2p_{1/2}$  включительно, вышележащая подоболочка  $1f_{5/2}$  свободна. В стабильных изотонах  $^{62}\text{Ni}$  и  $^{64}\text{Zn}$  ситуация другая. Согласно результатам совместной оценки данных реакций срыва и подхвата нейтрона [13] состояние  $2p_{1/2}$  расположено выше энергии  $E_F$  и заполнено лишь на четверть, что не предполагает замыкания подоболочки  $N = 34$  в этих ядрах. Согласно расчету по ДОМ (рис. 4) при уменьшении  $Z$  уровень  $2p_{1/2}$  опускается ниже  $E_F$ , так что последняя оказывается между уровнями  $2p_{1/2}$  и  $1f_{5/2}$ . В этом проявляется магичность числа  $N = 34$  в изотонах  $^{54}\text{Ca}$  и  $^{52}\text{Ar}$ , которая находит свое отражение в энергиях  $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$  (см. рис. 3). Отличие  $\Delta_F = \left| E_F - \langle E_{2p_{1/2}}, E_{1f_{5/2}} \rangle \right|$  энергии  $E_F$  от среднего значения энергий последнего преимущественно занятого и первого преимущественно свободного состояний  $2p_{1/2}$  и  $1f_{5/2}$  показано на врезке к рис. 4 для  $N = 34$ . Оно достигает наименьшего значения  $\approx 0.2$  МэВ в  $^{54}\text{Ca}$  и  $^{52}\text{Ar}$ , что составляет

около 17% от щели между энергиями состояний  $2p_{1/2}$  и  $1f_{5/2}$ . Таким образом, в расчетных одночастичных спектрах магичность числа  $N = 34$  менее выражена по сравнению с  $N = 32$ . Это качественно согласуется с уменьшением экспериментальной энергии  $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$  (см. рис. 1, а) в  $^{54}\text{Ca}$  по сравнению с  $^{52}\text{Ca}$ . Значение  $\Delta_F$  для соседнего с  $^{54}\text{Ca}$  изотона  $^{56}\text{Ti}$  с  $N = 34$  по абсолютной величине близко к значению для  $^{56}\text{Cr}$  с  $N = 32$ , для которого магические свойства числа  $N = 32$  уже не проявляются. Такая картина согласуется с энергиями  $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$  изотонов с  $N = 32, 34$  в ядрах  $^{56}\text{Ti}$  и  $^{56}\text{Cr}$ , которые отличаются друг от друга лишь на 10% (см. рис. 3).

#### 4. РАДИУСЫ НЕЙТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ $1f_{7/2}$ И $2p_{3/2}$

Ранее в [15] нами был выполнен расчет нейтронных и протонных радиусов изотопов Ca по ДОМ. Расчетный протонный радиус  $\langle r_p \rangle$   $^{48}\text{Ca}$  оказался меньше, чем у соседних изотопов, а при дальнейшем росте числа  $N$  он продемонстрировал рост, качественно согласующийся с экспериментальными данными [5].

Среднеквадратичные радиусы  $r_{\text{rms}}$   $^{52}\text{Ca}$  для нейтронных орбит  $1f_{7/2}$  и  $2p_{3/2}$ , вычисленные нами с теми же параметрами, которые определены при вычислении энергий нейтронных орбит, равны соответственно 4.22 и 5.04 Фм. Разность этих  $r_{\text{rms}}$  составляет 0.82 Фм, что согласуется с экспериментальными данными 0.61(23) Фм с учетом их погрешности. Радиус  $r_{\text{rms}}$  состояния  $1f_{7/2}$  находится в согласии с экспериментальным радиусом  $r_{\text{rms}}^{\text{эксп}} = 4.13(14)$  Фм, в то время как  $r_{\text{rms}}$  состояния  $2p_{3/2}$  завышен по сравнению с  $r_{\text{rms}}^{\text{эксп}} = 4.74(18)$  Фм.

Индивидуальные особенности ядер можно учесть, изменяя, в частности, геометрические параметры ХФ-составляющей ДОП. Следует отметить, что зависимость глобального параметра диффузности  $a_V$  систематики КД от массового числа  $A$  имеет значительную неопределенность [16], что может быть связано с отсутствием зависимости этого параметра от нейтрон-протонной асимметрии  $(N - Z) / A$  [17]. Для нового магического ядра  $^{52}\text{Ca}$  параметр диффузности  $a_{\text{HF}}$  был уменьшен до 0.58 Фм ( $\text{KD } a_V = 0.67$  Фм). Такой параметр диффузности  $a_{\text{HF}}$  соответствует более резкой границе потенциала и может быть сопоставлен с параметром  $a_{\text{HF}}$  для  $^{48}\text{Ca}$  [12], являющегося кором для ядра  $^{52}\text{Ca}$ . С параметрами  $a_{\text{HF}} = 0.58$  Фм и  $r_{\text{HF}} = 1.2$  Фм ( $\text{KD } r_V = 0.195$  Фм) были получены значения  $r_{\text{rms}} = 4.13$  Фм и 4.94 Фм для состояний  $1f_{7/2}$  и  $2p_{3/2}$  в  $^{52}\text{Ca}$ . Последнее значение лучше согласуется с экспериментальными данными [5]. В ядре  $^{54}\text{Ca}$ , согласно МНЧ, состояние  $2p_{1/2}$  — последнее заполненное. С измененными по сравнению с КД параметрами ( $a_{\text{HF}} = 0.58$  Фм,  $r_{\text{HF}} = 1.2$  Фм,

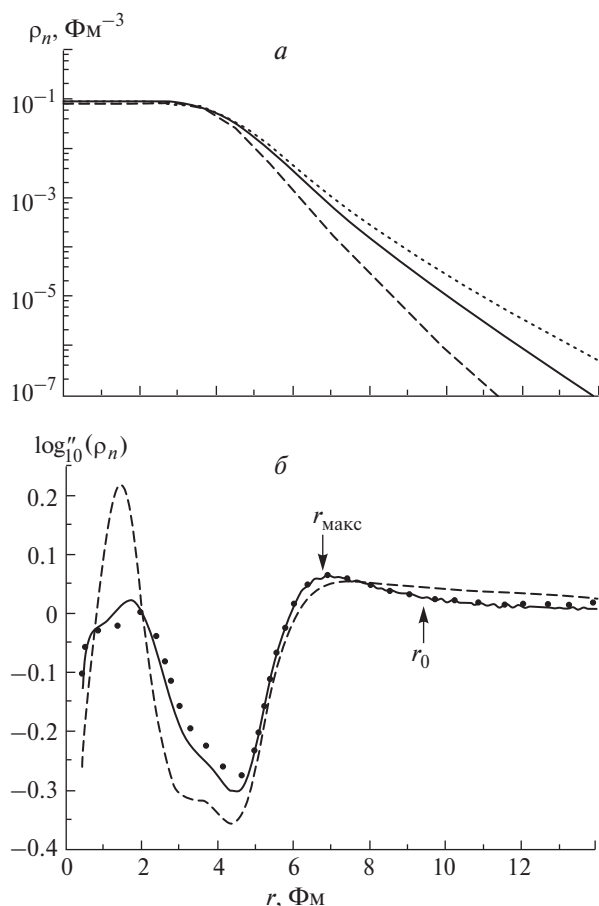


Рис. 5. Нейтронная плотность  $\rho_n(r)$  (а) и вторая производная от ее логарифма  $\log''_{10}[\rho_n(r)]$  (б) для изотопов  $^{48}\text{Ca}$  (штриховая кривая),  $^{52}\text{Ca}$  (сплошная) и  $^{54}\text{Ca}$  (точечная).

$V_{\text{HF}}(E_F) = 46.9$  МэВ) для состояния  $2p_{1/2}$  в  $^{54}\text{Ca}$  получено значение  $r_{\text{rms}} = 5.48$   $\Phi m$ , большее, чем для состояния  $2p_{3/2}$ .

Существенное улучшение согласия  $r_{\text{rms}}$  состояния  $2p_{3/2}$  в  $^{52}\text{Ca}$  с экспериментом возможно при учете тензорного взаимодействия, притягивающего нейтроны в этом состоянии и, следовательно, уменьшающего  $r_{\text{rms}}$ . Учет тензорного вклада во взаимодействие Скирма (SGII + T) в приближении ХФ + БКШ для  $^{52}\text{Ca}$  привел к уменьшению радиуса  $r_{\text{rms}}$  орбит  $1f_{7/2}$  и  $2p_{3/2}$  соответственно на 0.09 и 0.1  $\Phi m$ . Отметим, что и в этих расчетах полученный радиус  $r_{\text{rms}} = 4.44$   $\Phi m$  нейтронного состояния  $2p_{3/2}$ , так же как и в [5], занижен по сравнению с экспериментальным.

На рис. 5, а представлены нейтронные плотности  $\rho_n(r)$  ядер  $^{52,54}\text{Ca}$  и  $^{48}\text{Ca}$ , вычисленные по ДОМ с параметрами  $a_{\text{HF}} = 0.58$   $\Phi m$  и  $r_{\text{HF}} = 1.2$   $\Phi m$ . Как видно из рисунка, для ядер  $^{52}\text{Ca}$  и  $^{54}\text{Ca}$  характерен более протяженный хвост распределения плотности, напояющий структуру гало. В [18] предложен модельно-независимый метод выделения области, в которой нуклоны гало пространственно

не коррелируют с кором. Метод основан на изменении наклона плотности  $\rho_n(r)$  на поверхности ядра, где она сформирована как нуклонами кора, так и гало. Изменение наклона приводит к появлению характерного максимума при  $r = r_{\text{макс}}$  в радиальном распределении второй логарифмической производной плотности  $\log''_{10}[\rho_n(r)]$  по радиусу (рис. 5, б). Согласно [18] при  $r_{\text{макс}}$  плотность кора и гало дают одинаковый вклад в суммарную плотность ядра. Функция  $\log''_{10}[\rho_n(r)]$  для  $^{52}\text{Ca}$  имеет слабо выраженный максимум при  $r_{\text{rms}} = 6.8$   $\Phi m$ , в отличие от  $^{48}\text{Ca}$ . Аналогичный максимум характерен и для ядра  $^{54}\text{Ca}$ . Этот результат находится в согласии с представлением о галоподобной структуре изотопов  $^{52,54}\text{Ca}$ .

Мы оценили также количество нейтронов  $N(r_{\text{макс}})$  и  $N(r_0)$  в ядрах  $^{52,54}\text{Ca}$ , которые расположены в области  $r \geq r_{\text{макс}}$  и в области гало  $r \geq r_0$ . Последняя определена в [18] как область за пределами радиуса  $r_0$ , при котором плотность гало в 10 раз превышает плотность кора. Значение  $r_0$  для  $^{52,54}\text{Ca}$  близко к 9.5  $\Phi m$ . В ядре  $^{52}\text{Ca}$  в области  $r \geq r_{\text{макс}}$  расположено около  $N(r_{\text{макс}}) \approx 0.5$  нейтрона, а в области  $r \geq r_0$  всего лишь  $N(r_0) = 0.03 \pm 0.01$  нейтронов. Теоретическая погрешность  $N(r_0)$  найдена в соответствии со способом оценки погрешности  $r_0$ , предложенным в [18]. Аналогичные значения для  $^{54}\text{Ca}$  составили  $N(r_{\text{макс}}) \approx 0.8$  нейтрона и  $N(r_0) = 0.07 \pm 0.03$  нейтрона. Это соответствует представлению о  $^{52,54}\text{Ca}$  как о ядрах с галоподобной структурой, но не собственно с гало в силу малости числа  $N(r_0)$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены расчеты, предсказывающие одночастичные нейтронные характеристики изотонов с новыми магическими числами  $N = 32, 34$  в рамках дисперсионной оптической модели. Показано, что для изотонов  $^{52}\text{Ca}$ ,  $^{54}\text{Ti}$  с  $N = 32$  и  $^{52}\text{Ar}$ ,  $^{54}\text{Ca}$  с  $N = 34$  характерна близость середины между последним преимущественно заполненным и первым преимущественно свободным нейтронными состояниями в МНЧ к определяемой эмпирически энергии Ферми  $E_F$ , что отражает магические свойства этих ядер. Для соседних изотонов эта близость быстро исчезает. Такая особенность расчетных спектров может быть полезна для предсказаний возможных кандидатов в новые магические ядра.

Расчитанный среднеквадратичный радиус  $r_{\text{rms}}$  последнего преимущественно заполненного нейтронного состояния  $2p_{3/2}$  в  $^{52}\text{Ca}$  превысил радиус нижележащего состояния  $1f_{7/2}$  на 0.8  $\Phi m$ , что согласуется с представлением о галоподобной структуре состояния  $2p_{3/2}$ , которая рассматривается в качестве причины “неожиданно” большого зарядового радиуса этого ядра. Однако  $r_{\text{rms}}$  нейтронного состояния  $2p_{3/2}$  в ДОМ завышен по сравнению с экспериментальным, что можно объяснить отсутствием в этой модели учета притягивающего тензорного

взаимодействия нейтронов в  $2p_{3/2}$  состоянии с протонами в заполненном состоянии  $1d_{3/2}$ .

