

Том 87, Номер 3

ISSN 0044-0027

Май–Июнь 2024



ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 87, номер 3, 2024

ЯДРА

Теория

Свойства октупольных состояний ^{238}U

П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, А. Н. Нишинов

128

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Характеристики нейтронной компоненты ШАЛ с учетом эффективности регистрации нейтронов

Д. М. Громушкин, М. Б. Амелчаков, Е. П. Волков, А. Д. Почестнев, С. С. Хохлов, Д. О. Чернов, И. А. Шульженко, Е. А. Южакова

139

Проект ОЛВЭ (Обсерватория космических лучей высоких энергий): задачи и проектный облик

Д. М. Подорожный, Д. Е. Карманов, И. М. Ковалев, А. А. Курганов, А. Д. Панов, А. Н. Турундаевский

147

Возможность регистрации ТэВных электронов и позитронов галактических космических лучей с помощью магнитного поля Земли

А. П. Стужин, В. В. Михайлов

156

Поиск гамма-квантов высоких энергий от источника Cygnus Sosoop в октябре–ноябре 2020 года

Э. Окунева, Л. Свешникова, И. Астапов, П. Безъязыков, А. Блинов, А. Бородин, Е. Бонвеч, Н. Буднев, А. Булан, П. Бусыгин, А. Вайдянатан, Н. Волков, П. Волчугов, Д. Воронин, А. Гафаров, Е. Гресь, О. Гресь, Т. Гресь, О. Гришин, А. Гармаш, В. Гребенюк, А. Гринюк, А. Дячок, Д. Журов, А. Загородников, А. Иванова, А. Иванова, М. Илюшин, Н. Калмыков, В. Киндин, В. Кирюхин, Р. Кокоулин, Н. Колосов, К. Компаниец, Е. Коростелева, В. Кожин, Е. Кравченко, А. Крюков, Л. Кузьмичев, А. Кьявасса, М. Лаврова, А. Лагутин, Ю. Лемешев, Б. Лубсандоржиев, Н. Лубсандоржиев, С. Малахов, Р. Миргазов, Р. Монхоев, Е. Осипова, А. Пахоруков, А. Пан, А. Панов, Л. Паньков, А. Петрухин, Д. Подгрудков, И. Поддубный, Е. Попова, Е. Постников, В. Просин, В. Птускин, А. Пушкин, А. Разумов, Р. Райкин, Г. Рубцов, Е. Рябов, В. Самолига, И. Сатышев, А. Силаев, А. Силаев (мл.), А. Сидоренков, А. Скурихин, А. Соколов, В. Таболенко, А. Танаев, М. Терновой, Л. Ткачев, Н. Ушаков, Д. Чернов, И. Яшин

162

Бозе-эйнштейновская конденсация и образование мюонов в столкновениях частиц космических лучей ультравысоких энергий

В. А. Окороков

170

Кинематическое описание эффекта выстроенности в космических лучах

И. П. Лохтин, А. В. Никольский, А. М. Снигирев

182

Образование K_S^0 -мезонов в $\pi^- A$ -взаимодействиях на ускорительном комплексе У-70

Н. К. Калугин, В. В. Моисеев, В. В. Мочалов, В. В. Абрамов, И. Г. Алексеев, А. Н. Васильев, Ю. М. Гончаренко, А. Б. Гринев, А. А. Деревщиков, Н. Г. Козленко, Е. В. Маслова, Ю. М. Мельник, А. П. Мещанин, Н. Г. Минаев, Д. А. Морозов, В. М. Нестеров, К. Д. Новиков, Д. В. Новинский, Л. В. Ногац, М. Б. Нурушева, С. В. Рыжиков, В. Л. Рыков, В. В. Рыльцов, А. В. Рязанцев, Э. И. Самигуллин, Д. Н. Свирида, П. А. Семёнов, В. С. Темирбулатов, А. В. Узунян, А. Е. Якутин

191

Проект по исследованию ядерного dd -синтеза с поляризацией исходных частиц при низких энергиях (PolFusion)

А. Ю. Рождественский, А. В. Андреев, А. А. Васильев, М. Е. Взнуздаев, К. А. Ившин, Л. М. Коченда, П. А. Кравцов, П. В. Кравченко, В. Е. Ларионов, А. Н. Соловьев, В. А. Трофимов, В. Д. Фотьев

199

Теория

О важности учета начальной протяженности релятивистских струн при моделировании процесса адронизации

Р. В. Николаенко

205

Спектры Z -бозонов и лептонные угловые коэффициенты в лидирующем приближении ПРП с учетом следующей поправки

С. С. Омелянчук, В. А. Салеев, А. В. Шпилова

212

Проверка концепции классичности на запутанных состояниях нейтральных псевдоскалярных мезонов с помощью зависящих от трех моментов времени неравенств Вигнера

А. Ю. Ефимова, Н. В. Никитин

218

Описание четырехчастичных распадов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ в Стандартной модели

А. В. Данилина, Н. В. Никитин

235

Позитронные сверхкритические резонансы и спонтанное рождение позитронов при медленных столкновениях тяжелых ядер

Д. А. Тельнов, Н. К. Дулаев, Ю. С. Кожедуб, И. А. Мальцев, Р. В. Попов, И. И. Тупицын, В. М. Шабает

255

Коэффициенты радиального и тангенциального трения: вывод формул, расчет и применение при моделировании процесса столкновения тяжелых ионов

В. Л. Литневский, А. Л. Литневский, Г. И. Косенко

263

Материалы 73-й международной конференции по ядерной физике

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

ЯДРА

Эксперимент

Определение активности долгоживущего ^{41}Ca в материалах биологической защиты реакторов фотоактивным методом

М. В. Желтоножская, Ю. О. Балаба, Д. А. Юсюк, Н. В. Кузьменкова, А. П. Черняев

274

Ядерные реакции на природном кальции при энергии протонов 160 МэВ

М. В. Желтоножская, А. В. Овсянников, А. Е. Шемяков, А. П. Черняев, С. Р. Адоньев, А. А. Щербаков, О. В. Яценко

282

Теория

Спиновое распределение фрагментов двойного деления атомных ядер с учетом bending- и wriggling-колебаний

С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский, Д. А. Степанов, А. А. Писклюков

288

Выстроенность ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в реакциях с участием альфа-частиц

Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский

295

Оценка величины и знака РОТ-эффекта для изотопов $^{239,241}\text{Pu}$ при их делении поляризованными нейтронами в резонансной энергетической области

И. С. Гусева, Ю. И. Гусев

300

Учет ненуклонных степеней свободы в ядерной материи

О. А. Рубцова, В. Н. Померанцев

308

СВОЙСТВА ОКТУПОЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ^{238}U © 2024 г. П. Н. Усманов^{1),2),*}, А. И. Вдовин²⁾, А. Н. Нишенов¹⁾

Поступила в редакцию 08.11.2023 г.; после доработки 08.11.2023 г.; принята к публикации 20.11.2023 г.

Изучены энергии и электрические характеристики октупольных состояний ядра ^{238}U в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний ротационных полос. В частности, исследованы состояния низколежащих полос отрицательной четности. Рассчитаны энергии и структура состояний ротационных полос с основаниями $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ и вероятности дипольных $E1$ -переходов с этих состояний. Теоретические значения энергий и приведенных вероятностей $E1$ -переходов сравниваются с экспериментальными данными. Согласие экспериментальных данных и теоретических результатов хорошее.

DOI: 10.31857/S0044002724030015, EDN: IXOKBC

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из актуальных направлений исследований в области структуры атомного ядра является экспериментальное и теоретическое изучение состояний отрицательной четности в ядрах области актинидов [1–17]. В ядре ^{238}U известны вращательные полосы, построенные на основном и октупольно-колебательных состояниях. Основными экспериментальными способами изучения свойств возбужденных состояний являются кулоновское возбуждение и реакции с тяжелыми ионами [10–13]. Коллективная природа низколежащих состояний отрицательной четности в актинидах была выяснена в теоретических работах, использовавших метод случайных фаз [7–9]. Предсказания работ [7–9] согласуются с данными, полученными с помощью кулоновского возбуждения [10].

Экспериментальные данные о возбужденных состояниях ядра ^{238}U анализировались в рамках микроскопических [13] и феноменологических моделей [14]. Результаты, полученные в рамках микроскопической модели [13], заметно расходятся с экспериментом. В работе [14] в рамках кластерной модели на качественном уровне удалось воспроизвести порядок уровней с четными и нечетными спинами в $K^\pi = 1^-$ -полосе.

Кратко опишем имеющуюся экспериментальную информацию об октупольных полосах ядра ^{238}U . Низжайшая октупольная полоса в этом нуклиде построена на основании с квантовыми числами $K^\pi = 0^-$ и энергией $E_0 = 680$ кэВ. Состояния этой полосы прослежены вплоть до спина $I = 33\hbar$, хотя следует отметить, что каскад γ -переходов в полосе обрывается на состоянии $I = 7\hbar$. Согласно последней опублико-

ванной компиляции оцененных данных [6] в полосу $K^\pi = 1^-$ включены уровни только с четными спинами от $I = 2\hbar$ ($E_x = 950$ кэВ) до $I = 28\hbar$. Полосы с $K^\pi = 2^-$ и 3^- представлены тремя ($IK^\pi = 22^-, 32^-$ и 42^-) и одним уровнями соответственно, их идентификация неоднозначна [6, 14–16].

Приведенные вероятности $E1$ -переходов известны только из оснований полос $K^\pi = 0^-$ и 1^- на уровне основной полосы, а также из уровней со спинами $I = 1, 3$ на состоянии $I = 2\beta$ -вибрационных ($K^\pi = 0_2^+$ и 0_3^+) полос. Отношения вероятностей $E1$ -переходов из $K^\pi = 0^-$ -полосы на уровне основной полосы известны до спина $I = 15\hbar$ [10].

В работе [18] свойства состояний отрицательной четности в ^{238}U были исследованы нами в рамках феноменологической модели [19–22] с учетом кориолисова смешивания полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Были рассчитаны энергии уровней и структура состояний низколежащих октупольных полос. В такой же схеме были вычислены отношения вероятностей $E1$ -переходов из состояний $K^\pi = 0^-$ и 1^- -полос на уровне основной полосы [20]. При этом было показано, что для улучшения описания экспериментальных энергий уровней $K^\pi = 1^-$ -полосы и вероятностей $E1$ -переходов из них необходимо учитывать также смешивание с полосами с основаниями $K^\pi = 2^-$ и 3^- .

В настоящей работе исследованы энергии и электрические свойства октупольных состояний ^{238}U в рамках феноменологической модели [21], учитывающая смешивание состояний низколежащих полос $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- . Вычислены энергии, приведенные вероятности дипольных электрических переходов из состояний октупольных полос на уровне основной и β -вибрационных полос.

Результаты расчетов энергий, вероятностей и их отношений сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Обсуждаются неадиабатичности, проявляющиеся в энергиях и вероятностях $E1$ -переходов.

¹⁾ Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан.

²⁾ Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

* E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

2. МОДЕЛЬ ЯДРА

Для изучения свойств низколежащих коллективных состояний в деформированных ядрах гамильтониан ядра выбираем в следующем виде:

$$H = H_{\text{rot}}(I^2) + H_{KK'}(I), \quad (1)$$

где

$$H_{KK'}(I) = \omega_K \delta_{KK'} - \omega_{\text{rot}}(I) (j_x)_{KK'} \chi(I, K) \delta_{KK' \pm 1}, \quad (2)$$

$$\chi(I, 0) = \frac{1}{2} [1 - (-1)^I]^{1/2},$$

$$\chi(I, 1) = \left[1 - \frac{2}{I(I+1)} \right]^{1/2},$$

$$\chi(I, 2) = \left[1 - \frac{6}{I(I+1)} \right]^{1/2}.$$

Здесь ω_K — энергия оснований ротационных полос, $\omega_{\text{rot}}(I)$ — угловая частота вращения остова, j_x — проекция внутреннего углового момента на ось x .

Волновую функцию ищем в виде

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{K'} \frac{\Psi_{K'K}^I}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} \left\{ D_{M,K'}^I(\theta) b_{K'}^+ + (-1)^{I+K'} D_{M,-K'}^I(\theta) b_{-K'}^+ \right\} |0\rangle, \quad (3)$$

где $\Psi_{K'K}^I$ — коэффициент смешивания ротационных полос; D_{MK}^I — функция Вигнера; $b_{K'}^+$ — однофононные октупольные состояния, служащие основаниями полос отрицательной четности: $b_{\lambda=3K}^+ |0\rangle = b_{K'}^+ |0\rangle$ с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- .