Рассчитанные нейтронные плотности  $\rho_n(r)$  ядер  $^{52,54}\text{Ca}$  и  $^{48}\text{Ca}$  показали, что для ядер  $^{52}\text{Ca}$  и  $^{54}\text{Ca}$  присутствует, в отличие от  $^{48}\text{Ca}$ , максимум второй производной от логарифма плотности  $\log_{10}''[\rho_n(r)]$ , характерный для ядер со структурой гало. Однако этот максимум слабо выражен, а число нейтронов в области периферии ядра, где они пространственно не коррелированы с нуклонами кора, несущественно. Такая картина соотносится с представлением лишь о галоподобных особенностях распределения нейтронов в состояниях  $2p$  в ядрах  $^{52}\text{Ca}$  и  $^{54}\text{Ca}$ , которые заключаются в большем среднеквадратичном радиусе этих состояний по сравнению с нижележащим состоянием  $1f_{7/2}$ .

Авторы благодарят аспиранта физического факультета МГУ С.В. Сидорова за предоставленные результаты выполненного им расчета радиусов нейтронных состояний  $^{52}\text{Ca}$  в приближении ХФ + БКШ с учетом и без учета тензорного вклада во взаимодействие Скрима.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. База данных ENSDF, <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>
2. A. Gade, R. V. F. Janssens, D. Bazin, R. Broda, B. A. Brown, C. M. Campbell, M. P. Carpenter, J. M. Cook, A. N. Deacon, D.-C. Dinca, B. Fornal, S. J. Freeman, T. Glasmacher, P. G. Hansen, B. P. Kay, P. F. Mantica, *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 021302(R) (2006).
3. D. Steppenbeck, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, M. Matsushita, H. Wang, H. Baba, N. Fukuda, S. Go, M. Honma, J. Lee, K. Matsui, S. Michimasa, T. Motobayashi, D. Nishimura, T. Otsuka, *et al.*, Nature **502**, 207 (2013).
4. M. Honma, T. Otsuka, B.A. Brown, and T. Mizusaki, Eur. Phys. J. A **25**, 499 (2005).
5. R. F. Garcia Ruiz, M. L. Bissell, K. Blaum, A. Ekström, N. Frömmgen, G. Hagen, M. Hammen, K. Hebeler, J. D. Holt, G. R. Jansen, M. Kowalska, K. Kreim, W. Nazarewicz, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, *et al.*, Nature Phys. **12**, 594 (2016).
6. J. Bonnard, S. M. Lenzi, and A. P. Zuker, Phys. Rev. Lett. **116**, 212501 (2016).
7. M. Enciu, H. N. Liu, A. Obertelli, P. Doornenbal, F. Nowacki, K. Ogata, A. Poves, K. Yoshida, N. L. Achouri, H. Baba, F. Browne, D. Calvet, F. Château, S. Chen, N. Chiga, A. Cors, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **129**, 262501 (2022).
8. C. Mahaux and R. Sartor, Adv. Nucl. Phys. **20**, 1 (1991).
9. M. Wang, W. J. Huang, F. G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi, Chin. Phys. C **45**, 030003 (2021).
10. M. Jaminon and C. Mahaux, Nucl. Phys. A **440**, 228 (1985).
11. A. J. Koning and J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).
12. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Т. А. Ермакова, Б. С. Ишханов, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, Т. П. Тимохина, ЯФ **71**, 37 (2008) [O. V. Bepalova, I. N. Boboshin, V. V. Varlamov, T. A. Ermakova, B. S. Ishkhanov, E. A. Romanovsky, T. I. Spasskaya, and T. P. Timokhina, Phys. At. Nucl. **71**, 36 (2008)].
13. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Т. А. Ермакова, Б. С. Ишханов, А. А. Климошкина, С. Ю. Комаров, Ч. Коура, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 575 (2010) [O. V. Bepalova, I. N. Boboshin, V. V. Varlamov, T. A. Ermakova, B. S. Ishkhanov, A. A. Klimochkina, S. Yu. Komarov, H. Koura, E. A. Romanovsky, and T. I. Spasskaya, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **74**, 542 (2010)].
14. О. В. Беспалова, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, ЯФ **78**, 123 (2015) [O. V. Bepalova, E. A. Romanovsky, and T. I. Spasskaya, Phys. At. Nucl. **78**, 118 (2015)].
15. О. В. Беспалова, А. А. Климошкина, ЯФ **80**, 516 (2017) [O. V. Bepalova and A. A. Klimochkina, Phys. At. Nucl. **80**, 919 (2017)].
16. C. D. Pruitt, J. E. Escher, and R. Rahman, Phys. Rev. C **107**, 014602 (2023).
17. О. В. Беспалова, А. А. Климошкина, ЭЧАЯ **53**, 428 (2022) [O. V. Bepalova and A. A. Klimochkina, Phys. Part. Nucl. **53**, 476 (2022)].
18. V. Rotival and T. Duguet, Phys. Rev. C **79**, 054308 (2009).

## THE MAGICITY, THE RADII OF NEUTRON ORBITS $1f_{7/2}$ , $2p_{3/2}$ AND HALO-LIKE STRUCTURE OF $^{52,54}\text{Ca}$ NUCLEI

© 2024 O. V. Bepalova<sup>1)</sup>, A. A. Klimochkina<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia

<sup>2)</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

The evolution of neutron single-particle spectra of isotones with  $N = 32$  and 34 new magic neutron numbers in the region  $16 \leq Z \leq 32$  was calculated in the dispersive optical model. It was shown that the minimum of the difference between the Fermi energy and the half-sum of the energy levels of the last predominantly occupied state and the first predominantly unoccupied state is achieved in the magic isotones with  $N = 32$  and 34. The calculated root-mean-square radius of the neutron halo-like state  $2p_{3/2}$  in double magic  $^{52}\text{Ca}$  nucleus exceeded the radius of the underlying  $1f_{7/2}$  state by 0.8 fm. It is consistent with the recent experimental data and theoretical predictions that explain “unexpectedly” large root-mean-square charge radius of this nucleus.

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЯДЕР ДЕЙТЕРИЯ

© 2024 г. А. С. Соловьев<sup>1)</sup>, \*

Поступила в редакцию 30.10.2023 г., после доработки 30.10.2023 г., принята к публикации 14.11.2023 г.

В настоящей работе исследуется процесс радиационного захвата, протекающий при столкновении дейтронов. Данный процесс представляет значительный интерес для астрофизических приложений. Теоретическую основу исследования составляет микроскопический кластерный подход в осцилляторном представлении. Вычисляются полное и парциальные сечения соответствующей реакции в терминах астрофизического  $S$ -фактора. Достигнуто хорошее согласие с экспериментальными данными. Показано, что тензорная сила ядерного взаимодействия играет ключевую роль для описания низкоэнергетической зависимости полного сечения (астрофизического  $S$ -фактора).

DOI: 10.31857/S0044002724020076, EDN: KRJGYU

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Реакция радиационного захвата  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  является одним из важных звеньев цепочки наиболее влиятельных ядерных процессов, которые протекают в ходе первичного нуклеосинтеза [1], чем обусловлена ее ядерно-астрофизическая значимость. Кроме того, детальное понимание механизма соответствующей реакции имеет огромное значение для различных областей фундаментальной ядерной физики, в частности, связанных с изучением проявлений тензорной силы нуклон-нуклонного ( $NN$ ) взаимодействия. Тем не менее ее полное сечение (астрофизический  $S$ -фактор) и вклады парциальных переходов по-прежнему недостаточно хорошо известны при низких энергиях.

Экспериментальные значения полного астрофизического  $S$ -фактора реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  при энергиях ниже 2.5 МэВ можно извлечь, воспользовавшись данными, измеренными в работах [2–6]. Однако соответствующие значения характеризуются значительными погрешностями и имеют разброс [7].

Разнообразные аспекты теоретической стороны исследований реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  можно найти в работах [8–19]. Указанные работы базировались на различных теоретических подходах, среди которых модель прямого захвата, потенциальная кластерная модель, модель резонирующих групп, вариационный метод Монте-Карло и микроскопическая многоканальная кластерная модель. В частности, последняя использовалась в [18, 19] для

проведения первопринципных расчетов полного и парциальных астрофизических  $S$ -факторов рассматриваемой реакции. Несмотря на это, нерешенные проблемы все еще остаются.

В настоящей работе реакция радиационного захвата  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  исследуется в рамках микроскопического кластерного подхода, сформулированного в осцилляторном представлении (МКПОП) [20, 21]. Выполняется расчет полного астрофизического  $S$ -фактора при астрофизически важных энергиях, после чего анализируются вклады различных парциальных процессов в его энергетическую зависимость. В общем и целом проведение данного исследования представляется актуальным и выглядит весьма целесообразным.

## 2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МКПОП

Физическую основу МКПОП формируют кластерные аспекты ядерной структуры и динамики, когда предполагается, что нуклоны ядерной системы значительную часть времени проводят в подструктурах, именуемых кластерами. Математические основы МКПОП состоят в следующем. Внутренняя структура кластеров фиксируется нижайшими конфигурациями, совместимыми с принципом запрета Паули, трансляционно-инвариантной осцилляторной модели оболочек. Относительное движение кластеров строго трактуется путем разложения по базису осцилляторных функций. Ядерное  $NN$ -взаимодействие описывается полуреалистическим эффективным ядерным потенциалом из работы [22], который включает в себя центральные, спин-орбитальные и тензорные

<sup>1)</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт атомтики имени Н.Л. Духова, Москва, Россия.

\*E-mail: alexander.solovyev@mail.ru

силы. Влияние ограничений конфигурационного пространства на результаты расчетов частично устраняется подходящей адаптацией данного потенциала, который достаточно хорошо зарекомендовал себя в теоретических исследованиях ядерной структуры и динамики легкаядерных систем. Универсальность такого подхода к разнообразным задачам ядерной физики была продемонстрирована в ряде недавних работ [20, 21, 23–25], в которых можно также найти его детальную формулировку и подробности проведения расчетов. Поэтому в настоящем исследовании вкратце излагаются только физико-математические основы МКПОП.

Таким образом, в двухкластерном приближении МКПОП полная волновая функция рассматриваемой ядерной системы ищется в виде разложения в ряд

$$\Psi = \sum_{J=J_0}^{\infty} \sum_{M=-J}^J \sum_{s=|s_1-s_2|}^{s_1+s_2} \sum_{l=|J-s|}^{J+s} \sum_{v=v_0}^{\infty} C_{J^{\pi} M s v} \Psi_{J^{\pi} M s v} \quad (1)$$

по базисным функциям

$$\Psi_{J^{\pi} M s v} = N_{J^{\pi} s v} \mathcal{A} \left\{ \sum_{m+\sigma=M} C_{lm \sigma}^{JM} \left[ \phi_{s_1}^{(1)} \phi_{s_2}^{(2)} \right]_{s\sigma} f_{vlm}(\mathbf{q}) \right\}, \quad (2)$$

где  $N_{J^{\pi} s v}$  — нормировочная постоянная;  $\mathcal{A}$  — оператор антисимметризации по перестановкам всех пар нуклонов;  $C_{lm \sigma}^{JM}$  — коэффициент Клебша–Гордана;  $\phi^{(1)}$  и  $\phi^{(2)}$  — волновые функции внутренних состояний кластеров, отвечающие нижайшим разрешенным принципом Паули состояниям трансляционно-инвариантной осцилляторной модели оболочек;  $f_{vlm}$  — осцилляторная функция;  $\mathbf{q}$  — вектор, характеризующий относительное расстояние между кластерами,  $s_1$  и  $s_2$  — спины кластеров;  $s$ ,  $l$  и  $J$  — канальный спин, орбитальный момент и полный угловой момент соответственно с проекциями  $\sigma$ ,  $m$  и  $M$ ;  $v$  — число осцилляторных квантов с минимальным разрешенным значением  $v_0$ ;  $\pi$  — четность системы. Неизвестными величинами в таком подходе являются коэффициенты разложения  $C_{J^{\pi} M s v}$ , которые находятся путем решения системы линейных алгебраических уравнений [20, 23, 24].

### 3. ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

При описании реакции радиационного захвата  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  используется конфигурационное модельное пространство четырехнуклонной ядерной системы, ограниченное кластерной фрагментацией  $d + d$ , которая в зависимости от состояний системы характеризуется различными наборами квантовых чисел, задаваемыми в сокращенной записи в виде термов  $2^{s+1}l_J$ . Во всех осцилляторных функциях значение осцилляторного радиуса  $r_0$  полагается

равным 1.22 Фм в соответствии с работами [20, 21, 23, 24].