Решая уравнение Шредингера

$$(H_{KK'}(I) - \varepsilon_{K'}(I)) \Psi_{K'K}^I = 0, \quad (4)$$

определяем собственные энергии и волновые функции состояний отрицательной четности. Полная энергия состояния определяется формулой

$$E_K(I) = E_{\text{rot}}(I) + \varepsilon_K(I). \quad (5)$$

Энергию вращающегося остова $E_{\text{rot}}(I)$ определяем, используя параметризацию Харриса [23]

$$E_{\text{rot}}(I) = \frac{1}{2} \mathfrak{I}_0 \omega_{\text{rot}}^2(I) + \frac{3}{4} \mathfrak{I}_1 \omega_{\text{rot}}^4(I), \quad (6)$$

$$\sqrt{I(I+1)} = \mathfrak{I}_0 \omega_{\text{rot}}(I) + \mathfrak{I}_1 \omega_{\text{rot}}^3(I), \quad (7)$$

где $\mathfrak{I}_0$ и $\mathfrak{I}_1$ — инерционные параметры вращающегося остова, которые определяются по наилучшему согласию вычисленных энергий уровней основной полосы с экспериментом. Далее, используя найденные значения параметров $\mathfrak{I}_0$ и $\mathfrak{I}_1$, находим частоту вращения

остова $\omega_{\text{rot}}(I)$, решив кубическое уравнение (7). Действительное решение этого уравнения имеет вид

$$\omega_{\text{rot}}(I) = \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\mathfrak{I}_1} + \left[\left(\frac{\mathfrak{I}_0}{3\mathfrak{I}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\mathfrak{I}_1^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{3}} + \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\mathfrak{I}_1} - \left[\left(\frac{\mathfrak{I}_0}{3\mathfrak{I}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\mathfrak{I}_1^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{3}}. \quad (8)$$

3. ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ

В рамках данной модели для вероятностей $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровни основной полосы имеем следующее выражение:

$$B(E1; IK^\pi \rightarrow (I \pm 1)\text{gr}) = \left[m_0 \Psi_{0K}^I C_{I0;10}^{(I \pm 1)0} - \sqrt{2} m_1 \Psi_{1K}^I C_{I1;1-1}^{(I \pm 1)0} \right]^2, \quad (9)$$

где коэффициенты m_0 и m_1 — это матричные элементы оператора $E1$ -перехода между внутренними волновыми функциями оснований основной и октупольных полос (в данном случае полос с $K^\pi = 0^-, 1^-$). Коэффициенты m_0 и m_1 — параметры модели. Их величины определяются по наилучшему согласию теоретических и экспериментальных значений приведенных вероятностей переходов и их отношений.

Выписав явно выражения для коэффициентов Клебша–Гордана, получим

$$B(E1; IK^\pi \rightarrow (I-1)\text{gr}) = \left\{ -m_0 \sqrt{\frac{I}{2I+1}} \Psi_{0K}^I - m_1 \sqrt{\frac{I+1}{2I+1}} \Psi_{1K}^I \right\}^2, \quad (10)$$

$$B(E1; IK^\pi \rightarrow (I+1)\text{gr}) = \left\{ m_0 \sqrt{\frac{I+1}{2I+1}} \Psi_{0K}^I - m_1 \sqrt{\frac{I}{2I+1}} \Psi_{1K}^I \right\}^2. \quad (11)$$

Отношения вероятностей $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровни основной полосы имеют вид:

$$R_{IK} = \frac{B(E1; IK \rightarrow (I+1)\text{gr})}{B(E1; IK \rightarrow (I-1)\text{gr})} = \left| \frac{\Psi_{0K}^I \sqrt{I(I+1)} - Z \Psi_{1K}^I \sqrt{I}}{\Psi_{0K}^I \sqrt{I} + Z \Psi_{1K}^I \sqrt{I(I+1)}} \right|^2, \quad (12)$$

где $Z = m_1/m_0$.

Таблица 1. Параметры модели

ω_0 , МэВ	ω_1 , МэВ	ω_2 , МэВ	ω_3 , МэВ	$(j_x)_{01}$	$(j_x)_{12}$	$(j_x)_{23}$	$\mathfrak{I}_0, \hbar^2/\text{МэВ}$	$\mathfrak{I}_1, \hbar^4/\text{МэВ}^3$
0.670	0.915	1.081	1.695	2.11	1.0132	2.1311	74.624	372.97

Примечание. ω_K — энергии оснований полос с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- ; $(j_x)_{KK\pm 1}$ — матричные элементы кориолисова взаимодействия; $\mathfrak{I}_0$ и $\mathfrak{I}_1$ — инерционные параметры вращающегося остова.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Расчеты проводились для ядра ^{238}U с учетом смешивания состояний ротационных полос с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- . При вычислении энергий состояний модельными параметрами являются энергии оснований полос ω_K и матричные элементы $(j_x)_{KK\pm 1}$, описывающие кориолисово смешивание ротационных полос. Значения параметров определялись по методу наименьших квадратов из условия наилучшего согласия вычисленных и экспериментальных энергий.

В работах [24–28] в рамках настоящей модели нами исследовались свойства ротационных состояний положительной четности ядер редкоземельной области. При этом инерционные параметры вращающегося остова $\mathfrak{I}_0$ и $\mathfrak{I}_1$ определялись по двухпараметрической формуле Харриса [23], используя экспериментальные энергии основной полосы до спина $I \leq 8\hbar$. В настоящей работе, чтобы улучшить описание энергий состояний октупольных полос, нам пришлось варьировать параметры $\mathfrak{I}_0$ и $\mathfrak{I}_1$, определенные вышеописанным методом. Используемые в расчетах значения параметров модели приведены в табл. 1.

В табл. 2 мы представили не только экспериментальные и теоретические энергии $E_K(I)$ состояний октупольных полос $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- , но и слагаемые полных теоретических энергий уровней: вращательную энергию $E_{\text{rot}}(I)$ и внутреннюю энергию $\epsilon_K(I)$, а также угловую частоту вращения $\omega_{\text{rot}}(I)$. Кроме того, в табл. 2 приведены результаты расчетов энергий октупольных полос из работы [14], где ядро ^{238}U рассматривалось как двухъядерная система, состоящая из ядра $^{208}\text{Pb}(3^-)$ в возбужденном состоянии 3^- и ^{30}Ne .

Для удобства сравнения теоретические и экспериментальные октупольные полосы состояний с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- изображены также на рис. 1. Как видно из табл. 1 и рис. 1, наши расчеты хорошо описывают экспериментальные энергии ротационных уровней полосы $K^\pi = 0^-$. Расхождение теории и эксперимента достигает 100 кэВ только при спине $I = 30\hbar$. Результаты работы [14] несколько хуже. Хотя энергия основания полосы в [14] несколько выше экспериментальной, уже уровень $I^\pi = 7^-$ оказывается ниже экспериментального, и с дальнейшим ростом спина I расхождение теории [14] с экспериментом продолжает увеличиваться.

Более внимательного рассмотрения требует полоса $K^\pi = 1^-$. Согласно [6] этой полосе принадлежат состояния с четными спинами $I^\pi = 2^- - 28^-$. В спра-

вочнике [16] в качестве основания полосы указан уровень $E_x = 930.8$ кэВ, $I^\pi = 1^-$. Авторы [14] также рассматривали это состояние как основание для полосы $K^\pi = 1^-$. Кроме того, в работе [14] к полосе $K^\pi = 1^-$ были отнесены состояния с нечетными спинами $I^\pi = 3^- - 25^-$ и энергиями от 0.998 до 4.393 МэВ (см. табл. 2). Все эти уровни наблюдались в реакциях кулоновского возбуждения. Следует подчеркнуть, что нечетные спины уровней $I^- \geq 7^-$ определены ориентировочно, а уровень $I^- = (5^-)$ с энергией $E_x = 1.286$ МэВ, указанный в [14] и [15], в последнюю компиляцию оцененных данных для ^{238}U [6] не включен. Тем не менее, имея в виду сравнение наших результатов с результатами [14], мы включили уровни с нечетными спинами в табл. 2 и рис. 1. Результаты наших расчетов указывают, что состояния с нечетными спинами $I^\pi = 3^- - 25^-$ и энергиями от 0.998 до 4.393 МэВ относятся к полосе $K^\pi = 2^-$, а не к полосе $K^\pi = 1^-$ как считают авторы [14] (см. табл. 2 и рис. 1).

Структура полосы $K^\pi = 1^-$, как можно видеть в табл. 2 и на рис. 1, довольно необычна. До спина $I^\pi = 10^-$ порядок уровней не нарушается и полоса формируется парами близко расположенных состояний с нечетным и четным спином. Начиная со спина $I^\pi = 11^-$ нарушается последовательность уровней. Т.е. четно-нечетное расщепление уровней в полосе $K^\pi = 1^-$ проявляется сильнее. Этот эффект более ярко виден на следующих рисунках. На рис. 2а и 2б изображены зависимости внутренней энергии состояний $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- -полос от углового момента I . Как видно из рис. 2б, начиная со спина $I^\pi = 11^-$ энергии нечетных состояний $K^\pi = 2^-$ полосы становятся меньше, чем энергии полосы с $K^\pi = 1^-$. Таким образом, при $I^\pi = 11^-$ происходит пересечение полос, построенных на основаниях $K^\pi = 1^-$ и 2^- (см. рис. 2б и табл. 2). В поведении $\epsilon_K(I)$ полос $K^\pi = 1^-$ и 2^- наблюдается четно-нечетное смещение.

На рис. 3а–3в представлены структуры нечетных состояний $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- полос соответственно. В полосе $K^\pi = 0^-$ для коэффициентов смешивания $\psi_{K0}(I)$ наблюдается монотонная зависимость от углового момента I (см. рис. 3а). Но в полосах $K^\pi = 1^-$ и 2^- для $\psi_{K,1}(I)$ и $\psi_{K,2}(I)$ наблюдаются немонотонные зависимости от I (см. 3б и 3в). Этот эффект должен заметно проявляться в вероятностях переходов.

Известный интерес представляет сравнение теоретического и экспериментального эффективных моментов инерции $\mathfrak{I}_{\text{eff}}^{\text{theor}}$ и $\mathfrak{I}_{\text{eff}}^{\text{exp}}$. Эффективный момент инерции определяется следующим образом:

Таблица 2. Энергетические характеристики возбужденных состояний полос с $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- (теория и эксперимент)

I^π	$\omega_{\text{rot}}(I),$ МэВ	$E_{\text{rot}}(I),$ МэВ	$E_0(I), \text{ МэВ}$			$E_1(I), \text{ МэВ}$			$E_2(I), \text{ МэВ}$	
			$K^\pi = 0^-$			$K^\pi = 1^-$			$K^\pi = 2^-$	
			эксп. [6]	теория		эксп. [6]	теория		эксп. [15]	теория
				[14]	настоя- щая работа		[14]	настоя- щая работа		настоя- щая работа
1^-	0.019	0.013	0.680	0.733	0.680	0.931	0.878	0.932	—	—
2^-	0.033	0.040	—	—	—	0.950	0.879	0.951	1.128	1.125
3^-	0.046	0.080	0.732	0.740	0.732	0.998	0.996	1.002	1.169	1.165
4^-	0.059	0.133	—	—	—	1.028	0.959	1.029	1.242	1.215
5^-	0.072	0.198	0.826	0.797	0.827	—	1.162	1.122	1.286	1.283
6^-	0.084	0.277	—	—	—	1.151	1.087	1.152	—	1.355
7^-	0.096	0.367	0.966	0.908	0.967	—	1.365	1.285	1.446	1.457
8^-	0.108	0.469	—	—	—	1.318	1.263	1.318	—	1.543
9^-	0.119	0.582	1.151	1.072	1.152	—	1.606	1.487	1.644	1.685
10^-	0.130	0.706	—	—	—	1.528	1.487	1.527	—	1.779
11^-	0.140	0.841	1.379	1.287	1.380	—	1.885	1.960	1.866	1.729
12^-	0.150	0.987	—	—	—	1.778	1.754	1.776	—	2.057
13^-	0.160	1.142	1.649	1.547	1.650	—	2.201	2.280	2.122	2.010
14^-	0.170	1.307	—	—	—	2.066	2.062	2.066	—	—
15^-	0.179	1.482	1.959	1.850	1.959	—	2.551	2.639	2.418	2.327
16^-	0.188	1.665	—	—	—	2.389	2.407	2.393	—	—
17^-	0.197	1.858	2.307	2.191	2.306	—	2.932	3.034	2.751	2.681
18^-	0.205	2.058	—	—	—	2.744	2.784	2.755	—	—
19^-	0.213	2.268	2.689	2.565	2.687	—	3.340	3.463	3.120	3.069
20^-	0.221	2.484	—	—	—	3.128	3.190	3.152	—	—
21^-	0.228	2.710	3.104	2.969	3.101	—	3.772	3.923	3.521	3.490
22^-	0.236	2.941	—	—	—	3.538	3.620	3.580	—	—
23^-	0.243	3.181	3.548	3.397	3.546	—	4.225	4.413	3.947	3.941
24^-	0.250	3.428	—	—	—	3.971	4.071	4.039	—	—
25^-	0.257	3.681	4.017	3.847	4.021	—	4.695	4.930	4.393	4.421
26^-	0.264	3.941	—	—	—	4.424	4.539	4.526	—	—
27^-	0.270	4.208	4.504	—	4.524	—	—	5.474	—	4.929
28^-	0.277	4.482	—	—	—	4.895	—	5.040	—	—
29^-	0.283	4.761	5.003	—	5.053	—	—	6.042	—	—
30^-	0.289	5.047	—	—	—	—	—	5.580	—	—
31^-	0.295	5.338	5.513	—	5.607	—	—	—	—	—
32^-	0.300	5.636	—	—	—	—	—	—	—	—
33^-	0.306	5.939	6.037	—	6.185	—	—	—	—	—
34^-	0.311	6.247	—	—	—	—	—	—	—	—
35^-	0.317	6.561	—	—	6.786	—	—	—	—	—

$$\mathfrak{Z}_{\text{eff}}(I) = \frac{2\sqrt{I(I+1)}}{E(I+1) - E(I-1)}, \quad (13)$$

где $E(I)$ — энергия уровня полосы со спином I . Если в (13) энергии уровней экспериментальные, то

получаем экспериментальный эффективный момент инерции $\mathfrak{Z}_{\text{eff}}^{\text{exp}}$. Если же в (13) использованы теоретические энергии уровней, то получаем $\mathfrak{Z}_{\text{eff}}^{\text{theor}}$. Эффективные значения экспериментальных и теоретических моментов инерции $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- -полос $\mathfrak{Z}_{\text{eff}}^{\text{exp}}$

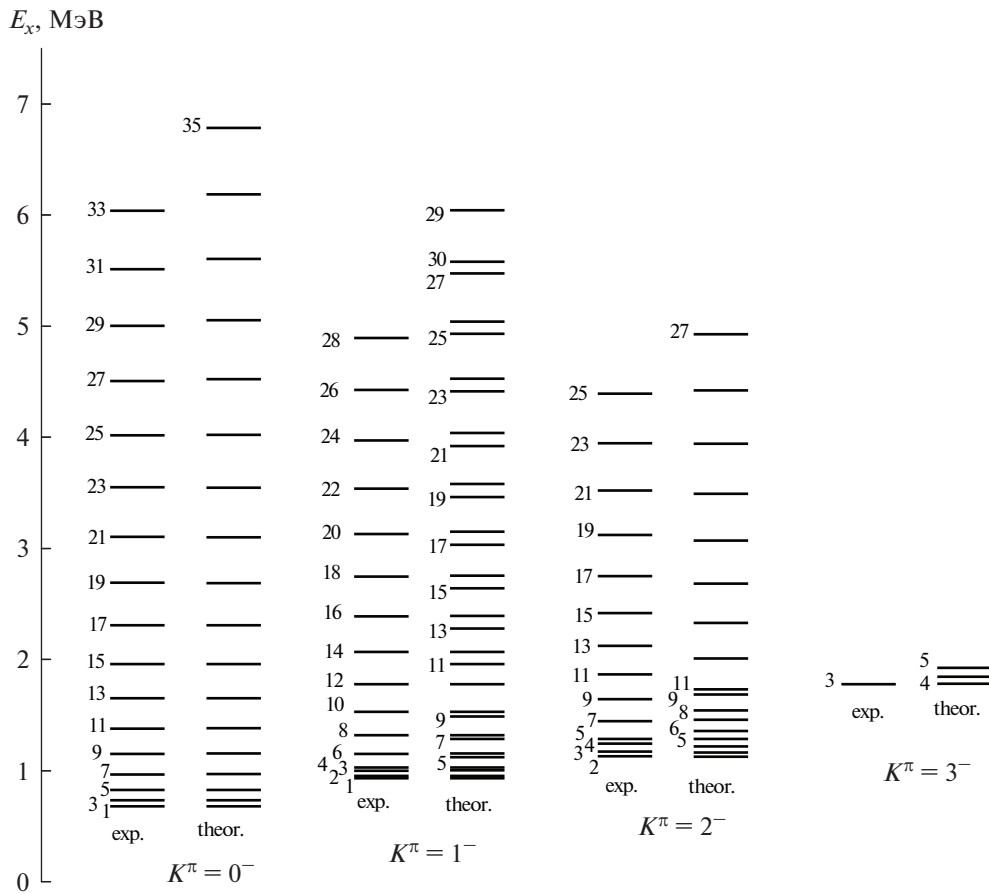


Рис. 1. Сравнение теоретических и экспериментальных энергий состояний полос отрицательной четности с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- .

и $\mathfrak{Z}_{\text{eff}}^{\text{theor}}$ как функций частоты вращения ядра $\omega_{\text{rot}}(I)$ представлены на рис. 4а–4в соответственно. Здесь же приведен момент инерции остова $\mathfrak{Z}_{\text{core}}(I) = \mathfrak{Z}_0 + \mathfrak{Z}_1 \omega_{\text{rot}}^2(I)$.

Экспериментальные эффективные моменты инерции $K^\pi = 0^-$ - и 1^- -полос всегда больше момента инерции остова $\mathfrak{Z}_{\text{core}}$. Учет смешивания четырех полос $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- увеличивает эффективные значения теоретических моментов инерции $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ полос относительно момента инерции остова $\mathfrak{Z}_{\text{core}}$. На рис. 4а и 4б видно, что при высокой частоте вращения экспериментальный момент инерции растет заметно быстрее теоретического. Расхождения между экспериментальными и теоретическими значениями энергий уровней и моментов инерции связаны с тем, что при высокой энергии возбуждения вращение ядра начинает заметно влиять на его внутреннюю структуру, что в нашей модели не учитывается. Моменты инерции $K^\pi = 2^-$ -полосы близки моменту инерции остова, и в точке пересечения полос между эффективным и теоретическим моментами инерции наблюдается расхождение (см. рис. 4в).

Перейдем к обсуждению вероятностей $E1$ -переходов и их отношений. Наилучшее согласие

между теоретическим и экспериментальными значениями вероятностей $E1$ -переходов и их отношений было получено при значениях $m_0 = 0.2126 \text{ e fm}$ и $m_1 = 0.0044 \text{ e fm}$.

Отношения приведенных вероятностей $E1$ -переходов $R_{IK}(12)$ из состояний полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- на уровни основной полосы изображены на рис. 5а и 5б как функции спина I . Здесь же даны их экспериментальные значения [6, 10] и предсказания адиабатического подхода (правила Алагы). Экспериментальные значения отношений R_{I0}^{exp} для состояний полосы с $K^\pi = 0^-$ известны для спинов $I \leq 15\hbar$ [10], а для полосы $K^\pi = 1^-$ только для $I = 1\hbar$ и $3\hbar$. Учитывая значительные погрешности в экспериментальных данных, описание экспериментальных отношений R_{I0}^{exp} нашей моделью можно признать удовлетворительным. Заметим, что для полосы $K^\pi = 0^-$ неадиабатические поправки оказались невелики и рассчитанные нами значения R_{I0} близки к полученным по формулам Алагы. Заметная разница значений R_{I0} и R_{I0}^{exp} для $I = 1\hbar$, возможно, объясняется выстраиванием внутреннего углового момента j_x . В работе [19] было показано, что в ядрах трансуранов эффект выстраивания j_x при низких значениях спина заметно влияет на энергии

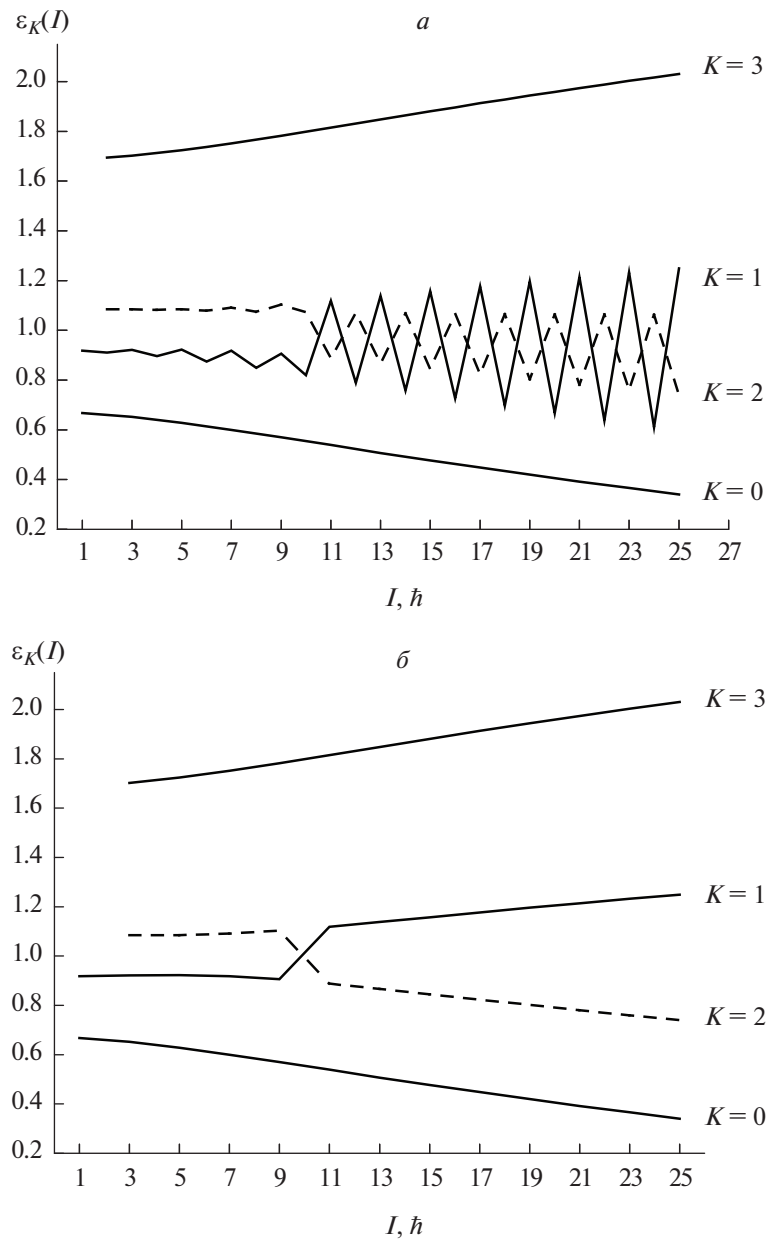


Рис. 2. *а* — Спиновая зависимость внутренней энергии $\varepsilon_K(I)$. *б* — Спиновая зависимость внутренней энергии $\varepsilon_K(I)$ для состояний с нечетными спинами.

и электрические свойства октупольных состояний. В настоящих расчетах эффект выстраивания не учитывался.

В отличие от $K^\pi = 0^-$ -полосы в полосе $K^\pi = 1^-$ адиабатические значения отношений R_{I1}^A медленно растут с увеличением спина I , в то время как рассчитанные нами R_{I1} уменьшаются с ростом I и при этом оказываются в несколько раз больше последних, особенно при малых спинах. Хотя экспериментальная информация об отношениях R_{I1}^{exp} явно недостаточна для окончательных выводов.

Анализ структуры волновых функций и параметров m_0 и m_1 показывает следующее: примесь состояний

полосы $K^\pi = 0^-$ в структуре состояний полосы $K^\pi = 1^-$, определяемая амплитудой ψ_{01}^I , мала, но матричный элемент m_0 оказывается на два порядка больше m_1 (см. (12)), что и вызывает существенное отклонение отношения R_{I1} от адиабатической оценки.

Имеются также экспериментальные данные и об абсолютных значениях вероятностей $E1$ -переходов с полосы $K^\pi = 0^-$ на 0^+ - и 2^+ -уровни основной полосы и на 2^+ -уровни β -полос 0_2^+ и 0_3^+ . Теоретические и экспериментальные значения приведенных вероятностей представлены в табл. 3. Кроме того, мы привели в табл. 3 теоретические значения приведенных вероятностей $E1$ -переходов с полосы $K^\pi = 1^-$ —

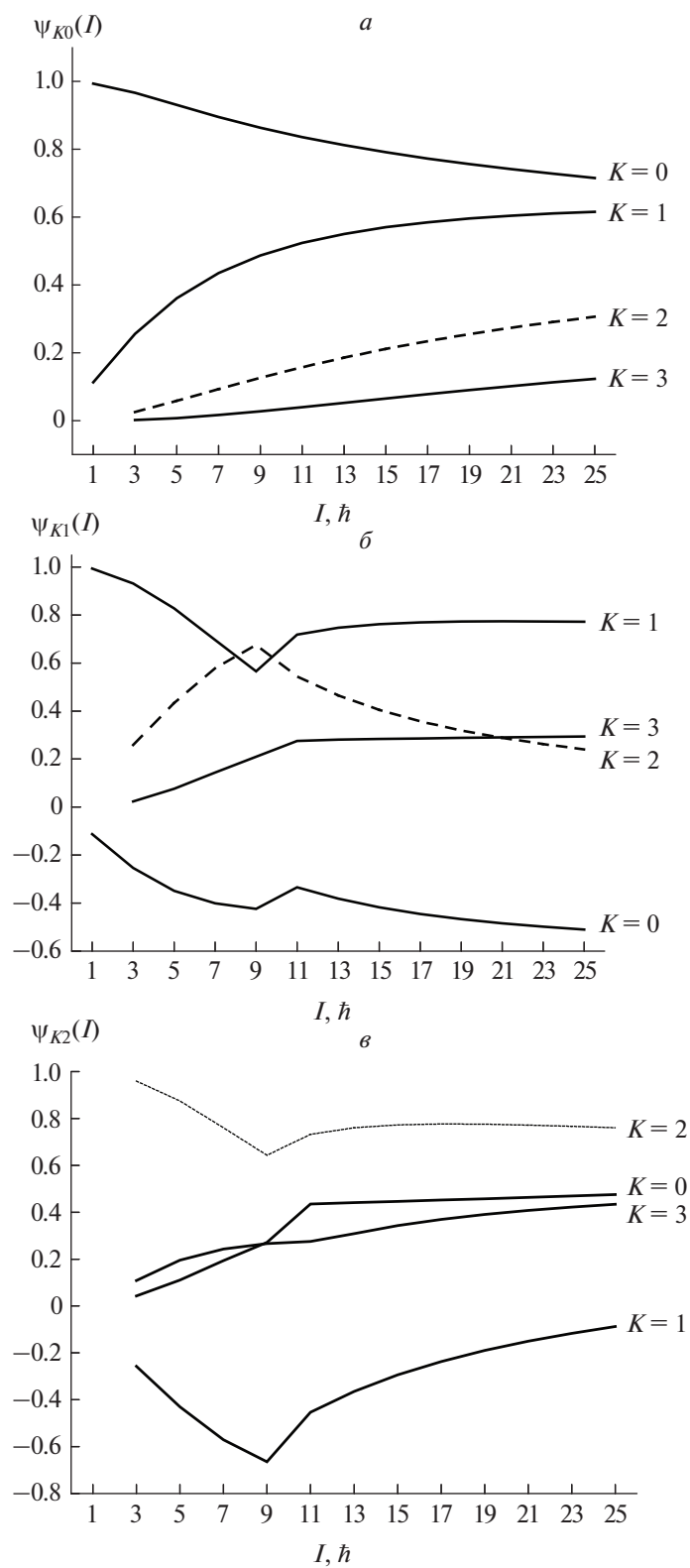


Рис. 3. *a* — Структура состояний $K^\pi = 0^-$ -полосы. *б* — Структура состояний $K^\pi = 1^-$ -полосы с нечетными спинами. *в* — Структура состояний $K^\pi = 2^-$ -полосы с нечетными спинами.