Для выбранного ядерного потенциала [22] применяется параметризация P<sub>HN</sub> [20], в которой слегка модифицируются значения майорановского ( $m_{c,3}$ ) и бартлетовского ( $b_{c,3}$ ) параметров обменных примесей, входящих в третью компоненту центральной части соответствующего  $NN$ -потенциала. Вместо значений  $m_{c,3} = 0.3573$  и  $b_{c,3} = 0.1427$  выбраны следующие значения:  $m_{c,3} = 0.375$  и  $b_{c,3} = 0.125$ .

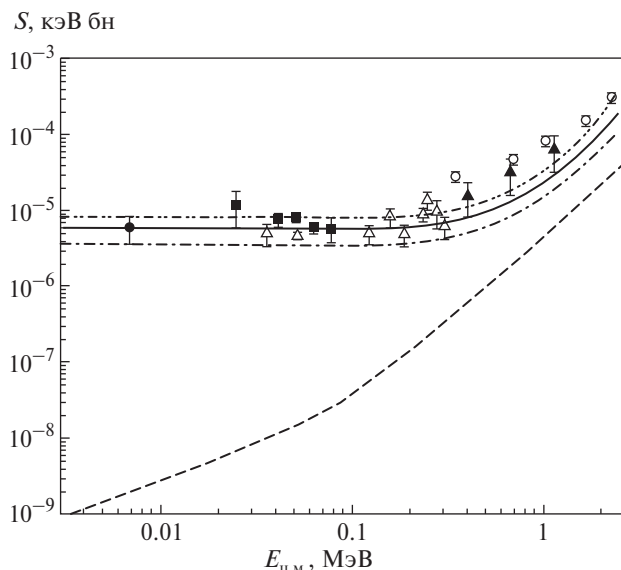
Основное состояние ядра  ${}^4\text{He}$  с  $J^{\pi} = 0^{+}$  в текущем варианте МКПОП имеет кластерное представление  $\{d + d, {}^1S_0; d + d, {}^5D_0\}$ , где  $D$ -волновая компонента обусловлена тензорной силой ядерного потенциала. Коэффициенты разложения полной волновой функции основного состояния  ${}^4\text{He}$  по базису (2) находятся путем решения системы линейных однородных алгебраических уравнений для связанных состояний [23, 24].

В силу сохранения изоспина и условий проницаемости барьера предполагается, что  $E2$ -переходы являются доминирующими для реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  при низких энергиях. Данное предположение подтверждается, например, первопринципными расчетами из работы [19]. Из правил отбора для электромагнитных переходов следует, что в основное состояние  ${}^4\text{He}$  с  $J^{\pi} = 0^{+}$  возможны  $E2$ -захваты только из состояний рассеяния дейтронов с  $J^{\pi} = 2^{+}$ .

В рамках используемого модельного пространства полная волновая функция многоканального рассеяния дейтронов с  $J^{\pi} = 2^{+}$  имеет кластерное представление  $\{d + d, {}^5S_2; d + d, {}^1D_2; d + d, {}^5D_2; d + d, {}^5G_2\}$ , где все каналы связаны тензорной силой. Помимо правила векторного сложения угловых моментов и закона сохранения четности, условие тождественности дейтронов накладывает дополнительное ограничение на возможные термы для состояний рассеяния, которое приводит к тому, что их орбитальный момент и канальный спин должны иметь одинаковую четность. Коэффициенты разложения данной четырехканальной функции по базису (2) определяются путем решения системы линейных неоднородных алгебраических уравнений для состояний рассеяния [23, 24].

При  $E2$ -захватах переходы из состояний рассеяния  $\{d + d, {}^5S_2\}$ ,  $\{d + d, {}^5D_2\}$  и  $\{d + d, {}^5G_2\}$  происходят в связанное состояние  $\{d + d, {}^5D_0\}$ . В свою очередь,  $E2$ -захват из канала  $\{d + d, {}^1D_2\}$  идет в канал  $\{d + d, {}^1S_0\}$ . Все расчеты  $E2$ -переходов выполняются в ведущем порядке длинноволнового приближения [24], которое, как известно, является хорошим приближением для описания реакций радиационного захвата при астрофизических энергиях.





**Рис. 1.** Полный астрофизический  $S$ -фактор реакции радиационного захвата  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ . Штриховая, штрихпунктирная с одной точкой, сплошная и штрихпунктирная с двумя точками кривые — расчеты в рамках МКПОП со значениями интенсивности тензорной силы 0, 1.21, 1.39 и 1.5 соответственно. Экспериментальные данные:  $\blacktriangle$  — [2],  $\blacksquare$  — [3],  $\circ$  — [4],  $\triangle$  — [5],  $\bullet$  — [6].

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полный астрофизический  $S$ -фактор реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ , вычисленный в МКПОП, показан на рис. 1 как функция энергии относительного движения  $E_{\text{ц.м}}$  сталкивающихся дейтронов в системе центра масс. Экспериментальные данные, представленные на рис. 1, извлечены из измерений [2–6]. Расчеты выполнены со следующими значениями интенсивности тензорного взаимодействия  $g_t$ : 0 (штриховая кривая), 1.21 (штрихпунктирная с одной точкой кривая), 1.39 (сплошная кривая) и 1.5 (штрихпунктирная с двумя точками кривая). Ненулевые значения интенсивности  $g_t$  выбраны таким образом, чтобы воспроизвести в пределах погрешностей экспериментальное значение  $S = (6.0 \pm 2.4) \times 10^{-6}$  кэВ бн при  $E_{\text{ц.м}} \approx 7$  кэВ из работы [6].

Как видно из рис. 1, полный астрофизический  $S$ -фактор, вычисленный без учета тензорной силы ( $g_t = 0$ , штриховая кривая), проявляет резкий спад с уменьшением энергии и лежит систематически ниже экспериментальных данных. Фактически этот расчет не позволяет даже качественно воспроизвести плоскую низкоэнергетическую зависимость экспериментальных данных, подтверждая тот факт, что тензорная сила чрезвычайно важна для описания реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  [18, 19]. Полный астрофизический  $S$ -фактор, вычисленный с

**Таблица 1.** Расчетные и экспериментальные значения энергии основного состояния ядра  ${}^4\text{He}$  и энергетического выхода реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$

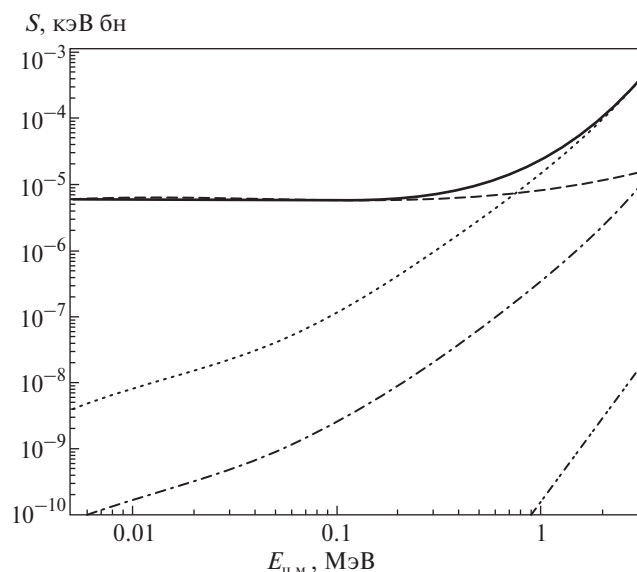
Величина, МэВ	Расчет				Эксперимент
	$g_t = 0$	$g_t = 1.21$	$g_t = 1.39$	$g_t = 1.5$	
$E_0$	-25.690	-27.618	-28.296	-28.697	-28.296
$Q$	21.242	23.170	23.848	24.249	23.848

учетом тензорной силы, демонстрирует плоскую энергетическую зависимость вплоть до 0.2 МэВ, а затем монотонное возрастание с увеличением энергии. Расчеты с  $g_t = 1.39$  (сплошная кривая) и  $g_t = 1.5$  (штрихпунктирная с двумя точками кривая) находятся в довольно хорошем согласии с данными. Расчет с  $g_t = 1.21$  (штрихпунктирная с одной точкой кривая) лежит немного ниже, чем большинство экспериментальных точек.

В табл. 1 приведены энергия основного состояния ядра  ${}^4\text{He}$  ( $E_0$ ) и энергетический выход реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  ( $Q$ ), вычисленные в МКПОП. Экспериментальные данные, указанные в табл. 1, взяты из работы [26]. Следует отметить, что энергия связи  $d$ -кластера, полученная с выбранной кластерной волновой функцией и используемой параметризацией потенциала, воспроизводит экспериментально измеренную энергию связи дейтрона  $E_d = 2.224$  МэВ [27].

Из табл. 1 видно, что расчет, выполненный с  $g_t = 1.39$ , воспроизводит экспериментальные значения. Другие расчетные результаты, представленные в табл. 1, слегка отклоняются от экспериментальных данных. В связи с этим полный астрофизический  $S$ -фактор, вычисленный с  $g_t = 1.39$ , можно интерпретировать как рекомендованный в рамках реализованного варианта МКПОП.

На рис. 2 анализируются вклады различных парциальных  $E2$ -захватов в энергетическую зависимость рекомендованного полного астрофизического  $S$ -фактора реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ . Вклад перехода из канала  ${}^5D_2$  (штрихпунктирная с одной точкой кривая) является малым при рассмотренных энергиях. Переход из канала  ${}^5G_2$  (штрихпунктирная с двумя точками кривая) пренебрежимо мал. Как и следовало ожидать, эти  $D$ - и  $G$ -волновые переходы в конечное  $D$ -волновое состояние подавлены из-за присутствия центробежного барьера во входных каналах и малости  $D$ -волновой компоненты полной волновой функции конечного состояния. При относительно низких энергиях поведение полного астрофизического  $S$ -фактора определяется переходом из канала  ${}^5S_2$  (штриховая кривая). При более высоких энергиях проявляется переход из канала  ${}^1D_2$  (точечная кривая), чему способствует огромная  $S$ -волновая компонента полной волновой функции  ${}^4\text{He}$ . При энергиях в окрестности 800 кэВ вклады



**Рис. 2.** Вклады парциальных  $E2$ -переходов в энергетическую зависимость полного астрофизического  $S$ -фактора реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  в МКПОП с  $g_t = 1.39$ . Штриховая, штрихпунктирная с одной точкой и штрихпунктирная с двумя точками кривые — переходы из входных каналов  ${}^5S_2$ ,  ${}^5D_2$  и  ${}^5G_2$  соответственно в конечный канал  ${}^5D_0$ . Точечная кривая — переход из входного канала  ${}^1D_2$  в конечный канал  ${}^1S_0$ . Сплошная кривая — полный астрофизический  $S$ -фактор.

доминирующих переходов из каналов  ${}^5S_2$  и  ${}^1D_2$  сопоставимы друг с другом.

Если тензорная сила игнорируется, то  $D$ -волновая примесь в конечной волновой функции исчезает, и  $S$ -волновой захват в конечный  $D$ -волновой канал,  $\{d + d, {}^5S_2\} \rightarrow \{d + d, {}^5D_0\}$ , ответственный за плоское низкоэнергетическое поведение полного  $S$ -фактора, оказывается запрещенным. Более того, в этом случае остается только  $D$ -волновой захват в конечный  $S$ -волновой канал,  $\{d + d, {}^1D_2\} \rightarrow \{d + d, {}^1S_0\}$ , вклад которого имеет монотонно-возрастающую энергетическую зависимость. Поэтому расчеты без учета тензорной силы, в принципе, способны описать резкую зависимость астрофизического  $S$ -фактора при относительно высоких энергиях, но не могут воспроизвести его плавное поведение при более низких энергиях.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе реакция радиационного захвата  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  исследовалась на основе МКПОП. Реализованный вариант МКПОП позволяет описывать данную реакцию при энергиях, представляющих астрофизический интерес, что создает хорошие перспективы для его дальнейшего развития и применения в исследованиях важных процессов ядерного синтеза в системе  $d + d$ .

Проведена серия расчетов наблюдаемых для реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  в рамках МКПОП. В результате выявлен оптимальный расчет, при котором полный астрофизический  $S$ -фактор реакции  ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$  достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными при астрофизических энергиях, а также воспроизведены энергия связи дейтрона, энергия основного состояния ядра  ${}^4\text{He}$  и энергетический выход реакции.

Продемонстрирована значимость тензорной силы ядерного взаимодействия для воспроизведения плоской энергетической зависимости экспериментальных данных по полному астрофизическому  $S$ -фактору при низких энергиях. Показано, что соответствующая низкоэнергетическая зависимость полностью обусловлена вкладом  $E2$ -перехода  $\{d + d, {}^5S_2\} \rightarrow \{d + d, {}^5D_0\}$ , который оказывается запрещенным при отсутствии тензорной силы. По этой причине тензорная сила играет ключевую роль в данном случае. Полученный результат находится в соответствии с выводами работ [18, 19].

Для расширения описательных возможностей и увеличения предсказательной силы МКПОП применительно к рассмотренной четырехнуклонной системе требуется включение конфигураций  $p + t$  и  $n + h$  в модельное пространство подхода и учет соответствующих кластерных каналов в расчетах. Анализ влияния этих кластерных структур на ядерную спектроскопию ядра  ${}^4\text{He}$  и радиационный захват в системе  $d + d$  является одним из направлений дальнейших исследований.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, and T.-H. Yeh, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 015004 (2016).
2. R. W. Zurmühle, W. E. Stephens, and H. H. Staub, *Phys. Rev.* **132**, 751 (1963).
3. F. J. Wilkinson III and F. E. Cecil, *Phys. Rev. C* **31**, 2036 (1985).
4. H. R. Weller, P. Colby, J. Langenbrunner, Z. D. Huang, D. R. Tilley, F. D. Santos, A. Arriaga, and A. M. Eiró, *Phys. Rev. C* **34**, 32 (1986).
5. C. A. Barnes, K. H. Chang, T. R. Donoghue, C. Rolfs, and J. Kammeraad, *Phys. Lett. B* **197**, 315 (1987).
6. J. Zhou, Y.-Y. Fu, S.-H. Zhou, H.-H. Xia, C.-B. Li, and Q.-Y. Meng, *Chin. Phys. C* **33**, 350 (2009).
7. Y. Xu, K. Takahashi, S. Goriely, M. Arnould, M. Ohta, and H. Utsunomiya, *Nucl. Phys. A* **918**, 61 (2013).
8. F. D. Santos, A. Arriaga, A. M. Eiró, and J. A. Tostevin, *Phys. Rev. C* **31**, 707 (1985).
9. J. A. Tostevin, *Phys. Rev. C* **34**, 1497 (1986).
10. H. J. Assenbaum and K. Langanke, *Phys. Rev. C* **36**, 17 (1987).
11. G. Blüge, H. J. Assenbaum, and K. Langanke, *Phys. Rev. C* **36**, 21 (1987).

12. J. Piekarewicz and S. E. Koonin, *Phys. Rev. C* **36**, 875 (1987).
13. B. Wachter, T. Mertelmeier, and H. M. Hofmann, *Phys. Lett. B* **200**, 246 (1988).
14. A. Arriaga, A. M. Eiró, F. D. Santos, and J. E. Ribeiro, *Phys. Rev. C* **37**, 2312 (1988).
15. A. Arriaga, V. R. Pandharipande, and R. Schiavilla, *Phys. Rev. C* **43**, 983 (1991).
16. K. Sabourov, M. W. Ahmed, S. R. Canon, B. Crowley, K. Joshi, J. H. Kelley, S. O. Nelson, B. A. Perdue, E. C. Schreiber, A. Sabourov, A. Tonchev, H. R. Weller, E. A. Wulf, R. M. Prior, M. C. Spraker, H. M. Hofmann, and M. Trini, *Phys. Rev. C* **70**, 064601 (2004).
17. Y.-Q. Ma, Y. Tian, and Z.-Y. Ma, *Chin. Phys. Lett.* **24**, 69 (2007).
18. K. Arai, S. Aoyama, Y. Suzuki, P. Descouvemont, and D. Baye, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 132502 (2011).
19. P. Descouvemont, D. Baye, Y. Suzuki, S. Aoyama, and K. Arai, *AIP Adv.* **4**, 041011 (2014).
20. A. S. Solovyev, *Phys. Rev. C* **106**, 014610 (2022).
21. A. C. Соловьёв, *ЯФ* **86**, 132 (2023) [A. S. Solovyev, *Phys. At. Nucl.* **86**, 24 (2023)].
22. H. Kanada, T. Kaneko, S. Nagata, and M. Nomoto, *Prog. Theor. Phys.* **61**, 1327 (1979).
23. A. S. Solovyev and S. Yu. Igashov, *Phys. Rev. C* **96**, 064605 (2017).
24. A. S. Solovyev and S. Yu. Igashov, *Phys. Rev. C* **99**, 054618 (2019).
25. A. C. Соловьёв, *Изв. РАН. Сер. физ.* **84**, 534 (2020) [A. S. Solovyev, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **84**, 411 (2020)].
26. D. R. Tilley, H. R. Weller, and G. M. Hale, *Nucl. Phys. A* **541**, 1 (1992).
27. G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, *Nucl. Phys. A* **729**, 337 (2003).

## THEORETICAL STUDY OF THE DEUTERON + DEUTERON RADIATIVE CAPTURE

© 2024 A. S. Solovyev<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*Dukhov Automatics Research Institute (VNIIA), Moscow, Russia*

In the present work, the  $d + d$  radiative capture process is studied. This process is of significant interest for astrophysical applications. The theoretical framework of the study is based on the microscopic cluster approach in the oscillator representation. The total and partial cross sections for the reaction in terms of the astrophysical  $S$  factor are calculated. A good agreement with experimental data is achieved. The tensor force of the nuclear interaction is shown to play a key role in describing the low-energy dependence of the total cross section (astrophysical  $S$  factor).

## ПРОИСХОЖДЕНИЕ СИГНАЛОВ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ 23 ФЕВРАЛЯ 1987 г. В ГРАВИТАЦИОННЫХ АНТЕННАХ

© 2024 г. Н. Ю. Агафонова<sup>1)</sup>, \*, А. С. Мальгин<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 12.11.2023 г.; после доработки 23.11.2023 г.; принята к публикации 23.11.2023 г.

Во время вспышки SN1987A 23 февраля 1987 г. четыре подземных нейтринных детектора и две гравитационные антенны в Риме и Мэриленде зарегистрировали сигналы, связанные с гравитационным коллапсом ядра звезды. Поскольку зафиксировать антеннами прямое гравитационное излучение от коллапса SN1987A невозможно, до сих пор непонятно, какие события регистрировали гравитационные антенны. В настоящей работе проведен амплитудный анализ сигналов гравитационных антенн в Риме и Мэриленде в окрестности сигналов нейтринных детекторов во время Сверхновой SN1987A. Показано, что амплитудные распределения во всех сигналах антенн согласуются с распределением флуктуирующих энергопотерь атмосферных мюонов, пересекающих антенны. Сделано заключение о мюонном происхождении сигналов, детектируемых антеннами “веберовского” типа — алюминированными цилиндрами массой 2–3 т.

DOI: 10.31857/S0044002724020088, EDN: KRICXB

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Регистрация событий, связанных со вспышкой Сверхновой SN1987A, до сих пор вызывает споры и научные дискуссии.

Во время вспышки SN1987A работали четыре подземных детектора, способные регистрировать нейтрино от сверхновых, и две гравитационные антенны (GA). Это сцинтилляционные детекторы LSD (Mont Blanc Liquid Scintillation Detector [1, 2]) и BUST (Baksan Underground Scintillation Telescope (BUST) [3]), черенковские детекторы KND (Kamioka Nucleon Decay Experiment [4]) и IMB (Irvine-Michigan Brookhaven [5]), гравитационные антенны в Риме (GEOGRAV, ниже RGA) [6] и Мэриленде (MGA) [7].

Детектор LSD зарегистрировал пять импульсов в 2 ч 52 мин 37 с UT 23.02.1987 почти на 5 ч раньше (в 7 ч 35 мин UT) событий, зарегистрированных в детекторах BUST (5 импульсов), KND (11 импульсов) и IMB (8 импульсов). В 7 ч 35 мин UT в LSD также зарегистрировано два импульса.

В антеннах RGA и MGA регистрируемым событием была энергия возбуждения (температура) антенны, измеряемая каждую секунду и выражаемая в кельвинах (K) [8].

При длительном поиске редких сигналов с неизвестной сигнатурой взаимодействий, образующих эти сигналы, стандартной процедурой является

исследование временных совпадений (корреляций). В случае с SN1987A были найдены совпадения событий, зарегистрированных работавшими тогда четырьмя нейтринными детекторами и двумя гравитационными антеннами. При анализе событий антенны RGA во временной окрестности  $\pm 30$  с сигнала LSD в 2 ч 52 мин 37 с UT 23.02.1987 были обнаружены события, энергия которых заметно превышала среднюю энергию возбуждения антенны [9]. Наиболее детальный анализ корреляций, который охватил диапазон 0 ч 00 мин—8 ч 00 мин UT 23.02.1987, был проведен в [10].

Поскольку почувствовать антеннами Вебера прямое гравитационное излучение от коллапса ядра звезды Sanduleak невозможно, до сих пор непонятно, какие события регистрировали гравитационные антенны RGA и MGA.

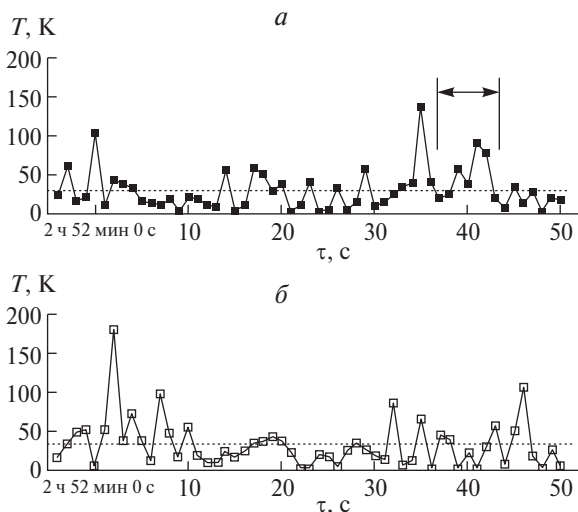
Цель настоящей работы — дать возможное объяснение сигналов в гравитационных антеннах во время вспышки Сверхновой SN1987A.

### 2. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ АНТЕННЫ RGA И MGA

Твердотельные резонансные антенны RGA и MGA (их характеристики приведены в табл. 1) работали при комнатной температуре в лабораторных помещениях практически на уровне моря [6, 7]. Энергия возбуждения антенны, выражаемая в кельвинах, определялась в некотором временном интервале, для RGA интервал составлял 1 с, для MGA — 0.1 с (с последующим суммированием до 1 с). Таким образом, каждое событие в антеннах

<sup>1)</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

\* E-mail: Agafonova@inr.ru



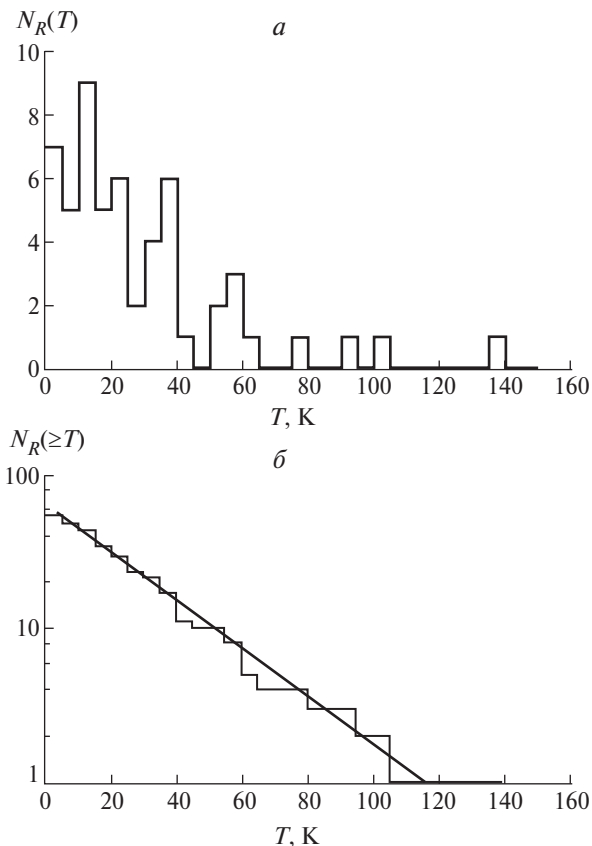
**Рис. 1.** События в Римском (RGA) (а) и Мэрилендском (MGA) (б) гравитационных детекторах во временной окрестности  $\tau$  сигнала LSD в 2 ч 52 мин UT 23.02.1987. Вертикальными линиями на рис. а выделена область LSD-сигнала. Точечные кривые соответствуют средней температуре событий: а —  $T = 29$  К; б —  $T = 31$  К.

отражало ее энергетическое состояние во временном интервале 1 с. В событии присутствует практически постоянная шумовая (термодинамическая) компонента, находящаяся в равновесии с температурой помещения и шумами электроники [11].