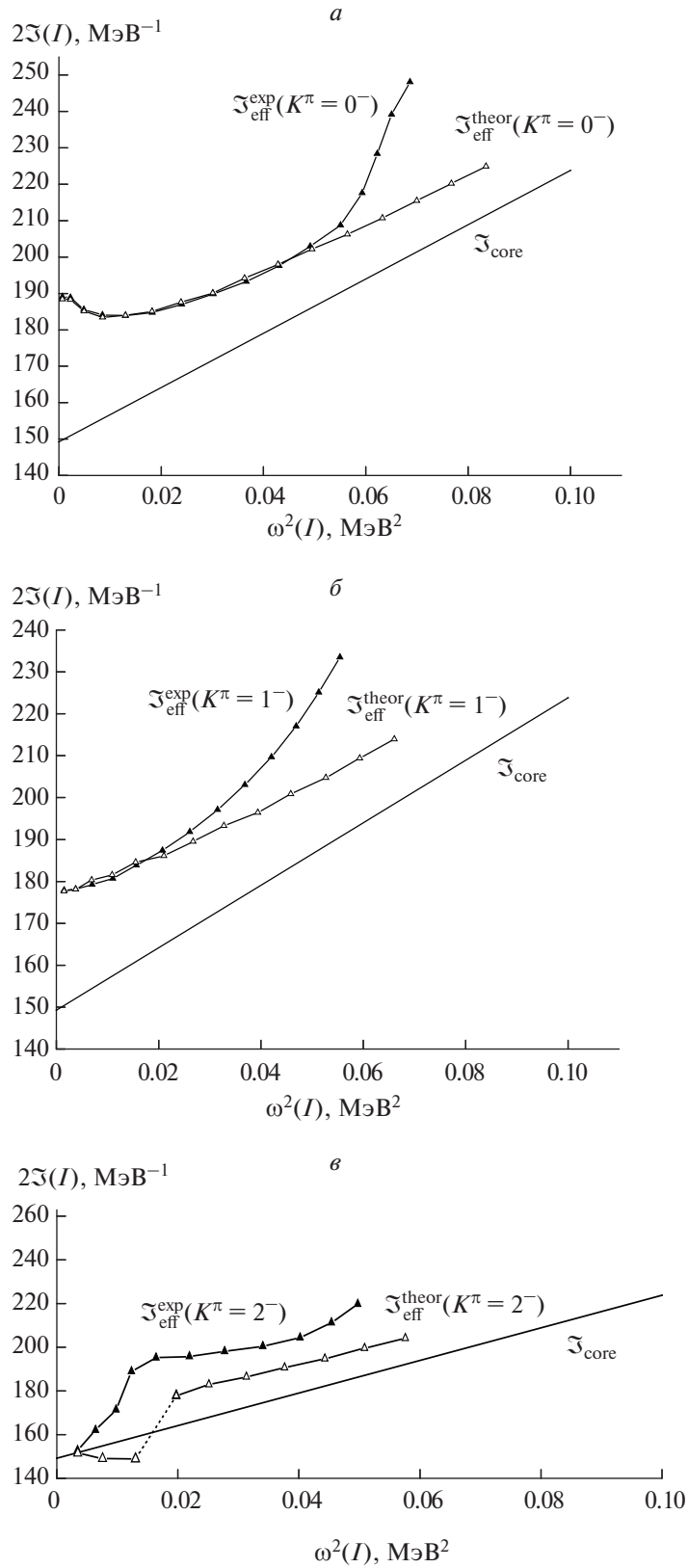


Рис. 4. Зависимость момента инерции от квадрата частоты вращения для $K^\pi = 0^-$ -полосы ^{238}U (*a*), для полосы с $K^\pi = 1^-$ (*b*) и для полосы с $K^\pi = 2^-$ (*c*). $\mathfrak{J}_{\text{eff}}^{\text{exp}}(K)$ и $\mathfrak{J}_{\text{eff}}^{\text{theor}}(K)$ — эффективные значения экспериментальных и теоретических моментов инерции 0^- -полосы; $\mathfrak{J}_{\text{core}}$ — момент инерции вращающегося остова.

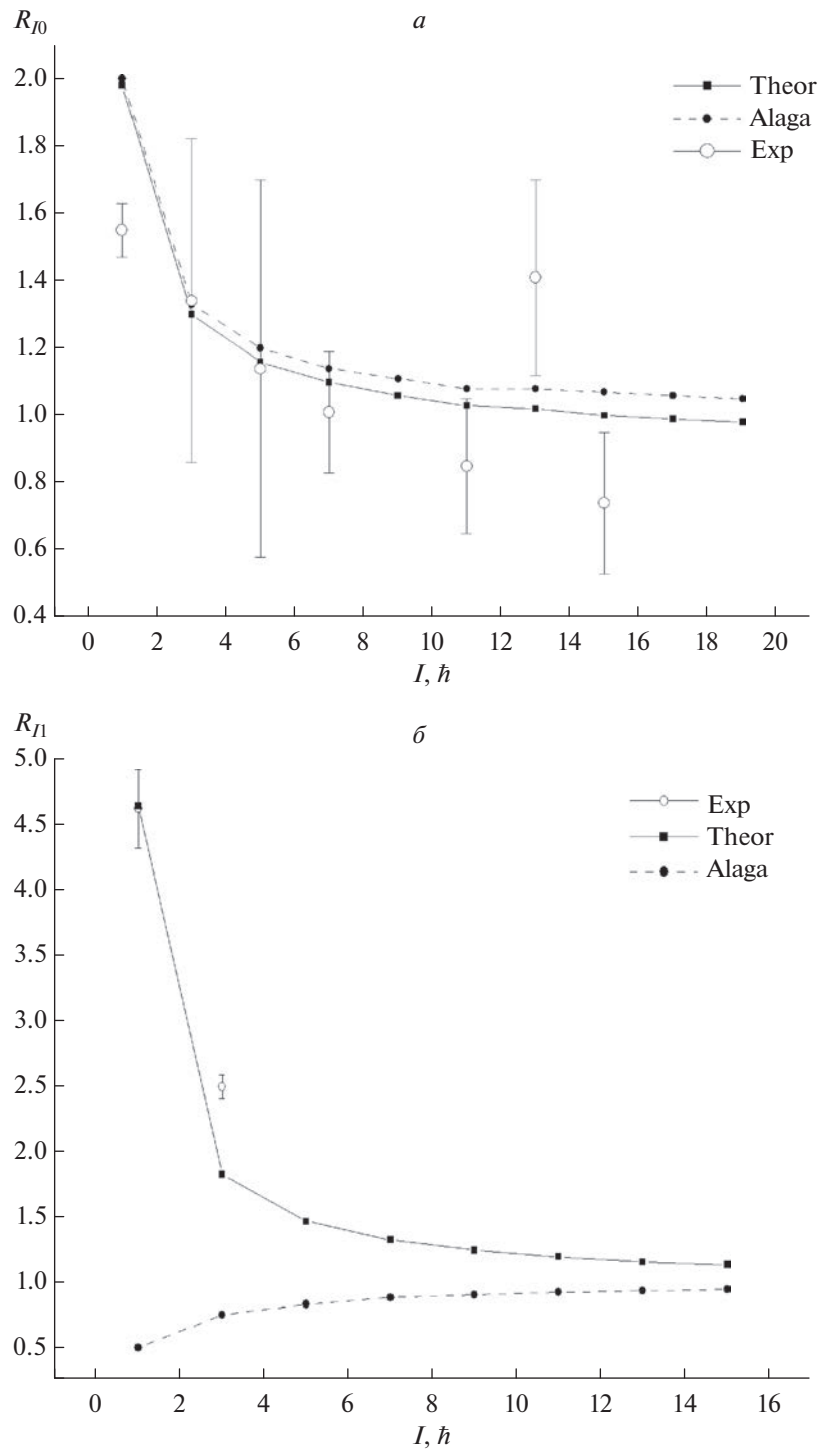


Рис. 5. *a* — Спиновая зависимость вычисленных и экспериментальных [10] значений отношений вероятностей $E1$ -переходов R_{IK} из состояний октаупольной $K^\pi = 0^-$ -полосы. *б* — Спиновая зависимость вычисленных и экспериментальных [6] значений отношений вероятностей $E1$ -переходов R_{IK} из состояний октаупольной $K^\pi = 1^-$ -полосы.

$B(E1; 11^- \rightarrow 0gr, 2gr)$. Рассчитанные приведенные вероятности переходов с полосы $K^\pi = 0^-$ на основную полосу близки к экспериментальным значениям. Что касается вероятностей переходов с полосы $K^\pi = 1^-$ на основную, то они оказались на порядок меньше. Причина этого та же, что для величин

R_{I1} (см. выше): соотношение матричных элементов $E1$ -оператора между основаниями основной и октаупольных полос m_0 и m_1 таково, что $m_0 \gg m_1$ и отношение $Z = 0.021$ (см. (10), (11)). Экспериментальные значения $B(E1; 11^- \rightarrow 0gr, 2gr)$ не известны. Соответствующие экспериментальные данные, рав-

Таблица 3. Приведенные вероятности $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровни основной и β -вибрационных полос

$I_i K_i^-$	$I_f K_f^+$	$B(E1; I_i K_i^- \rightarrow I_f K_f^+) e^2 \text{фм}^2$	
		эсп. [6]	теор.
10_1^-	00_1^+	0.0174(60)	0.015
10_1^-	20_1^+	0.027(10)	0.030
11_1^-	00_1^+	—	1.1×10^{-4}
11_1^-	20_1^+	—	4.9×10^{-4}
10_1^-	20_2^+	$4.6 \times 10^{-4}(2)$	5.9×10^{-4}
30_1^-	20_2^+	$6.2 \times 10^{-4}(3)$	4.6×10^{-4}
10_1^-	20_3^+	$4.1 \times 10^{-4}(5)$	4.9×10^{-4}
30_1^-	20_3^+	$3.6 \times 10^{-4}(5)$	3.1×10^{-4}

но как и любые независимые оценки этих вероятностей, представляются интересными в свете нашего предсказания. Заметим, что схожая ситуация имеет место для $E1$ -переходов с полосы $K^\pi = 1^-$ в ядре ^{156}Gd , где согласно нашим расчетам $Z = 0.037$ [5].