Для улучшения отношения сигнал/шум и повышения достоверности выделяемых событий-кандидатов в эксперименте RGA использовался программный фильтр Винера–Колмогорова, в MGA — аппаратный фильтр Баттерворта (Butterworth’a). Последовательности из 55 событий, полученных на RGA и MGA в диапазоне от 2 ч 51 мин 56 с до 2 ч 52 мин 51 с UT 23.02.1987 показаны на рис. 1 (рисунок соответствует Fig. 2 из [12]). Последовательности характеризуются средней температурой  $\langle T_R \rangle = 29$  К для RGA и  $\langle T_M \rangle \approx 30$  К для MGA.

### 3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБЫТИЙ В RGA

Рассмотрим энергетические характеристики событий RGA, дифференциальное и интегральное амплитудные распределения которых показаны на рис. 2. В [13] было сделано утверждение об отсутствии влияния частиц атмосферных ливней на MGA (и, следовательно, на RGA). Тем не менее нельзя исключить возможность формирования амплитудных распределений, показанных на рис. 2, под действием потока атмосферных мюонов, так как в [13] исследовались совпадения между событиями в антеннах RGA (MGA) и их однократными пересечениями широкими атмосферными ливнями (ШАЛ), в то время как каждое событие в RGA (MGA) создается суммарным энерговозбуждением



**Рис. 2.** Дифференциальные энергетические распределения 55 событий RGA в окрестности сигнала LSD в 2 ч 52 мин UT 23.02.1987 (гистограмма на рис. а) и его интегральный вид (б). Прямая линия на рис. б —  $\exp(-T/\langle T_R \rangle)$  — соответствует  $\langle T_R \rangle = 29$  К.

антенн в течение 1 с, а за это время пересечение с ШАЛ может быть многократным.

При горизонтальном расположении RGA ее за секунду в среднем пересекали 290 мюонов:

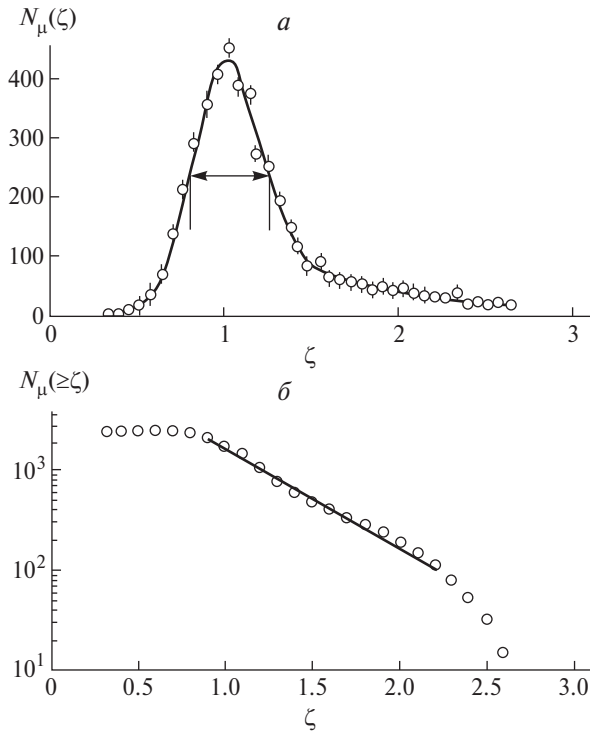
$$\begin{aligned} \bar{N}_\mu &= SI_\mu F = 1.8 \text{ м}^2 \times 130 \mu \times \\ &\times \text{м}^{-2} \text{с}^{-1} \times 1.24 = 290 \mu \times \text{с}^{-1}, \end{aligned} \tag{1}$$

здесь  $S$  — горизонтальное сечение RGA;  $I_\mu$  — полный поток мюонов на уровне моря ( $\bar{E}_\mu \approx 4$  ГэВ);  $F$  — геометрический фактор, учитывающий форму RGA (цилиндр) и угловую зависимость интенсивности мюонов  $I_\mu(\theta)$ , пропорциональную  $\cos^2\theta$ .

В рамках гипотезы мюонного происхождения событий форма гистограммы на рис. 2 определяется флуктуациями полного энерговыделения мюонов  $\epsilon_\mu^{\text{tot}}$ :

$$\epsilon_\mu^{\text{tot}} = N_\mu \bar{\epsilon}_\mu, \tag{2}$$

где  $N_\mu$  — число мюонов, пересекающих RGA за 1 с;  $\bar{\epsilon}$  — удельные энергопотери (равные энерговыделениям) мюонов  $\text{МэВ}(\text{г см}^{-2})^{-1}$ ;  $\bar{l}_\mu$  — средняя длина пробегов мюонов, пересекающих RGA в течение 1 с.



**Рис. 3.** Дифференциальный спектр ионизационных потерь мюонов  $N_\mu(\zeta)$ , измеренный на уровне моря (гистограмма на рис. *a*), и его интегральный вид  $N_\mu(\geq \zeta)$  (*b*) в относительных величинах. Параметр  $\zeta = \varepsilon/\varepsilon_{pr}$ , где  $\varepsilon_{pr}$  — вероятная потеря энергии. Прямыми линиями на рис. *a* показана полуширина распределения  $\Delta\zeta = \Delta\varepsilon = 0.52$ . Прямая линия на рис. *b* соответствует  $\langle\zeta\rangle = 0.41$ .

В терминах разрешения  $\Delta$  (ширина на полувысоте) функции распределения  $N(\varepsilon_\mu^{tot})$  компонентами ежесекундных флуктуаций величины  $\varepsilon_\mu^{tot}$  являются флуктуации числа мюонов  $\Delta N_\mu$ , средней длины треков  $\Delta \bar{l}_\mu$  и удельных энергопотерь  $\Delta\varepsilon$ . Следовательно, флуктуации  $\Delta\varepsilon_\mu^{tot}$  можно предста-

$$\text{вить выражением } \Delta\varepsilon_\mu^{tot} = \sqrt{(\Delta N_\mu)^2 + (\Delta \bar{l}_\mu)^2 + (\Delta\varepsilon)^2}.$$

Флуктуации  $\Delta N_\mu$  при  $\bar{N}_\mu = 290$  можно считать гауссовыми. В результате  $\Delta N_\mu = 2.35\sigma$ , где  $\sigma = (\sqrt{\bar{N}_\mu})^{-1} = 0.059$ , т.е.  $\Delta N_\mu = 0.14$ .

Пробеги мюонов  $l_\mu$  распределены в широком, но фиксированном диапазоне 0–3.06 м. Средняя геометрическая длина треков  $\bar{L}$  в цилиндре определяется его размерами и угловым распределением мюонов. Для оценки можно принять  $\bar{L} = 2RL(R+L)^{-1} = 0.55$  м ( $R = 0.3$  м,  $L = 3$  м). С учетом ограниченного диапазона длин  $l_\mu$  при большом числе мюонов  $\bar{N}_\mu = 290$  можно полагать, что флуктуации  $\Delta \bar{l}_\mu$  не должны превышать флуктуаций  $\Delta N_\mu$ , т.е.  $\Delta \bar{l}_\mu \leq \Delta N_\mu$ .

Доминирующий вклад в формирование спектра энергопотерь мюонов  $\Delta\varepsilon_\mu^{tot}$  вносят флуктуации потерь  $\Delta\varepsilon$  (на уровне моря — главным образом

ионизационных). Спектр ионизационных потерь мюонов со средней энергией 4 ГэВ имеет асимметричный вид, но шире распределения потерь Ландау примерно в 2 раза. Его разрешение  $\Delta\varepsilon = 0.52$  (рис. 3 [14]) значительно превышает величину  $\Delta N_\mu = 0.14$ . В этом случае флуктуации  $\Delta\varepsilon_\mu^{tot}$  оказываются связанными с произведением  $l_\mu\varepsilon$ , в котором, в соответствии с ограничением  $\Delta l_\mu \leq \Delta N_\mu$ , длину  $\bar{l}_\mu$  можно заменить на постоянное значение  $\bar{L} = 55$  см. Полагая среднюю величину ионизационных потерь  $\bar{\varepsilon} \sim 2$  МэВ ( $\text{г см}^{-2}$ )<sup>-1</sup>, для RGA с плотностью  $\rho_{Al} = 2.7$  г см<sup>-3</sup> находим:  $\bar{\varepsilon}_{l\mu} = \bar{L}\rho_{Al}\bar{\varepsilon} = 297$  МэВ (что близко к оценке величины  $\bar{\varepsilon}_{l\mu} = 324$  МэВ, полученной в [15]). В результате полные средние энергетические потери мюонов  $\bar{\varepsilon}_\mu^{tot}$ , пересекающих антенну за 1 с, составляют

$$\bar{\varepsilon}_\mu^{tot} = 290\mu \times 297 \text{ МэВ} / \mu \approx 86 \text{ ГэВ}, \quad (3)$$

а относительными флуктуациями  $\Delta\varepsilon_\mu^{tot}$  полного среднего энерговыделения мюонов  $\bar{\varepsilon}_\mu^{tot}$  можно считать флуктуации  $\Delta\varepsilon_{l\mu}$  ионизационных потерь одиночных мюонов в слое алюминия 55 см, которые соответствуют флуктуациям потерь  $\Delta\varepsilon \approx \Delta\varepsilon_\mu^{tot} \approx \Delta\varepsilon_{l\mu}$ .

#### 4. СВЯЗЬ СОБЫТИЙ В АНТЕННАХ С ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕМ МЮОНОВ

Связь событий RGA с энерговыделениями мюонов в антенне можно найти, установив сходство распределений  $N_R(T)$  и  $N_\mu(\zeta)$  (см. рис. 2, 3), где параметр  $\zeta = \varepsilon/\varepsilon_{pr}$ ,  $\varepsilon_{pr}$  — вероятная потеря энергии. Будем сравнивать интегральные представления распределений с тем, чтобы минимизировать влияние низкой статистики на форму распределения  $N_R(T)$ . Как следует из рис. 2, величины практически всех RGA-событий (53 из 55) содержатся в интервале 0–100 К, их распределение согласуется с экспонентой  $\exp(-T/\langle T_R \rangle)$  при  $\langle T_R \rangle = (29 \pm 1)$  К. На интервале изменения  $\Delta T = 100$  К отношение  $\Delta T/\langle T_R \rangle$  уменьшается в 3.3 раза.

Интегральное распределение  $N_\mu(\geq \zeta)$  имеет следующие особенности (см. рис. 3). В диапазоне  $\Delta\zeta = 1.35$  (0.85–2.2) содержится основная часть (~96%) событий  $N_\mu$ , при этом зависимость  $N_\mu(\geq \zeta)$  от  $\zeta$  на этом участке носит экспоненциальный характер с показателем  $\langle \zeta \rangle = 0.41$ . Наконец, отношение  $\Delta\zeta/\langle \zeta \rangle$  в диапазоне  $\Delta\zeta = 1.35$  падает в 3.3 раза.

Поскольку диапазону  $\Delta\zeta = 1.35$  соответствует диапазон температур  $\Delta T = 0–100$  К; можно определить коэффициент  $k = (\Delta T/\Delta\zeta) = 74$  К, который связывает величины  $\langle \zeta \rangle$  и  $\langle T_R \rangle$ :  $\langle T_R \rangle = \langle \zeta \rangle k = 0.41 \times 74 = 30$  К.

Таким образом, распределение  $N_R(\geq T)$  согласуется с высокоэнергетической частью распределения  $N_\mu(\geq \zeta)$  в области  $\zeta \geq 0.85$ . Величина  $\zeta = 0.85$

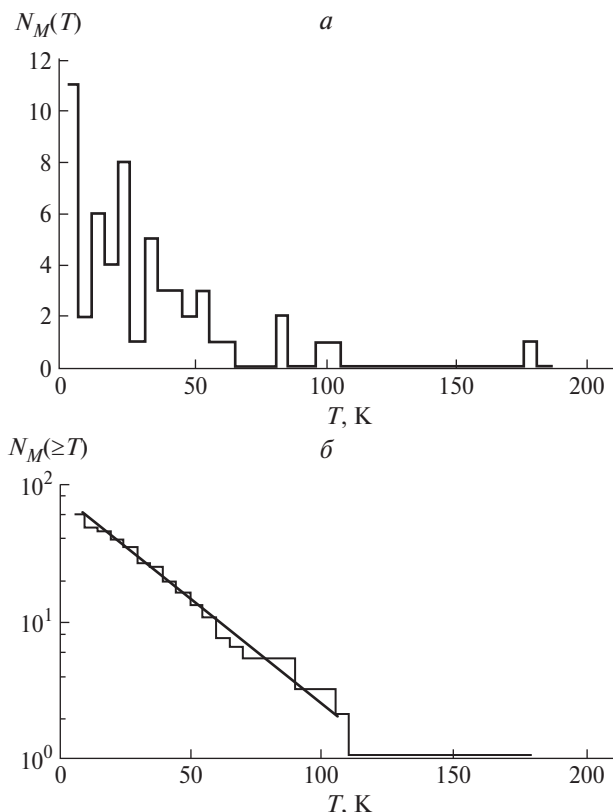


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для 55 событий MGA. На рис. 4, б —  $\exp(-T/\langle T_M \rangle)$  соответствует  $\langle T_M \rangle = 31$  К.