Обратимся к данным о вероятностях $E1$ -переходов с октупольных полос на уровни полос 0_2^+ и 0_3^+ . Соответствующая формула для вероятностей $E1$ -переходов из октупольных состояний IK^- на уровни β ($K^\pi = 0_{2,3}^+$) вибрационных полос $(I \pm 1)K^+$ имеет следующий вид:

$$B(E1; IK^- \rightarrow (I \pm 1)K^+) = \left[\psi_{\text{gr}K^+}^I (m_0 \psi_{0K^-}^I - C_{I0;10}^{(I \pm 1)0} - \sqrt{2} m_1 \psi_{1K^-}^I - C_{I1;1-1}^{(I \pm 1)0}) \right]^2. \quad (14)$$

Формула (14) предполагает смешивание основной и β -полос из-за кориолисова взаимодействия. Множитель $\psi_{\text{gr}K^+}^I$ — это компонента основной полосы в состояниях β -полос. Для полосы 0_2^+ $\psi_{\text{gr}0_2^+}^2 = 0.1556$, для полосы 0_3^+ $\psi_{\text{gr}0_3^+}^2 = 0.1285$. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических значений факторов $B(E1; IK^- \rightarrow (I \pm 1)K^+)$ в табл. 3 показывает, что наше предположение, объясняющее вероятности переходов из октупольной полосы $K^\pi = 0^-$ на полосы $K^\pi = 0_{2,3}^+$ смешиванием последних с полосой основного состояния вполне обоснованно.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы энергии и электрические свойства ротационных октупольных полос ядра ^{238}U в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание. Рассчитаны энергии уровней полос $K^\pi = 0^-$, $K^\pi = 1^-$ и $K^\pi = 2^-$, приведенные вероятности $E1$ -переходов и их отношения R_{I0} и R_{I1} . Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными, а также другими моделями. Модель хорошо воспроизводит экспериментальные энергии состояний полосы $K^\pi = 0^-$ и вероятности $E1$ -переходов из них на состояния полос по-

ложительной четности. Что касается полос $K^\pi = 1^-$ и 2^- , то здесь ситуация сложная. При малых значениях спина состояния полосы $K^\pi = 1^-$ расположены ниже состояний полосы $K^\pi = 2^-$. Однако, начиная со спина $I^\pi = 11^-$, ситуация меняется: энергии уровней с нечетными спинами полосы $K^\pi = 2^-$ оказываются меньше энергий соответствующих уровней полосы $K^\pi = 1^-$. Таким образом, при $I^\pi = 11^-$ происходит пересечение полос, построенных на основаниях $K^\pi = 1^-$ и 2^- . Результаты наших расчетов указывают, что состояния с нечетными спинами $I^\pi = 3^- - (25^-)$ и энергиями от 0.998 до 4.393 МэВ относятся к полосе $K^\pi = 2^-$, а не к полосе $K^\pi = 1^-$ как считают авторы [14].

Выявлена причина существенного отклонения от адиабатического поведения отношений R_{I1}^{exp} для полосы $K^\pi = 1^-$, наблюдающегося несмотря на то, что примесь полосы $K^\pi = 0^-$ в структуре состояний полосы $K^\pi = 1^-$, определяемая амплитудой ψ_{01}^I , мала. За этот эффект оказался ответственным матричный элемент m_0 (см. (9)), связывающий основания основной и $K^\pi = 0^-$ -полос. Величина m_0 оказывается на два порядка больше величины матричного элемента m_1 , что и вызывает сильные отклонения от правила Алаги.

В нашей модели $E1$ -переходы с октупольных уровней на состояния β -вибрационных полос возникают из-за примеси основной полосы в данных состояниях. Из известных экспериментальных результатов для $E1$ -переходов на состояния β -вибрационных полос эмпирическим путем нами были оценены численные значения этих компонентов, которые для состояний $I = 2$ составляют около 2% от общей суммы весов смешивающихся полос.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Spagnoletti et al., Phys. Rev. C **105**, 024323 (2022).
2. M. M. R. Chishti, D. O' Donnell, G. Battaglia, M. Bowry, D. A. Jaroszynski, B. S. Nara Singh, M. Scheck, P. Spagnoletti, and J. F. Smith, Nature Physics **16**(8), 853 (2020).

3. В. И. Куприков, В. Н. Тарасов, *ЯФ* **84**, 482 (2021) [V. I. Kuprikov and V. N. Tarasov, *Phys. At. Nucl.* **84**, 796 (2021)].
4. М. С. Надырбеков, С. Н. Кудиратов, О. А. Бозаров, *ЯФ* **85**, 425 (2022) [M. S. Nadirbekov, S. N. Kudirатов, and O. A. Bozarov, *Phys. At. Nucl.* **85**, 567 (2022)].
5. П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, А. Н. Нишонов, *Изв. РАН. Сер. физ.* **86**, 1112 (2022) [P. N. Usmanov, A. I. Vdovin, and A. N. Nishonov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **86**, 918 (2022)].
6. E. Browne and J. K. Tuli, *Nucl. Data Sheets* **127**, 191 (2015).
7. V. G. Soloviev and P. Vogel, *Phys. Lett.* **6**, 126 (1963).
8. В. Г. Соловьев, П. Фогель, А. А. Корнейчук, *Изв. РАН. Сер. физ.* **28**, 1599 (1964).
9. A. Faessler and A. Plastino, *Z. Phys.* **203**, 333 (1967).
10. D. Ward, H. R. Andrews, G. C. Ball, et al., *Nucl. Phys. A* **600**, 88 (1996).
11. K. Abu Saleem, R. V. F. Janssens, M. P. Carpenter, F. G. Kondev, I. Wiedenhover, I. Ahmad, J. Caggiano, P. Chowdhury, J. A. Cizewski, D. Cline, M. Devlin, N. Fotiades, J. P. Greene, G. Hackman, A. Heinz, T. L. Khoo, et al., *Phys. Rev. C* **70**, 024310 (2004).
12. S. Zhu, R. V. F. Janssens, G. J. Lane, I. Wiedenhover, M. P. Carpenter, I. Ahmad, A. P. Byrne, P. Chowdhury, D. Cline, A. N. Deacon, G. D. Dracoulis, S. J. Freeman, N. J. Hammond, G. D. Jones, T. L. Khoo, F. G. Kondev, et al., *Phys. Lett. B* **618**, 51 (2005).
13. M. Bender, P. H. Heenen, and P. Bonche, *Phys. Rev. C* **70**, 054304 (2004).
14. B. Buck, A. C. Merchant, and S. M. Perez, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **34**, 1985 (2007).
15. F. T. Chukreev, V. E. Makarenko, and M. J. Martin, *Nucl. Data Sheets* **97**, 135 (2002).
16. Р. Б. Бегжанов, В. М. Бельский, И. И. Залюбовский, *Справочник по ядерной физике (Фан, Ташкент, 1989), т. 1, 2.*
17. Е. В. Мардыбан, Т. М. Шнейдман, Е. А. Колганова, Р. В. Джолос, *ЯФ* **83**, 54 (2020) [E. V. Mardyban, T. M. Shneidman, E. A. Kolganova, and R. V. Jolos, *Phys. At. Nucl.* **83**, 53 (2020)].
18. П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, А. Н. Нишонов, С. Б. Бокиев, *Uzbek J. Phys.* **24**(2), 99 (2022).
19. И. Н. Михайлов, Р. Х. Сафаров, П. Н. Усманов, Ш. Бриансон, *ЯФ* **38**, 297 (1983).
20. П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, А. Н. Нишонов, *Тр. Международной научно-практической конференции “Интеграция науки, образования и производства – залог прогресса и процветания”*, Навои, Республика Узбекистан, 2022.
21. П. Н. Усманов, А. А. Солнышкин, А. И. Вдовин, У. С. Салихбаев, *ЯФ* **77**, 1408 (2014) [P. N. Usmanov, A. A. Solnyshkin, A. I. Vdovin, and U. S. Salikhbaev, *Phys. At. Nucl.* **77**, 1343 (2014)].
22. К. Я. Громов, П. Н. Усманов, А. Х. Холматов, Т. А. Исламов, Ю. С. Бутабаев, Р. А. Ниязов, *Изв. РАН. Сер. физ.* **56**, 36 (1992).
23. S. M. Harries, *Phys. Rev.* **138**, 509 (1965).
24. П. Н. Усманов, А. А. Охунув, У. С. Салихбаев, А. И. Вдовин, *Письма в ЭЧАЯ* **7**, 306 (2010) [P. N. Usmanov, A. A. Okhunov, U. S. Salikhbaev, and A. I. Vdovin, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **7**, 185 (2010)].
25. A. A. Okhunov, P. N. Usmanov, Torla. Hj. Hassana, and Moh'd Hk. M. Abu El Sheikh, 6th International Conference on Functional Materials & Devices (ICFMD 2017), *Materials Today: Proceedings*, **17**, 424 (2019).
26. P. N. Usmanov and E. K. Yusupov, *IJUM Engineering Journal* **21**, 167 (2021).
27. П. Н. Усманов, Э. К. Юсупов, У. С. Салихбаев, А. И. Вдовин, *Письма в ЭЧАЯ* **19**, 509 (2019) [P. N. Usmanov, A. I. Vdovin, E. K. Yusupov, and U. S. Salikhbaev, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **16**, 706 (2019)].
28. P. N. Usmanov, A. I. Vdovin, and E. K. Yusupov, *Act. Phys. Pol. B Proc. Suppl.* **14**, 787 (2021).

PROPERTIES OF OCTUPOLE STATES ^{238}U

P. N. Usmanov^{1),2)}, A. I. Vdovin²⁾, A. N. Nishonov¹⁾

¹⁾ Namangan Engineering-Technology Institute, Uzbekistan

²⁾ Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The energies and electrical properties of the octupole states of the ^{238}U nucleus are studied within the framework of a phenomenological model considering the Coriolis mixing of rotational bands. Mixing of the low-lying negative parity bands is considered. The energies, the structures of states of rotational bands with $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ and the reduced probabilities of $E1$ transitions are calculated. Theoretical energy values and $E1$ -transitions' probabilities are compared with the experimental data. Good agreement between experimental data and theoretical results is obtained.

ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ШАЛ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

© 2024 г. Д. М. Громушкин^{1)*}, М. Б. Амелчаков¹⁾, Е. П. Волков¹⁾, А. Д. Почестнев¹⁾,
С. С. Хохлов¹⁾, Д. О. Чернов¹⁾, И. А. Шульженко¹⁾, Е. А. Южакова¹⁾

Поступила в редакцию 29.11.2023 г.; после доработки 29.11.2023 г.; принята к публикации 29.11.2023 г.

Приводится описание нового алгоритма отбора сигналов, вызванных регистрацией нейтронов в детекторах установок ПРИЗМА-32 и УРАН. Представлены результаты оценки его эффективности. С использованием нового алгоритма проведено восстановление числа нейтронов в ШАЛ, получены временные распределения и функции пространственного распределения нейтронов для различных мощностей широких атмосферных ливней.

DOI: 10.31857/S0044002724030027, EDN: IXKKOR

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение адронной компоненты широких атмосферных ливней (ШАЛ) представляет особенный интерес, так как она несет в себе информацию о первичной частице, инициировавшей развитие ливня. Одним из методов изучения адронной компоненты ШАЛ является регистрация вторичных нейтронов, образующихся в результате взаимодействия высокоэнергичных адронов ливня с ядрами атомов атмосферы и поверхностного слоя грунта Земли [1].

В НИЯУ МИФИ (г. Москва) на базе Экспериментального комплекса НЕВОД (ЭК НЕВОД) созданы и работают в режиме непрерывного набора экспериментальных данных две установки для регистрации электронной и нейтронной компонент ШАЛ: ПРИЗМА-32 [2] и УРАН [3]. Установка ПРИЗМА-32 состоит из 32 сцинтилляционных детекторов, размещенных в экспериментальном зале ЭК НЕВОД, и имеет площадь $\sim 500 \text{ м}^2$. В детекторах установки ПРИЗМА-32 нейтронная компонента регистрируется с помощью сцинтилляторов $\text{ZnS(Ag)} + \text{LiF}$ (содержание изотопа ^6Li в литии составляет 90%). Установка УРАН включает 72 детектора, расположенных на крышах двух корпусов ЭК НЕВОД, и охватывает площадь $\sim 10^3 \text{ м}^2$. Для регистрации нейтронной компоненты в детекторах установки УРАН используется сцинтиллятор $\text{ZnS(Ag)} + \text{B}_2\text{O}_3$ (содержание изотопа ^{10}B в естественном боре составляет 19.8%). Особенностью используемых в этих установках детекторов является длительное время высвечивания сцинтиллятора ZnS(Ag) при регистрации тяжелых заряженных частиц, образующихся при захвате нейтронов изотопами ^6Li или ^{10}B . Вследствие этого длительность сиг-

налов с детекторов может достигать нескольких мкс. Поэтому для повышения чувствительности к нейтронам в установках используется интегрирующий усилитель с постоянной времени интегрирования равной 1 мкс.

Одной из важных задач при регистрации нейтронов подобными детекторами является разделение сигналов, вызванных захватом нейтронов в сцинтилляторе, от шумовых и фоновых импульсов (шумы ФЭУ и прохождение заряженных частиц). В настоящее время в установке УРАН “нейтронными” считаются сигналы с амплитудой более 6 кодов АЦП (10 мВ) и длительностью от 2 мкс на уровне трех кодов АЦП [3]. Данный критерий был выбран на этапе ввода установки в эксплуатацию, как максимально мягкий. Однако оказалось, что распределение амплитуд нейтронных сигналов, отобранных по данному критерию, имеет наклон, характерный для шумов ФЭУ (рис. 1). Следовательно, при использовании этого критерия шумовые сигналы могут идентифицироваться как нейтронные, что в свою очередь негативно сказывается на интерпретации экспериментальных данных.

Для улучшения разделения нейтронных и шумовых сигналов разработан новый алгоритм отбора. Проведена оценка эффективности регистрации нейтронов детекторами при использовании этого алгоритма, а также его апробация на данных установки УРАН.