соответствует границе  $T = 0$  пропускания фильтра, отсекающего низкоэнергетическую компоненту сигналов антенны, включающую в себя, наряду с наименьшими энерговыделениями мюонов, тепловой шум антенны и шумы электроники. Подавляющее число всех событий  $N_R$  на выходе фильтра связано с ионизационными потерями одиночных мюонов. Они в основном занимают область до  $\xi \sim 2.2$ . События более высоких энергий связаны с электромагнитным сопровождением мюонов, роль которого при регистрации гравитационного сигнала с использованием RGA была проанализирована в [15], а также с частицами ШАЛ.

Для событий Мэрилендской антенны (MGA) был выполнен такой же анализ, как и для Римской (RGA). Интегральное распределение  $N_M(\geq T)$

событий MGA (рис. 4) также описывается экспонентой с  $\langle T_M \rangle = (31 \pm 4)$  К  $\approx 30$  К =  $\langle T_R \rangle$  и в результате согласуется как с распределением  $N_R(\geq T)$ , так и с  $N_\mu(\geq \xi)$ .

Равенство  $\langle T_R \rangle = \langle T_M \rangle$  является следствием мюонного происхождения сигналов антенн. Это объясняется тем, что, во-первых, суммарное энерговыделение большого числа мюонов, пересекающих антенну за 1 с, пропорционально массе антенны независимо от ее размеров и ориентации в пространстве и, во-вторых, что теплоемкость антенны также пропорциональна ее массе. Следовательно, при равенстве характеристик потока мюонов (RGA и MGA находились практически на одинаковой высоте над уровнем моря (табл. 1)) антенны, состоящие из одного и того же материала, должны иметь одинаковые температурные характеристики, связанные с энерговыделением мюонов.

Такое соответствие распределения  $N_R(\geq T)$  распределению ионизационных потерь мюонов в веществе RGA при идентичности законов распределений  $N_M(\geq T)$  и  $N_R(\geq T)$  говорит о мюонном происхождении всех событий RGA и MGA как в рассмотренном интервале 55 с, так и за все время сигнала обоих детекторов в окрестности 2 ч 52 мин UT 23.02.87.

### 5. ВЛИЯНИЕ МЮОНОВ И ВНЕШНЕЙ РАДИОАКТИВНОСТИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СТАТУС ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЫ

Оценим вклад энергопотерь мюонов в энергетическую характеристику гравитационной антенны — ее температуру, измеряемую каждую секунду. Как было определено нами выше, полные средние энергетические потери мюонов  $\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}$ , пересекающих антенну за 1 с, составляют величину  $\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}} \approx 86$  ГэВ.

Вклад  $T(\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}})$  (в К) в энергетическое состояние антенны, работающей при комнатной температуре, определяется выражением (формула (3) из [15], в которой скорость звука в Al 5400 м/с при гелиевой температуре заменена на 6250 м с<sup>-1</sup> при комнатной температуре):

$$T(\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}) = 2.06 \times 10^{-8} \left( T(\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}) \right)^2 \cos^2(\pi x/L), \quad (4)$$

$$-L/2 \leq x \leq L/2.$$

Таблица 1. Характеристики гравитационных антенн в RGA и MGA

Параметры	RGA	MGA
Координаты	42.0°N, 12.5°E	39.0°N, 77.0°W
Высота над уровнем моря $H_{s.l.}$ , м	+40	+20
Вещество, форма	Алюминий, цилиндр $L = 3.0$ м, $D = 0.6$ м	Алюминий, цилиндр $L = 1.55$ м, $D = 1.0$ м
Масса, т	2.3	3.1
Основная собственная частота продольных колебаний, Гц	858	1660
Эффективная температура $T$ , К	29	31

Как и в [15], для максимальной оценки вклада используем величину  $x = 0$ . Подставляя в выражение (4)  $\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}} = 86 \text{ ГэВ}$ , получаем, что  $T(\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}) = 1.5 \times 10^{-4} \text{ К}$ .

Радиоактивность материалов и окружающей среды также влияет на энергетический статус RGA и MGA, не имевших специальной защиты (толщину железного кольца для подвеса и стенок вакуумной камеры, в которой находилась антенна GRA, защитой считать не будем). Будем рассматривать внешнюю радиоактивность, так как собственная радиоактивность алюминиевой антенны пренебрежимо мала. Наиболее проникающей компонентой естественной радиоактивности является  $\gamma$ -излучение, охватывающее широкий диапазон энергий (0.1–10) МэВ. Внешней радиоактивностью для RGA и MGA будем считать, в первую очередь,  $\gamma$ -фон от стен помещения, железных конструкций установок, вызываемый распадами радона, выходящего в основном из грунта. Кроме этого, необходимо учитывать  $\gamma$ -кванты электромагнитного сопровождения, образуемого мюонами в окружающих установку конструкциях, и  $\gamma$ -излучение, связанное с захватом нейтронов естественной радиоактивности ядрами материалов, окружающих антенны. Наконец, внешняя радиоактивность обусловлена распадами долгоживущих изотопов, образуемых ШАЛ в этих материалах.

Поглощенная доза энергии  $E_a$ , соответствующая среднему фону радиации среды обитания, составляет  $E_a \approx 0.05 \times 10^{-6} \text{ Гр ч}^{-1}$  ( $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж кг}^{-1} = 6.24 \times 10^{12} \text{ МэВ кг}^{-1}$ ). Используя эту величину, определим среднее количество энергии, выделившейся в антенне с массой  $M_R = 2300 \text{ кг}$  в 1 с при полном поглощении  $\gamma$ -квантов:

$$E_\gamma^R = E_a M_R = 0.05 \times 10^{-6} \text{ ч}^{-1} \times 6.24 \times 10^{12} \text{ МэВ кг}^{-1} \times \frac{2300 \text{ кг}}{3600 \text{ с}} = 200 \text{ ГэВ с}^{-1}.$$

Подставляя эту величину в (4), находим

$$T(E_\gamma^R) = 2.06 \times 10^{-8} (E_\gamma^R)^2 = 8.2 \times 10^{-4} \text{ К}.$$

Из сравнения величин  $T(\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}) = 1.5 \times 10^{-4} \text{ К}$  и  $T(E_\gamma^R)$  следует, что флуктуации температуры  $T(\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}})$  происходят на фоне практически постоянной составляющей  $T(E_\gamma^R)$ , более чем в 5.5 раз (с учетом аппаратных шумов) превышающей  $T(\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}})$ . Эту составляющую и подавляют фильтры гравитационных антенн RGA и MGA.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сделана попытка объяснить происхождение сигналов в гравитационных Римской и Мэрилендской антеннах во время вспышки SN1987A 23 февраля 1987 г. С этой целью рассчитано полное

энерговыведение в антенне, определено количество мюонов, которые должны были пересечь каждую из антенн за 1 с, и проанализирована форма энергетических распределений. Показано, что амплитудные распределения всех сигналов для обеих антенн согласуются с распределением флуктуирующих энергопотерь атмосферных мюонов, пересекающих антенны.

Исходя из этого анализа нами сделано заключение, что события в гравитационных антеннах RGA, MGA вызваны мюонами от распадов пионов и каонов.

Существуют гипотезы, объясняющие вариации темпа распадов в связи, в том числе и с вариациями гравитационного поля [16–21].

О наблюдении нестатистических вариаций интенсивности радиоактивных распадов сообщалось неоднократно, из недавних публикаций [16–20, 22]. Одним из первых достоверных указаний на возможность вариаций распадов (сезонных) было получено в эксперименте по определению периода полураспада  $^{32}\text{Si}$  в 1982–1985 гг. [21]. Механизм вариаций не установлен до сих пор.

В [23] в данных эксперимента по точному измерению времени  $\beta$ -распада изотопа  $^{32}\text{Si}$  ( $T_{1/2} \sim 172 \text{ г}$ ) была обнаружена корреляция темпа распадов ядер  $^{32}\text{Si}$  и  $^{36}\text{Cl}$ . Корреляция наблюдалась в течение  $\sim 7 \text{ ч}$  в окрестности сигнала от события GW170817 — слияния двух нейтронных звезд [24, 25], что свидетельствует о влиянии гравитационных волн на вероятность радиоактивных распадов. Однако возможность прямого воздействия гравитационных волн на нейтринные детекторы и RGA, MGA за время SN1987A нужно исключить.

Можно предположить, что изменение гравитационного поля за время SN1987A может повлиять на распады пионов и каонов, т.е. на число мюонов, пересекающих гравитационные антенны. Этот же эффект может быть источником найденных в [10] корреляций в детекторах KND–LSD–RGA–MGA. В [26] показано, что форма сигнала по точному измерению времени  $\beta$ -распада Si и Cl неожиданно подобна форме сигнала от SN1987A в детекторах KND–LSD–RGA–MGA. Такое подобие доказывает, что наблюдаемые корреляции сигналов связаны с радиоактивными распадами ядер и частиц.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Л. Дадыкин, Г. Т. Зацепин, В. Б. Корчагин, П. В. Корчагин, А. С. Мальгин, О. Г. Рязская, В. Г. Рясный, В. П. Талочкин, Ф. Ф. Хальчуков, В. Ф. Якушев, М. Альетта, Дж. Бадино, Дж. Болонья, К. Кастаньоли, Ф. Каstellina, В. Фульджоне и др., Письма в ЖЭТФ **45**, 464 (1987) [V. L. Dadykin, G. T. Zatzepin, V. B. Korchagin, P. V. Korchagin, A. S. Mal'gin, O. G. Ryazhskaya, V. G. Ryasnyi, V. P. Talochkin, F. F. Khal'chukov,



- V. F. Yakushev, M. Aglietta, G. Badino, G. Bologna, C. Castagnoli, A. Castellina, W. Fulgione, *et al.*, *JETP Lett.* **45**, 593 (1987)].
2. M. Aglietta, G. Badino, G. Bologna, C. Castagnoli, A. Castellina, V. L. Dadykin, W. Fulgione, P. Galeotti, F. F. Kalchukov, B. Kortchaguin, P. V. Kortchaguin, A. S. Malguin, V. G. Ryassny, O. G. Ryazhskaya, O. Saavedra, V. P. Talochkin, *et al.*, *Europhys. Lett.* **3**, 1315 (1987).
  3. Е. Н. Алексеев, Л. Н. Алексеева, В. И. Волченко, И. В. Кривошейна, Письма в ЖЭТФ **45**, 461 (1987) [E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, V. I. Volchenko, and I. V. Krivosheina, *JETP Lett.* **45**, 589 (1987)].
  4. K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, M. Nakahata, Y. Oyama, N. Sato, A. Suzuki, M. Takita, Y. Totsuka, T. Kifune, T. Suda, K. Takahashi, T. Tanimori, K. Miyano, M. Yamada, E. W. Beier, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490 (1987).
  5. R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton, D. Casper, A. Ciocio, R. Claus, B. Cortez, M. Crouch, S. T. Dye, S. Errede, G. W. Foster, W. Gajewski, K. S. Ganezer, M. Goldhaber, T. J. Haines, T. W. Jones, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494 (1987).
  6. T. Bronzini, S. Frasca, G. Pizzella, G. V. Pallottino, and G. Vannaroni, *Nuovo Cimento C* **8**, 300 (1985).
  7. J. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1320 (1969).
  8. E. Amaldi, P. Bonifazi, M. G. Castellano, E. Coccia, C. Cosmelli, S. Frasca, M. Gabellieri, I. Modena, G. V. Pallottino, G. Pizzella, P. Rapagnani, F. Ricci, and G. Vannaroni, *Europhys. Lett.* **3**, 1325 (1987).
  9. M. Aglietta, A. Castellina, W. Fulgione, G. Trincherо, S. Vernetto, C. Castagnoli, P. Galeotti, O. Saavedra, E. Amaldi, S. Frasca, G. V. Pallottino, G. Pizzella, P. Rapagnani, F. Ricci, P. Astone, C. Cosmelli, *et al.*, *Nuovo Cimento C* **14**, 171 (1991).
  10. P. Galeotti and G. Pizzella, *Eur. Phys. J. C* **76**, 426 (2016); arXiv: 1603.05076 [physics.gen-ph].
  11. P. Bonifazi, V. Ferrari, S. Frasca, G. V. Pallottino, and G. Pizzella, *Nuovo Cimento C* **1**, 465 (1978).
  12. M. Aglietta, G. Badino, G. Bologna, C. Castagnoli, A. Castellina, W. Fulgione, P. Galeotti, O. Saavedra, G. Trincherо, S. Vernetto, E. Amaldi, C. Cosmelli, S. Frasca, G. V. Pallottino, G. Pizzella, P. Rapagnani, *et al.*, *Nuovo Cimento C* **12**, 75 (1989).
  13. D. H. Ezrow, N. S. Wall, J. Weber, and G. B. Yodh, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 945 (1970).
  14. В. С. Мурзин, *Введение в физику космических лучей* (Москва, Атомиздат, 1979).
  15. E. Amaldi and G. Pizzella, *Nuovo Cimento C* **9**, 612 (1986).
  16. D. Javorsek II, P. A. Sturrock, R. N. Lasenby, A. N. Lasenby, J. B. Buncher, E. Fischbach, J. T. Gruenwald, A. W. Hofst, T. J. Horan, J. H. Jenkins, J. L. Kerford, R. H. Lee, A. Longman, J. J. Mattes, B. L. Morreale, D. B. Morris, *et al.*, *Astropart. Phys.* **34**, 173 (2010); arXiv: 1007.0924 [nucl-ex].
  17. J. H. Jenkins and E. Fischbach, *Astropart. Phys.* **31**, 407 (2009).
  18. J. H. Jenkins, D. W. Mundy, and E. Fischbach, *Nucl. Instrum. Methods A* **620**, 332 (2010).
  19. A. Parkhomov, *J. Mod. Phys.* **2**, 1310 (2011).
  20. T. Mohsinally, S. Fancher, M. Czerny, E. Fischbach, J. T. Gruenwald, J. Heim, J. H. Jenkins, J. Nistor, and D. O'Keefe, *Astropart. Phys.* **75**, 29 (2016).
  21. D. E. Alburger, G. Harbottle, and E. F. Norton, *Earth Planet. Sci. Lett.* **78**, 168 (1986).
  22. E. D. Falkenberg, *Apeiron* **8**, 32 (2001).
  23. E. Fischbach, V. E. Barnes, N. Cinko, J. Heim, H. B. Kaplan, D. E. Krause, J. R. Leeman, S. A. Mathews, M. J. Muetherthies, D. Neff, and M. Pattermann, *Astropart. Phys.* **103**, 1 (2018); arXiv: 1801.03585.
  24. B. P. Abbott *et al.* (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017).
  25. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, M. Afrough, B. Agarwal, M. Agathos, K. Agatsuma, N. Aggarwal, *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **848**, L12 (2017).
  26. N. Agafonova, A. Malgin, and E. Fischbach; arXiv: 2107.00265 [nucl-ex].

## ORIGIN OF THE SIGNALS REGISTERED ON FEBRUARY 23, 1987 IN GRAVITY ANTENNAS

© 2024 N. Yu. Agafonova<sup>1)</sup>, A. S. Malgin<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

During the SN1987A outburst on February 23, 1987, four underground neutrino detectors and two gravitational antennas in Rome and Maryland detected signals associated with the gravitational collapse of the star's core. Since it is impossible to detect direct gravitational radiation from the collapse of SN1987A with antennas, it is still not clear what events were recorded by gravitational antennas. In this work, an amplitude analysis of the signals from gravitational antennas in Rome and Maryland in the vicinity of the signals from neutrino detectors during Supernova SN1987A was carried out. It is shown that the amplitude distributions in all antenna signals are consistent with the distribution of fluctuating energy losses of atmospheric muons crossing the antennas. A conclusion has been made about the muon origin of signals detected by "Weber" type antennas — aluminized cylinders with a mass of 2–3 tons.

## ОПИСАНИЕ ЭМИССИИ КУМУЛЯТИВНЫХ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ НА ОСНОВЕ НЕРАВНОВЕСНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА

© 2024 г. А. Т. Дьяченко<sup>1), 2), \*</sup>

Поступила в редакцию 23.11.2023; после доработки 23.11.2023 г.; принята к публикации 23.11.2023 г.

Проанализированы двойные дифференциальные сечения испускания кумулятивных протонов, пионов, каонов и антипротонов при столкновениях ядер углерода на фиксированной мишени при энергии 19.6 ГэВ/нуклон в эксперименте ИФВЭ на ускорителе У-70. При описании этих спектров был учтен неравновесный подход в результате совместного решения кинетического уравнения с уравнениями гидродинамики. Приведено сравнение с другими подходами.

DOI: 10.31857/S0044002724020092, EDN: KRPHNR

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Инициированный А.М. Балдиным около 50 лет назад поиск объяснения механизма ядерных кумулятивных процессов [1, 2], кинематически запрещенных во взаимодействиях свободных нуклонов, до сих пор является нерешенной проблемой. Было предложено большое количество теоретических подходов, варьирующихся от образования многокварковых кластеров в ядерной материи [3–6] до эффектов многократного рассеяния при прохождении частиц через ядро [7, 8]. В работе [9] анализируется модель образования движущегося резонансного источника кумулятивных вторичных протонов, близкая по смыслу к предлагаемому нами здесь подходу. В этих работах исследовались реакции, инициированные в основном протонами.

Исследование этого явления в случае столкновения тяжелых ионов представляет интерес в целях выяснения коллективного многочастичного механизма кумулятивных процессов и проверки различных моделей ядро-ядерного взаимодействия при промежуточных и высоких энергиях. В обзоре Г.А. Лексина [10] было указано на возможность проявления в этих процессах свойств кварк-глюонной плазмы.

В 2023 г. исполняется 70 лет применения Л.Д. Ландау гидродинамики к столкновениям

элементарных частиц высокой энергии для описания множественного рождения вторичных частиц [11]. В [12] впервые использовано равновесное уравнение состояния, предполагающее установление в системе локального термодинамического равновесия для описания столкновений тяжелых ионов. В [13–15] для энергий строящегося в ОИЯИ (Дубна) ускорительного комплекса “NICA” предложено использовать гибридную модель, которая включает в себя быструю неравновесную кинетическую стадию на основе кода HSD и PHSD (струнная динамика) и последующее описание динамики ядро-ядерного столкновения на основе релятивистской гидродинамики. Это дополняет описание процесса столкновения тяжелых ионов, проведенное в рамках гидродинамических моделей [16–18], поскольку существенную роль в процессе столкновения ядер играет его неравновесный характер.

В [19–26] нами было показано, что локальное термодинамическое равновесие в процессе столкновений тяжелых ионов устанавливается не сразу, поскольку на стадии сжатия важна неравновесная компонента функции распределения, приводящая к формированию бесстолкновительной ударной волны [27] с изменяющимся фронтом [28]. Для учета неравновесной компоненты было предложено совместно с уравнениями гидродинамики решать кинетическое уравнение. Исследование кумулятивных процессов обнаруживает сходство также с исследованием подпороговых процессов с испусканием вторичных тяжелых мезонов и антипротонов в столкновениях тяжелых ионов промежуточных энергий [29].

В процессе развития гидродинамического подхода с неравновесным уравнением состояния

<sup>1)</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

<sup>2)</sup> Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, С.-Петербург, Россия.

\* E-mail: dyachenko\_a@mail.ru

[19–23] нами рассмотрены столкновения ядер  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  на фиксированной мишени при энергиях налетающих ядер углерода 19.6 ГэВ/нуклон, экспериментально исследованные на ускорителе У-70 (ИФВЭ), с испусканием протонов, пионов, каонов и антипротонов [30].

Далее изложение построено следующим образом. В разд. 2 описана схема расчета. В разд. 3 введено сравнение с экспериментальными данными и другими моделями. В Заключение, в разд. 4, приведены основные результаты работы.

## 2. ОПИСАНИЕ СХЕМЫ РАСЧЕТА

Для описания системы нуклонов воспользуемся одночастичной функцией распределения  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  ( $\mathbf{r}(x_1, x_2, x_3)$  — пространственная координата,  $\mathbf{p}(p_1, p_2, p_3)$  — импульс,  $t$  — время), для которой при промежуточных энергиях сталкивающихся тяжелых ионов мы используем кинетическое уравнение [19–23]:

$$\frac{df}{dt} = \frac{f_0 - f}{\tau}, \quad (1)$$

где  $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  — локально равновесная функция распределения,  $\tau$  — время релаксации.

Уравнение (1) должно решаться совместно с уравнениями гидродинамики, следующими из (1), взятием моментов с весом 1,  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{p}^2$  в импульсном пространстве для нахождения функции распределения. Входящий в члены взаимодействия самосогласованный потенциал  $W(\rho)$  задается так же, как это делается в случае зависящих от плотности  $\rho$  эффективных сил типа сил Скирма.

Время релаксации здесь выбрано в традиционной форме  $\tau = \lambda/v_T$  [19–23], где длина свободного пробега нуклонов  $\lambda = 1/\sigma\rho$ ,  $\sigma \approx 40$  мбн — элементарное полное нуклон-нуклонное сечение,  $\rho$  — нуклонная плотность,  $v_T$  — средняя скорость теплового движения нуклонов. При низких энергиях для выбранной формы  $\tau$  его численное значение близко к значению, полученному для ферми-жидкости. При высоких энергиях нужно вместо сечения  $\sigma$ , вообще говоря, подставлять транспортное сечение  $\sigma_T$ , что увеличивает величину  $\tau$ . При больших временах релаксации можно использовать уравнения неравновесной длиннопробежной гидродинамики в приближении локальной плотности [23].

Решение уравнения (1) ищется в виде

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_1 q + f_0(1 - q), \quad (2)$$

где функция  $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  соответствует состоянию с деформированной ферми-поверхностью;  $q(\mathbf{r}, t)$  ( $0 \leq q \leq 1$ ) — релаксационный фактор, находящийся из кинетического уравнения с помощью взятия момента с весом  $p_{\parallel}^2 - p_{\perp}^2$ , определяющего степень анизотропии функции распределения

в импульсном пространстве [19–23] ( $p_{\parallel}$  и  $p_{\perp}$  — продольная и поперечная составляющие импульса соответственно). При  $q = 0$  получаем уравнения равновесной, а при  $q = 1$  — неравновесной длиннопробежной гидродинамики.

В результате имеем замкнутую систему уравнений для нахождения плотности  $\rho(\mathbf{r}, t)$ , поля скоростей  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ , поля температур  $T(\mathbf{r}, t)$  и релаксационного фактора  $q(\mathbf{r}, t)$ , позволяющую найти функцию распределения  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ .

После выделения области локального нагрева hot spot — области перекрытия сталкивающихся ядер — мы проанализировали стадии сжатия, расширения и разлета вещества в процессе столкновений тяжелых ионов. На стадии сжатия формируются бесстолкновительные ударные волны с изменяющимся фронтом [23, 24].

На стадии расширения [19–23] по достижении ударной волной границ hot spot происходит расширение первоначально сжатой системы, которое описывается с учетом ядерной вязкости, найденной нами в релаксационном  $\tau$ -приближении. В рассматриваемом диапазоне энергий на этой стадии коэффициент вязкости  $\eta$  достаточно велик (число Рейнольдса  $Re = \frac{m\rho v l}{\eta} \leq 1$ ). Это уменьшает скорость разлета hot spot и увеличивает его температуру. По достижении расширяющейся ядерной системой критической плотности (плотности замораживания)  $\rho^*$ , определяемой из условия  $\frac{dW}{d\rho} = 0$ , происходит формирование вторичных частиц (нуклонов, фрагментов, пионов) и их разлет.

Инвариантное двойное дифференциальное сечение испускания протонов в реакции  $A + B \rightarrow p + X$  имеет вид ( $b$  — параметр удара)

$$E \frac{d^2\sigma}{p^2 dp d\Omega} = \frac{2\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int G(b) \times b db \int d\mathbf{r} \gamma \times (E - \mathbf{p}\mathbf{v}) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (3)$$

где  $G(b) = \sigma_t / \sigma_g$  — фактор, учитывающий, что сечение образования hot spot  $\langle \sigma_t = \pi < R_b >^2 \rangle$  всегда больше геометрического  $\sigma_g$  сечения перекрывающихся частей;  $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ ,  $\gamma = 1 / \sqrt{1 - v^2}$  и  $\mathbf{p}$  — соответственно полная энергия, Лоренц-фактор и импульс протонов;  $\Omega$  — телесный угол,  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$  — поле скоростей;  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  — функция распределения испускаемых протонов в преобладании неравновесной компонентой на стадии замораживания

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = g \left[ \exp \left( \frac{\gamma(E - \mathbf{p}\mathbf{v} - \mu) + T\delta}{T} \right) \pm 1 \right]^{-1}. \quad (4)$$

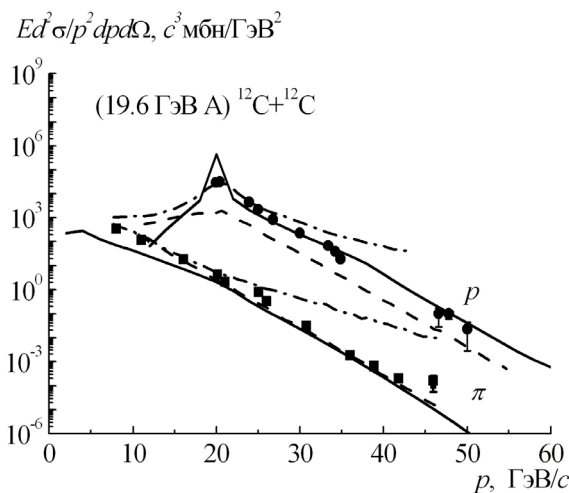
В (4) спиновый фактор  $g = 2$ ,  $\mu (\mu = \mu_T + m)$  — химический потенциал, который находится из условия сохранения в среднем числа частиц для большого канонического ансамбля;  $T$  — температура;  $\delta$  — поправка на микроканоническое распределение [19]. Знак “ $\pm$ ” означает соответственно “+” для фермионов и “-” для бозонов.