2. АЛГОРИТМ ОТБОРА НЕЙТРОНОВ ШАЛ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИХ РЕГИСТРАЦИИ

Разработка и отладка алгоритма проводились в ходе наборов экспериментальных данных на стенде, схема которого представлена на рис. 2. Стенд включает светоизолирующий корпус с установленным ФЭУ-200 [4], который используется в установках УРАН и ПРИЗМА-32, сцинтиллятор, источник

¹⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

* E-mail: DMGromushkin@mephi.ru

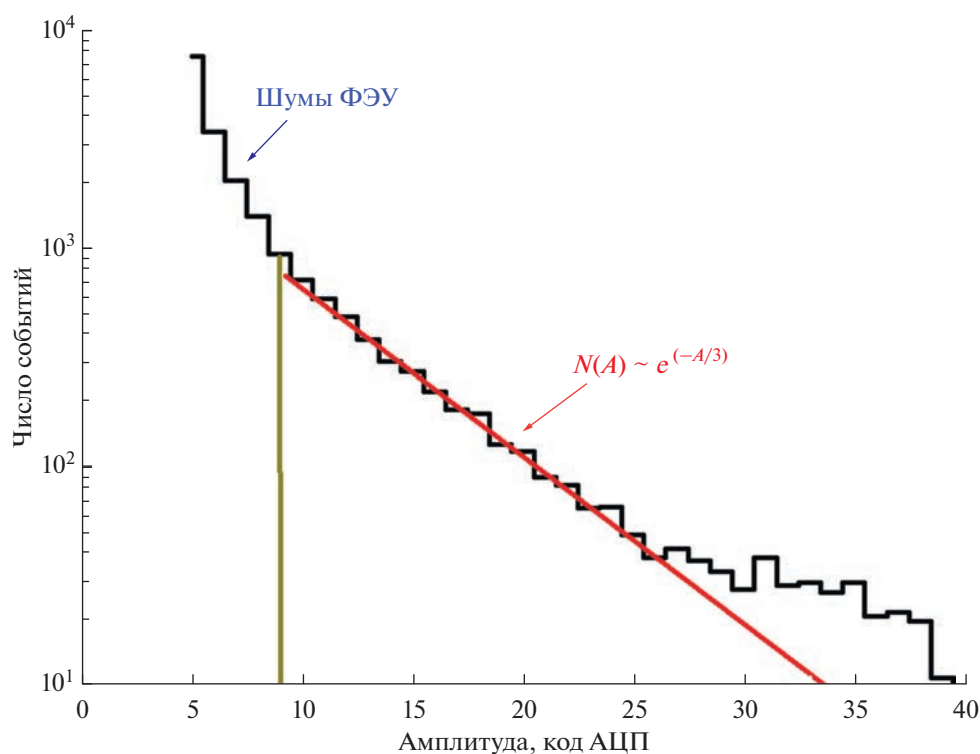


Рис. 1. Амплитудное распределение сигналов, определенных как нейтроны ШАЛ.

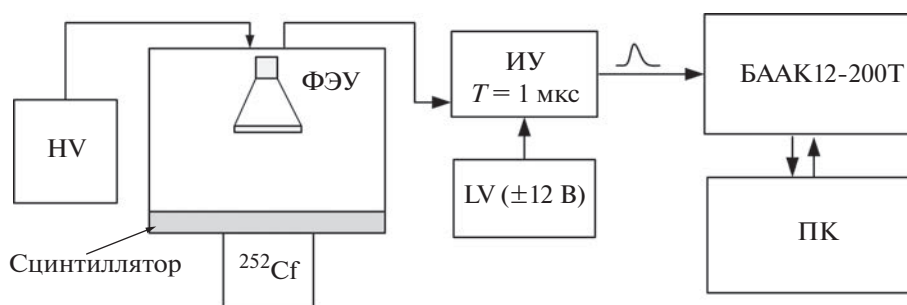


Рис. 2. Схема стенда для разработки алгоритма отбора нейтронов.

нейтронов ^{252}Cf (поток нейтронов в телесном угле 4π ср 250 с^{-1}) в пластиковом замедлителе, высоковольтный (HV) и низковольтный (LV) блоки, а также интегратор-усилитель (ИУ) и блок амплитудного анализа БААК12-200Т. Источник ^{252}Cf обеспечивает большой поток нейтронов через сцинтиллятор и, соответственно, высокую скорость счета нейтронных импульсов детектором. Съем сигналов осуществлялся с 12-го динода фотоумножителя. Напряжение питания ФЭУ в стенде ($U = -1280 \text{ В}$) обеспечивает такой же коэффициент усиления динодной системы, как в установках УРАН и ПРИЗМА-32.

Измерения проводились с тремя типами сцинтилляторов, используемых в установках для регистрации нейтронов ШАЛ: СЛ6-5 на основе $\text{ZnS}(\text{Ag}) + \text{LiF}$ толщиной 30 мг/см^2 , заламинированный в пленку (установка ПРИЗМА-32); LRB1 (установка УРАН) и LRB2 (установки ENDA-INR и ENDA-LHAASO [5,

6]) на основе $\text{ZnS}(\text{Ag}) + \text{B}_2\text{O}_3$ толщиной 50 мг/см^2 , в оптически прозрачной силиконовой основе. Все сцинтилляторы имели одинаковую площадь 0.36 м^2 .

Считывание, оцифровка и запись сигналов с ФЭУ осуществлялась с помощью регистрирующей электроники и программного обеспечения установки УРАН [3]. Набор данных осуществлялся по программному триггеру.

Для каждого типа сцинтиллятора проводилось по два набора данных: с источником нейтронов (определение соотношения параметров импульсов, характеризующих нейтронный сигнал) и без него (определение соотношения параметров импульсов, характеризующих сигналы от шумов ФЭУ и заряженных частиц). Также для определения соотношения параметров сигналов, характеризующих шум ФЭУ, был проведен дополнительный набор на стенде в отсутствие сцинтиллятора. При разработке и отладке алгоритма

Таблица 1. Скорость счета импульсов, идентифицированных как нейтронные

	Скорость счета, с^{-1}			
	старый алгоритм отбора		новый алгоритм отбора	
	с источником	без источника	с источником	без источника
СЛ6-5	2.97 ± 0.06	0.69 ± 0.03	1.38 ± 0.04	0.20 ± 0.02
LRB1	1.35 ± 0.04	0.60 ± 0.03	0.46 ± 0.02	0.07 ± 0.01
LRB2	2.95 ± 0.06	0.64 ± 0.03	0.71 ± 0.03	0.09 ± 0.01

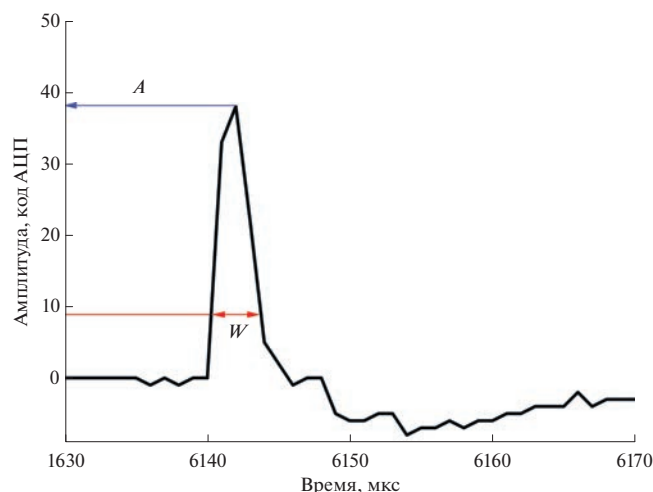


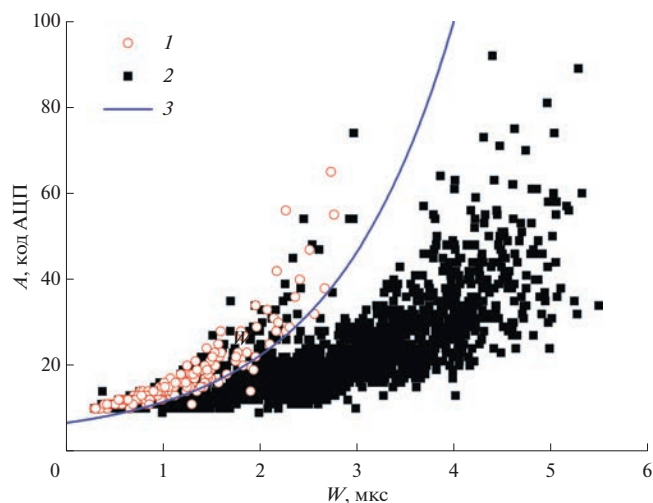
Рис. 3. Осциллограмма сигнала при регистрации нейтрона.

отбора анализировались осциллограммы (20 000 точек с шагом 1 мкс), содержащие импульсы, обусловленные регистрацией нейтронов. Пример осциллограммы с нейтронным сигналом представлен на рис. 3. Продолжительность каждого набора, определяемая как сумма длительностей записанных осциллограмм сигналов в событиях (50 000 событий), составила 1000 с.

На рис. 4 представлены корреляции амплитуд сигналов (A) от их длительности на уровне 9 кодов АЦП (W) для двух наборов данных: со сцинтиллятором СЛ6-5 и источником нейтронов, а также без сцинтиллятора.

В представленной корреляции наблюдается область разделения шумовых и нейтронных сигналов. Кривая 3 (кривая разделения) описывается функцией $F(x) = a \exp(bx) + c$, где $a = 5.0$, $b = 0.8$ и $c = 3.7$. При использовании этого метода разделения не требуется вводить дополнительные ограничения на амплитуду сигнала. Из трех исследованных типов сцинтилляторов, наилучшее разделение сигналов наблюдается для СЛ6-5. Данный результат является вполне ожидаемым, так как энергия, передаваемая заряженным частицам в результате ядерной реакции при захвате нейтрона изотопом ${}^6\text{Li}$, в два раза больше, чем в случае с изотопом ${}^{10}\text{B}$.

Сравнить старый критерий и новый алгоритм отбора можно по скорости счета нейтронов стендовым

Рис. 4. Корреляции амплитуд сигналов (A) от их длительности на уровне 9 кодов АЦП (W) (1 — без сцинтиллятора, 2 — сцинтиллятор СЛ6-5 с источником нейтронов ${}^{252}\text{Cf}$, 3 — кривая разделения).

детектором. В табл. 1 приведены скорости счета нейтронов в двух наборах данных (с источником нейтронов и без него), полученные двумя методами. Видно, что новый алгоритм отбора нейтронных сигналов значительно лучше отсекает сигналы, вызванные шумами ФЭУ или заряженными частицами, а скорость счета нейтронов в отсутствие источника снизилась более чем в 3 раза.

Для оценки качества выделения сигналов, обусловленных шумами ФЭУ и прохождением заряженных частиц, помимо указанных выше наборов, были проведены измерения с пластиковым сцинтиллятором. В этом случае скорость счета импульсов, идентифицированных как нейтронные, составила $59.20 \pm 0.25 \text{ с}^{-1}$ для старого критерия и менее 0.01 с^{-1} для нового алгоритма.

Эффективность регистрации нейтронов с использованием разработанного алгоритма отбора оценивалась с помощью известного потока нейтронов от источника в зависимости от расстояния. Поток нейтронов в точках наблюдения был заранее измерен с помощью поверенного детектора с эффективностью регистрации $28 \pm 0.5\%$. Эффективная площадь поверенного детектора составляет $20 \text{ см} \times 30 \text{ см}$. Для исключения влияния геометрии детектирующего слоя ис-

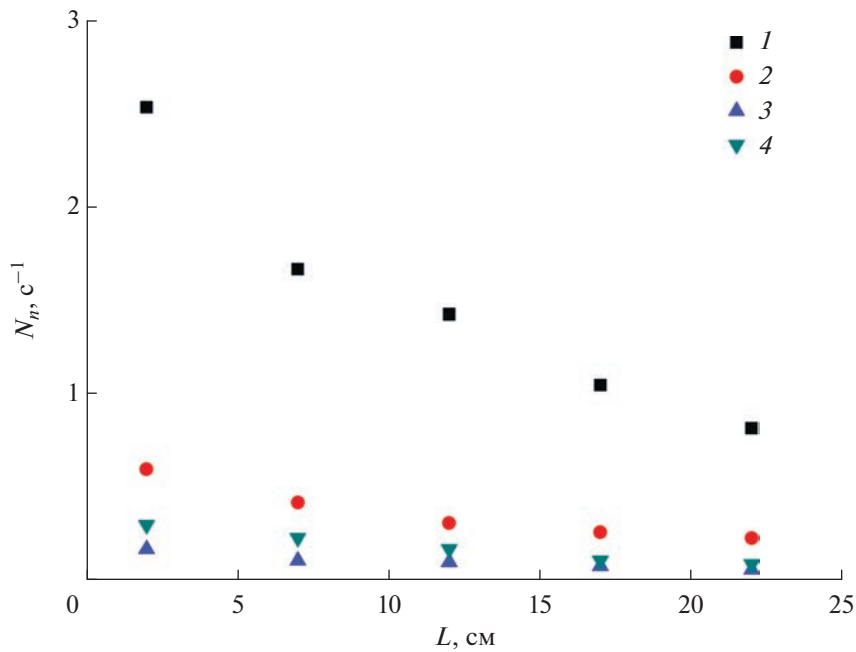


Рис. 5. Скорость счета импульсов, идентифицированных как нейтронные (N_n), на различных расстояниях от источника (1 — детектор с известной эффективностью регистрации, 2 — СЛ6-5, 3 — LRB1, 4 — LRB2).

Таблица 2. Скорость счета импульсов, идентифицированных как нейтронные

	СЛ6-5	LRB1	LRB2
$\eta, \%$	6.8 ± 0.6	1.9 ± 0.1	3.3 ± 0.3

следуемые образцы площадью 0.36 м^2 были заменены на аналогичные по составу сцинтилляторы с размерами $20 \text{ см} \times 30 \text{ см}$. Во время измерений расстояние (L) от верхней поверхности источника в замедлителе до плоскости сцинтиллятора составляло: 2, 7, 12, 17 и 22 см. На рис. 5 представлена скорость счета импульсов, идентифицированных как нейтронные (N_n), на различных расстояниях от источника.

В табл. 2 приведены эффективности регистрации тепловых нейтронов сцинтилляторами трех типов, полученные с применением разработанного алгоритма отбора. Расчет эффективности регистрации η для исследуемых образцов проводился, исходя из известной эффективности регистрации поверенного детектора $\eta_n = 28\%$.

Наибольшей эффективностью регистрации обладает детектор на базе сцинтиллятора СЛ6-5, а наименьшей — на основе сцинтиллятора LRB1.

3. АПРОБАЦИЯ АЛГОРИТМА ОТБОРА НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

С использованием разработанного алгоритма отбора и учетом полученной оценки эффективности регистрации был проведен анализ данных установки УРАН за период 2020–2021 гг. Из всех зарегистрированных установкой событий ШАЛ было отобрано бо-

лее 70 000, в которых по заряженной компоненте сработало не менее 10 из 72 детекторов с амплитудой от 10 кодов АЦП (17 мВ).

По данным отобранных событий было получено временное распределение нейтронов с шагом 100 мкс (рис. 6). Для исключения возможного влияния фронта ливня на число зарегистрированных нейтронов из обработки исключены первые 200 мкс. Представленное временное распределение описывается функцией (1) с двумя экспонентами с параметрами $t_1 = 432 \pm 25 \text{ мкс}$ и $t_2 = 1767 \pm 246 \text{ мкс}$:

$$F(t) = A_1 \exp(-t/t_1) + A_2 \exp(-t/t_2) + A_0. \quad (1)$$

Значения параметров аппроксимирующей функции и характер распределения хорошо согласуются с результатами моделирования и экспериментальными распределениями, полученными ранее [7]. Однако в распределениях, полученных с использованием нового алгоритма и учетом эффективности регистрации детекторов, уровень фоновой подложки A_0 оказался на порядок меньше. Его величина составила $2.7 \times 10^{-3} \text{ м}^{-2}$ на временное окно 100 мкс или $2.7 \times 10^{-3} \text{ нейтронов см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что согласуется с фоновым потоком тепловых нейтронов вблизи поверхности грунта, который зависит от места измерения и составляет $\sim 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [8, 9].

Имеющиеся экспериментальные данные позволяют получить функцию пространственного распределения (ФПР) плотности тепловых нейтронов в ШАЛ с учетом эффективности регистрации тепловых нейтронов детекторами установки УРАН. Однако интегрирующая цепочка, имеющаяся в спектрометриче-

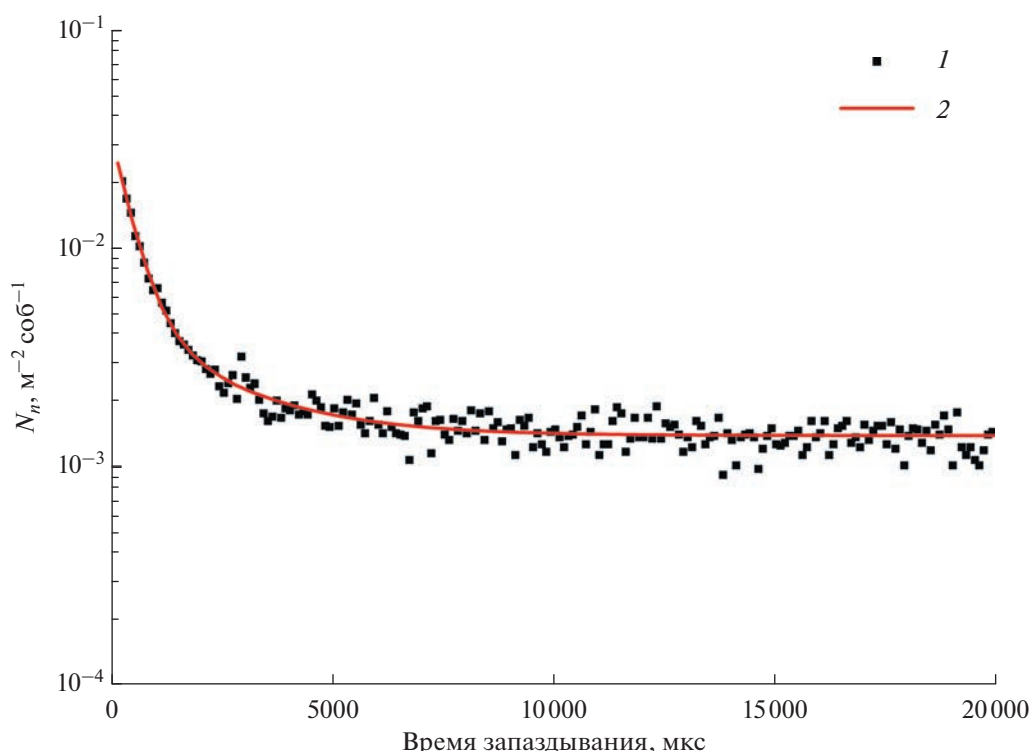


Рис. 6. Временное распределение тепловых нейтронов, сопровождающих ШАЛ (1 — экспериментальные данные, 2 — моделирование по формуле (1)).

ском тракте детекторов, не позволяет с хорошей точностью определить время их срабатывания в событии, а следовательно, и реконструировать направления прихода широкого атмосферного ливня и его мощность по электронно-фотонной компоненте. Эта информация бралась из данных установки НЕВОД-ШАЛ [10].

Установка НЕВОД-ШАЛ [11] входит в состав Экспериментального комплекса НЕВОД и предназначена для регистрации электронно-фотонной компоненты широких атмосферных ливней в диапазоне первичных энергий от 10^{15} до 10^{17} эВ и реконструкции их параметров. Она состоит из 36 сцинтилляционных детектирующих станций площадью 2.56 м^2 каждая, объединенных по 4 штуки в 9 кластеров. Установка занимает площадь 10^4 м^2 , а расположение кластеров №№1, 2 и 3 НЕВОД-ШАЛ совпадает с расположением кластеров УРАН.

Установки УРАН и НЕВОД-ШАЛ работают независимо друг от друга, но используют общий источник для временной привязки регистрируемых событий — модуль глобальной временной синхронизации [11] ЭК НЕВОД, который обеспечивает точность их синхронизации ~ 10 нс. Объединение событий, зарегистрированных установками, проводится по временным меткам этих событий.

На рис. 7 приведено распределение разностей временных меток событий в установках УРАН и НЕВОД-ШАЛ. Средняя разность временных меток

составляет 137 ± 1 нс, а стандартное отклонение распределения составляет 26 ± 1 нс. Ненулевая разность временных меток обусловлена различными длинами волоконно-оптических линий связи в системах сбора данных установок УРАН и НЕВОД-ШАЛ. На основе данного распределения был выбран критерий отбора совместных событий в УРАН и НЕВОД-ШАЛ. Считается, что установки сработали от одного и того же широкого атмосферного ливня, если разность временных меток их событий лежит в пределах от 0 до 225 нс.

Основные параметры широкого атмосферного ливня восстанавливались по откликам детектирующих станций (ДС) НЕВОД-ШАЛ. Для анализа отбирались события, в которых по внутрикластерному триггерному условию совпадения сигналов с как минимум двух ДС сработало не менее 7 кластеров. При этом максимальный отклик должен был наблюдаться в ДС центрального кластера, расположенного на крыше здания ЭК НЕВОД. Указанные критерии позволяют отбирать ливни с мощностями более 10^4 частиц. Направление прихода ШАЛ восстанавливается по временам срабатывания ДС в предположении плоского фронта ливня. Положение оси, мощность и возраст ливня реконструируются по зарядам откликов ДС установки, пересчитанным в плотность частиц, путем их аппроксимации функцией пространственного распределения частиц Нишимуры—Каматы—Грейзена (НКГ) [12].

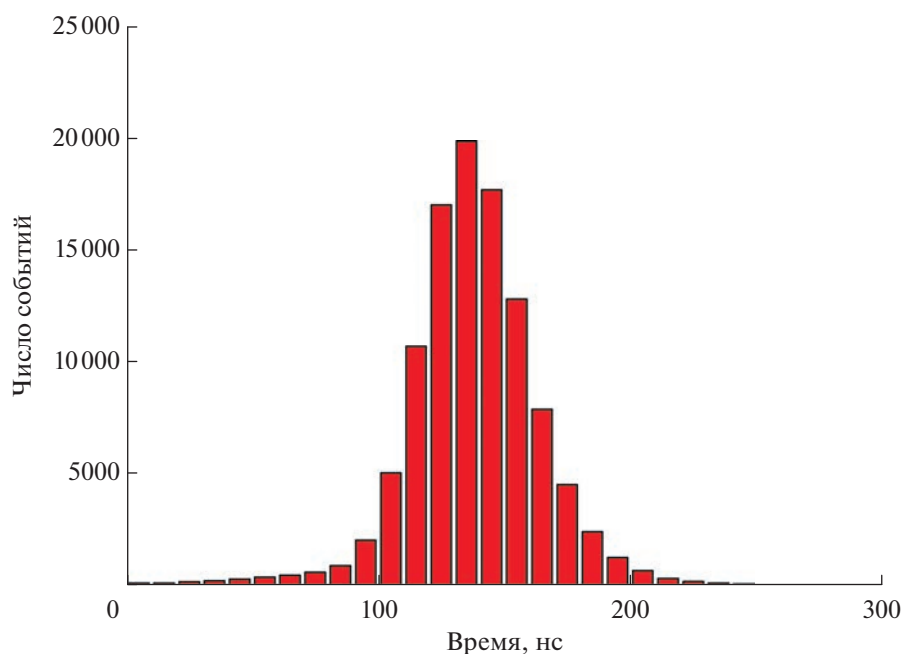


Рис. 7. Распределение разностей временных меток событий в установках УРАН и НЕВОД-ШАЛ.

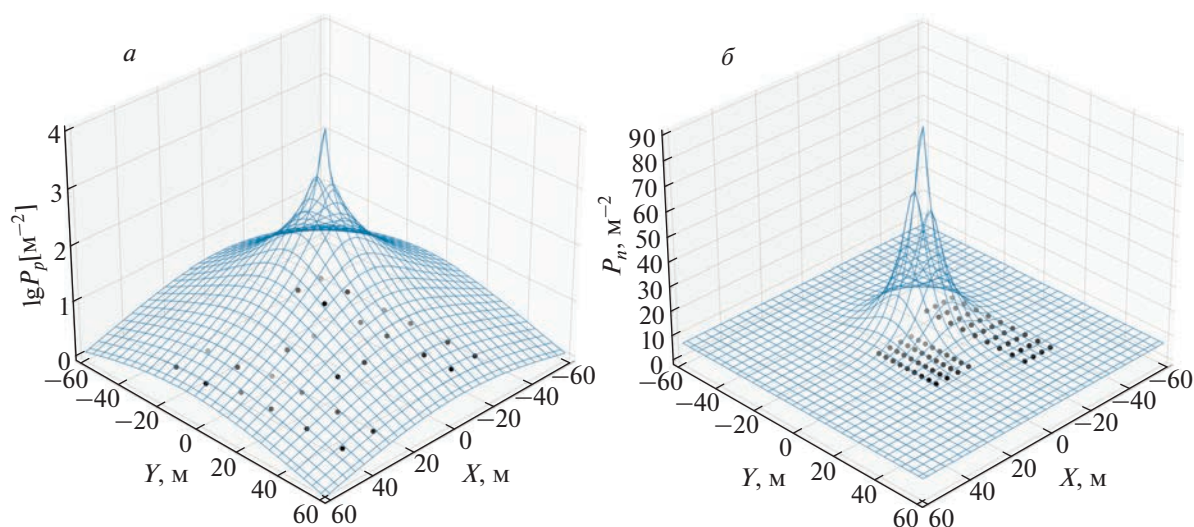


Рис. 8. Пример совместного события установок НЕВОД-ШАЛ (а) и УРАН (б).

С использованием описанного выше критерия было отобрано 12125 совместных событий в установках УРАН и НЕВОД-ШАЛ. На рис. 8 представлен пример совместного события (2020-12-26_je_17:38:10.076.088.256). Разность временных меток событий в установках УРАН и НЕВОД-ШАЛ составила 59 нс. По осям абсцисс и ординат отложены координаты детекторов установок, а по оси аппликат — плотность заряженных частиц P_p по данным НЕВОД-ШАЛ (рис. 8а) и нейтронов P_n по данным УРАН (рис. 8б).