Для описания испускания пионов можно использовать выражения (3) и (4), где в качестве функции распределения пионов использовать функцию (4), положив везде массу пионов равной  $m_\pi$ , а химический потенциал  $\mu$  равным нулю, поскольку число пионов не задано,  $g = 1$ . Для бозонов в (4) выбираем знак “-” перед 1.

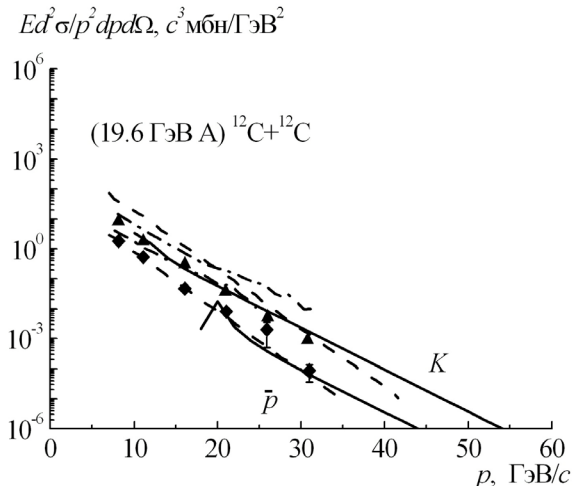
Кроме вклада (3) в сечение от испускания протонов из hot spot, нами учитывался также вклад от слияния неперекрывающихся частей сталкивающихся ядер — “спектаторов”, как в модели “корона-кор” при высоких энергиях [31]. Временная эволюция hot spot, сжатие и последующее его разрежение напоминают флуктуации в ядерной системе, подобные флуктону Д.И. Блохинцева [32], введенному для объяснения кумулятивного эффекта.

### 3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Наш подход [19, 24, 25] применим и к испусканию кумулятивных протонов и пионов, полученных в реакции  $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow p(\pi^-) + X$  на ускорителе ИТЭФ при энергиях ядер  $^{12}\text{C}$  0.3–3.2 ГэВ/нуклон



**Рис. 1.** Распределения протонов и  $\pi^-$ -мезонов по лабораторному импульсу в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow p + X$ , испускаемых под углом  $0^\circ$  при энергии  $^{12}\text{C}$  19.6 ГэВ/нуклон. Сплошные кривые — наш расчет с значениями  $\langle T_h \rangle \approx 150$  МэВ,  $\langle R_h \rangle \approx 2.5$  Фм; штриховые кривые — параметризация А.А. Балдина; точки — экспериментальные данные из [30] (кружки — протоны, квадраты — пионы). Штрихпунктирные кривые — результаты расчетов по модели FTFP [30].



**Рис. 2.** То же, что на рис. 2, но для распределения каонов и антипротонов в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow K(\bar{p}) + X$  при энергии ионов  $^{12}\text{C}$  19.6 ГэВ/нуклон, точки — экспериментальные данные из [30] (треугольники — каоны, ромбы — антипротоны).

[33, 34]. Поэтому можно распространить этот подход и на другие реакции с тяжелыми ионами.

На рис. 1 приведены импульсные спектры протонов и отрицательных пионов, испускаемых в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow p(\pi^-) + X$  под углом  $0^\circ$  при энергии ионов  $^{12}\text{C}$ , равной 19.6 ГэВ/нуклон. Экспериментальные данные, полученные в эксперименте на ускорителе У-70 (ИФВЭ) [30], показаны точками. Сплошными кривыми представлены результаты наших расчетов в рамках гидродинамического подхода, при этом параметры расчета — средняя температура hot spot  $\langle T_h \rangle$ , средний химический потенциал  $\langle \mu_T \rangle$ , средний радиус hot spot  $\langle R_h \rangle$  — зависят от энергии, штриховые кривые — феноменологическая параметризация А.А. Балдина, штрихпунктирные кривые — результаты расчетов по модели FTFP (фритиоф) [30].

На рис. 2 приведены импульсные спектры каонов и антипротонов, испускаемых в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow K(\bar{p}) + X$  под углом  $0^\circ$  при той же энергии ионов  $^{12}\text{C}$  19.6 ГэВ/нуклон. Экспериментальные данные [30] — точки, сплошные кривые — наш расчет, штриховые кривые — феноменологическая параметризация А.А. Балдина, штрихпунктирные кривые — расчеты по модели FTFP [30].

Как видно из рис. 1, 2 в кумулятивной области спектров при импульсе  $p > 20$  ГэВ/с, наш расчет согласуется с экспериментальными данными [30]. Из рис. 1 и рис. 2 видно, что наш расчет оказывается лучше модели фритиоф и феноменологической параметризации при описании данных [30]. Причем некоторые каскадные расчеты заметно недооценивают экспериментальные спектры в высокоимпульсной области [19, 24, 25], а модель фритиоф на рис. 1, 2 дает завышенные сечения выхода кумулятивных частиц. В области малых импульсов наш расчет

также воспроизводит экспериментальные спектры пионов в эксперименте ИТЭФ. Однако в эксперименте ИФВЭ нам пока не удалось воспроизвести мягкую часть спектра вторичных частиц.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе в рамках модифицированной гидродинамической модели с фиксированными параметрами уравнения состояния описаны экспериментальные высокоимпульсные спектры протонов, пионов, каонов и антипротонов, испускаемых в столкновениях ядер углерода при энергии 19.6 ГэВ/нуклон эксперимента ИФВЭ, что дополнило наши предыдущие результаты для спектра кумулятивных протонов и пионов в экспериментах ИТЭФ при энергиях 0.3–3.2 ГэВ/нуклон для налетающих ядер углерода с бериллиевой мишенью [33, 34].

Проведенные расчеты воспроизводят экспериментальные данные по выходам протонов и пионов как для средних, так и для тяжелых ядер в области промежуточных и высоких энергий сталкивающихся ядер и могут быть применены к области энергий строящегося в Дубне ускорительного комплекса “NICA”. Правомерность использования макроскопических параметров для легких систем можно объяснить. В нашем случае среднее число частиц в hot spot  $N \sim 10$  и дисперсия  $\sim 1/\sqrt{N} \ll 1$  не столь велика. Поправка на микроканоническое распределение улучшает описание эксперимента.

Автор благодарен В.В. Вечернину, М.Б. Жалову, В.Т. Киму, И.А. Митропольскому и О.Л. Федину за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. М. Балдин, С. Б. Герасимов, Н. Гиордэнеску, В. Н. Зубарев, Л. К. Иванова, А. Д. Кириллов, В. А. Кузнецов, Н. С. Мороз, В. Б. Родоманов, В. Н. Рамжин, В. С. Ставинский, М. И. Яцута, *ЯФ* **18**, 79 (1973) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **18**, 41 (1974)].
2. Ю. Д. Баюков, В. С. Воробьев, Г. А. Лексин, В. Л. Стопин, В. Б. Федоров, В. Д. Хованский, *ЯФ* **18**, 1246 (1973) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **18**, 639 (1974)].
3. V. V. Burov, V. K. Lukyanov, and A. I. Titov, *Phys. Lett. B* **67**, 46 (1977).
4. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Lett. B* **83**, 407 (1979).
5. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Rept.* **76**, 215 (1981).
6. А. В. Ефремов, А. Б. Кайдалов, В. Т. Ким, Г. И. Лыкасов, Н. В. Славин, *ЯФ* **47**, 1364 (1988) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **47**, 868 (1988)].
7. M. A. Braun and V. V. Vechernin, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **19**, 517 (1993).
8. V. D. Toneev and K. K. Gudima, *Nucl. Phys. A* **400**, 173 (1983).
9. O. Panova, A. Motornenko, M. I. Gorenstein, J. Steinheimer, and H. Stoecker, *Phys. Rev. C* **100**, 054617 (2019).
10. Г. А. Лексин, *ЯФ* **65**, 2042 (2002) [*Phys. At. Nucl.* **65**, 1985 (2002)].
11. L. D. Landau, *Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz.* **17**, 51 (1953) [Collected papers of L. D. Landau, Ed. D. Ter-Haar (Pergamon Press, Oxford, 1965), Paper no. 74].
12. H. Stöcker and W. Greiner, *Phys. Rept.* **137**, 277 (1986).
13. А. С. Хворостухин, В. Д. Тонеев, *ЯФ* **80**, 161 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 285 (2017)].
14. А. С. Хворостухин, В. Д. Тонеев, *Письма в ЭЧАЯ* **14**, 22 (2017) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **14**, 9 (2017)].
15. A. S. Khvorostukhin, E. E. Kolomeitsev, and V. D. Toneev, *Eur. Phys. J. A* **57**, 294 (2021); arXiv: 2104.14197v1 [nucl-th].
16. A. V. Merdeev, L. M. Satarov, and I. N. Mishustin, *Phys. Rev. C* **84**, 014907 (2011).
17. И. Н. Мишустин, В. Н. Русских, Л. М. Сатаров, *ЯФ* **54**, 429 (1991) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **54**, 260 (1991)].
18. Yu. B. Ivanov, V. N. Russkikh, and V. D. Toneev, *Phys. Rev. C* **73**, 044904 (2006).
19. А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский, *ЯФ* **83**, 317 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 558 (2020)].
20. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *Phys. Part. Nucl.* **53**, 505 (2022).
21. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *EPJ Web Conf.* **204**, 03018 (2019).
22. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *Phys. At. Nucl.* **82**, 1641 (2019).
23. А. Т. D'yachenko, K. A. Gridnev, and W. Greiner, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. G* **40**, 085101 (2013).
24. А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский, *ЯФ* **86**, 285 (2023) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 1053 (2022)].
25. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *Phys. Part. Nucl.* **54**, 462 (2023).
26. А. Т. Дьяченко, *ЯФ* **57**, 2006 (1994) [*Phys. At. Nucl.* **57**, 1930 (1994)].
27. P. Bonche, S. Koonin, and J. W. Negele, *Phys. Rev. C* **13**, 1226 (1976).
28. W. Scheid, H. Muller, and W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 741 (1974).
29. А. Т. D'yachenko, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. G* **26**, 861 (2000).
30. А. Г. Афонин, М. Ю. Боголюбский, А. А. Волков, Д. К. Елумахов, В. Н. Запольский, А. А. Иванилов, А. Ю. Калинин, А. Н. Криницын, Н. В. Кулагин, В. И. Крышкин, Д. И. Паталаха, К. А. Романишин, В. В. Скворцов, В. В. Талов, Л. К. Турчанович, Ю. А. Чесноков, *ЯФ* **83**, 140 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 228 (2020)].
31. Y. Katakubo, Y. Tachibana, and T. Hirano, *Phys. Rev. C* **105**, 024905 (2022), arXiv: 2108.07943 [nucl-th].
32. Д. И. Блохинцев, *ЖЭТФ* **33**, 1295 (1957) [*Sov. Phys. JETP* **6**, 995 (1958)].
33. Б. М. Абрамов, М. Базнат, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, Е. Н. Турдакина, *ЯФ* **84**, 331 (2021) [*Phys. At. Nucl.* **84**, 467 (2021)].
34. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин и др., *ЯФ* **78**, 403 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 373 (2015)].

**DESCRIPTION OF THE EMISSION OF CUMULATIVE SECONDARY  
PARTICLES IN COLLISIONS OF HEAVY IONS  
OF INTERMEDIATE ENERGIES BASED ON THE NON-EQUILIBRIUM  
HYDRODYNAMIC APPROACH**

© 2024 A. T. D'yachenko<sup>1), 2)</sup>

<sup>1)</sup>*National Research Center "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia*  
<sup>2)</sup>*Emperor Alexander I Petersburg State Transport University, St. Petersburg, Russia*

We have analyzed the double-differential cross sections for the emission of cumulative protons, pions, kaons, and antiprotons in collisions of carbon nuclei on a fixed target at an energy of 19.6 GeV/nucleon obtained in the IHEP experiment at the U-70 accelerator. When describing these spectra, the nonequilibrium approach was taken into account as a result of the joint solution of the kinetic equation with the equations of hydrodynamics. Comparisons with other approaches are made.