Пространственное распределение плотности частиц заряженной компоненты ШАЛ было аппроксимировано функцией НКГ с мольеров-

ским радиусом $r_m = 79$ м. При этом учитывались параметры этого ливня, реконструированные по данным НЕВОД-ШАЛ: мощность около 10^6 частиц, координаты оси ливня (-6.34 м; -7.45 м), зенитный и азимутальный углы направления прихода 16.9° и 225.6° соответственно.

В данном событии 8 детекторов установки УРАН зарегистрировали девять тепловых нейтронов. Распределение восстановленных плотностей нейтронов аппроксимировалось функцией вида $F(r) = P_0 + P_1 \times e^{-r/r_0}$ с параметрами: $P_0 = 3.1$ м $^{-2}$, $P_1 = 93.6$ м $^{-2}$, $r_0 = 7.8$ м. Из рисунка наглядно видно, что большая часть нейтронов регистрируется вблизи ствола ШАЛ.

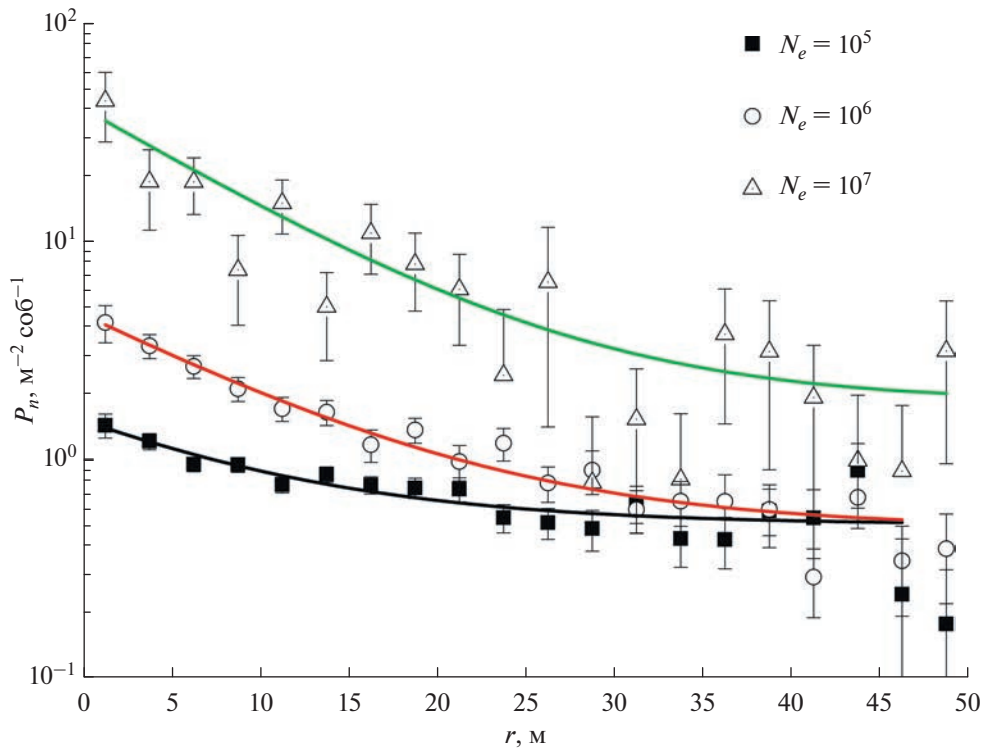


Рис. 9. Функция пространственного распределения плотности нейтронов для трех значений мощности ливней N_e .

С учетом параметров ливней (мощности по электронно-фотонной компоненте и положения оси), определенным по данным НЕВОД-ШАЛ, и эффективности регистрации детекторов УРАН получена функция пространственного распределения плотности нейтронов для трех значений мощности ливней 10^5 , 10^6 , 10^7 (рис. 9).

Полученные пространственные распределения описываются функцией с одной экспонентой $F(r) = P_0 + P_1 \times e^{-r/r_0}$, где $r_0 = 10.1 \pm 0.4$ м и $P_0 = 0.5 \pm 0.1$ м⁻² для $N_e = 10^5$ (9856 событий), $r_0 = 10.3 \pm 2.3$ м и $P_0 = 0.5 \pm 0.1$ м⁻² для $N_e = 10^6$ (2156 событий), $r_0 = 9.1 \pm 1.3$ м и $P_0 = 1.8 \pm 0.9$ м⁻² для $N_e = 10^7$ (46 событий). Из распределения видно, что число нейтронов вблизи оси ливня может достигать нескольких десятков.

Параметр r_0 согласуется с показателем одной из экспонент, полученной на установке ПРИЗМА-32 [13]. В ПРИЗМА-32 ФПР нейтронов ШАЛ описывается функцией с двумя экспонентами $r_1 = 1.4 \pm \pm 0.1$ м и $r_2 = 8.2 \pm 0.4$ м. Однако значение параметра r_0 отличается от значений, полученных ранее при обработке экспериментальных данных и в результате моделирования установки УРАН [14]. Это может быть связано с тем, что при обработке экспериментальных данных использовались другие критерии отбора событий ШАЛ (срабатывание любых 10 детекторов установки в событии или срабатывание двух детекторов в каждом кластере), а также увеличением охватываемой установкой УРАН площади, за счет использования данных НЕВОД-ШАЛ. Фоновый по-

ток P_0 при пересчете в скорость счета для $N_e = 10^5$ и $N_e = 10^6$ (с учетом длительности события 19.8 мс) составил 2.5×10^{-3} см⁻² с⁻¹, что хорошо согласуется с фоном во временном распределении и естественным нейтронным фоном. Для $N_e = 10^7$ небольшая статистика и площадь установки не позволяют выйти на фоновые значения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан новый алгоритм выделения нейтронных сигналов от ШАЛ, который позволил значительно снизить количество ложно идентифицированных импульсов до уровня естественного нейтронного фона. По экспериментальным данным установки УРАН с помощью разработанного алгоритма и с учетом эффективности регистрации нейтронов детекторами получены временное и пространственное распределение нейтронов в ШАЛ.

Работа выполнена на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” за счет средств гранта Российского научного фонда (проект №23-22-00399).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu. V. Stenkin and J. F. Valdes-Galicia, in Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference (Hamburg, 2001), Vol. 4, p. 1453.
2. D. Gromushkin, V. Alekseenko, A. Petrukhin, O. Shchegolev, Y. Stenkin, V. Stepanov, I. Yashin, and E. Zadeba, JINST **9**, C08028 (2014).

3. D. M. Gromushkin, F. A. Bogdanov, S. S. Khokhlov, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets, A. A. Petrukhin, I. A. Shulzhenko, Y. V. Stenkin, I. I. Yashin, and K. O. Yurin, *JINST* **12**, C07029 (2017).
4. АО “Экран-оптические системы” (дата обращения: 03.10.2023), <https://www.ekran-os.ru/ru/>
5. O. Shchegolev, V. Alekseenko, D. Kuleshov, K. Levochkin, Yu. Stenkin, and V. Stepanov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1690**, 012011 (2020).
6. Bing-Bing Li, Shu-Wang Cui, Tian-Lu Chen, Danzengluobu, D. A. Kuleshov, K. R. Levochkin, Mao-Yuan Liu, Ye Liu, Xin-Hua Ma, Cong Shi, O. B. Shchegolev, Yu. V. Stenkin, Di-Xuan Xiao, Fan Yang, Li-Qiao Yin, and Liang-Wei Zhang, *PoS (ICRC 2021)* 188.
7. Z. T. Izhbulyakova, A. G. Bogdanov, F. A. Bogdanov, and D. M. Gromushkin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1690**, 012071 (2020).
8. K. Komura, N. K. Ahmed, A. H. El-Kamel, and A. M. M. Yousef, *J. Nucl. Radiochem. Sci.* **9**, 45 (2008).
9. Д. М. Громушкин, В. В. Алексеенко, А. А. Петрухин, Ю. В. Стенькин, И. И. Яшин, *Изв. РАН. Сер. физ.* **73**, 425 (2009) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **73**, 407 (2009)].
10. М. В. Amelchakov, N. S. Barbashina, A. G. Bogdanov, A. Chiavassa, D. M. Gromushkin, S. S. Khokhlov, V. V. Kindin, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets, A. Yu. Konovalova, V. V. Ovchinnikov, N. A. Pasyuk, A. A. Petrukhin, I. A. Shulzhenko, V. V. Shutenko, I. I. Yashin, et al., *Nucl. Instrum. Methods A* **1026**, 166184 (2022).
11. I. I. Yashin, M. B. Amelchakov, I. I. Astapov, N. S. Barbashina, A. G. Bogdanov, F. A. Bogdanov, V. V. Borog, A. Chiavassa, A. N. Dmitrieva, D. M. Gromushkin, S. S. Khokhlov, V. V. Kindin, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets, A. Yu. Konovalova, A. A. Kovylyaeva, et al., *JINST* **16**, T08014 (2021).
12. K. Greisen, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **10**, 63 (1960).
13. Д. М. Громушкин, В. И. Волченко, А. А. Петрухин, Ю. В. Стенькин, В. И. Степанов, О. Б. Щеголев, И. И. Яшин, *ЯФ* **78**, 379 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 349 (2015)].
14. Ф. А. Богданов, Д. М. Громушкин, З. Т. Ижбулякова, А. Д. Почестнев, И. А. Шульженко, К. О. Юрин, *Изв. РАН. Сер. физ.* **85**, 560 (2021) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **85**, 424 (2021)].

CHARACTERISTICS OF THE EAS NEUTRON COMPONENT WITH ACCOUNTING FOR THE EFFICIENCY OF NEUTRON DETECTION

D. M. Gromushkin¹⁾, M. B. Amelchakov¹⁾, E. P. Volkov¹⁾, A. D. Pochestnev¹⁾, S. S. Khokhlov¹⁾,
D. O. Chernov¹⁾, I. A. Shulzhenko¹⁾, E. A. Yuzhakova¹⁾

¹⁾ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia

A new algorithm for selecting signals caused by the detection of neutrons is described. The estimates of its effectiveness for the PRISMA-32 and URAN arrays are presented. Using this algorithm, for various air-shower sizes the number of neutrons was reconstructed, the time distributions of neutrons and their lateral distribution functions were obtained.

ПРОЕКТ ОЛВЭ (ОБСЕРВАТОРИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ): ЗАДАЧИ И ПРОЕКТНЫЙ ОБЛИК

© 2024 г. Д. М. Подорожный^{1)*}, Д. Е. Карманов¹⁾, И. М. Ковалев¹⁾, А. А. Курганов¹⁾, А. Д. Панов¹⁾,
А. Н. Турундаевский¹⁾

Поступила в редакцию 19.10.2023 г.; после доработки 19.10.2023 г.; принята к публикации 19.10.2023 г.

Обсерватория космических лучей высоких энергий (ОЛВЭ) — это проект эксперимента для прямого изучения космических лучей, основанный на использовании сверхтяжелого ионизационного калориметра. Эффективный геометрический фактор установки составит величину не менее 12 м^2 ср для протонов космических лучей и не менее $16\text{--}20 \text{ м}^2$ ср для ядер и электронов. В течение 5–7 лет экспозиции эта миссия позволит измерить энергетические спектры всех распространенных и редких ядер космических лучей в области энергий $10^{12}\text{--}10^{16}$ эВ/частица с поэлементным разрешением заряда ядер и с достаточно высоким энергетическим разрешением. В эксперименте ОЛВЭ планируется исследование не только диапазона зарядов ядер космических лучей $Z = 1 - 26$, но и детектирование сверхтяжелых ядер за пиком железа, а также высокоэнергичных электронов, позитронов и гамма-квантов. Обсуждаются основные задачи, проектный облик и характеристики космической миссии.

DOI: 10.31857/S0044002724030032, EDN: IXKALF

1. ВВЕДЕНИЕ

В астрофизике широко признается, что космические лучи (КЛ) несут в себе информацию об основных источниках КЛ (ускорителях), среди которых наиболее важными являются сверхновые звезды, и о характеристиках межзвездной среды — мира, в котором мы живем. Результаты этих исследований — необходимый фактический материал для построения моделей Галактики, в том числе моделей ее энергетического баланса. В практическом аспекте информация о химическом составе и энергетических спектрах КЛ необходима для оценки радиационной обстановки в космосе и на поверхности планет, лишенных плотной атмосферы. Это имеет практическое значение для освоения космического пространства и планет Солнечной системы. КЛ также дают возможность для целенаправленного поиска некоторых экзотических явлений, которые могут дать, например, информацию о параметрах частиц темной материи или свидетельства в пользу существования частиц странной материи. Наиболее актуальными задачами физики космических лучей в настоящее время являются определение химического состава обильных (по современным представлениям, рожденных в источниках) ядер КЛ с максимально возможным продвижением вверх по энергетической шкале и изучение зарядового и изотопного состава сверхтяжелых ядер КЛ за пиком железа. Обе эти компоненты КЛ рождены в наиболее

катастрофических процессах Галактики и именно по ним строятся современные модели КЛ.

Изучение спектров электронов и позитронов крайне важно с точки зрения исследования близких источников КЛ и для поиска возможных параметров взаимодействия (аннигиляция, распад) частиц темной материи. Информация об этом может быть получена с использованием особенностей энергетических спектров лептонной компоненты КЛ. Главная трудность в исследованиях КЛ состоит в их круто падающих (по степенному закону) энергетических спектрах, что приводит к очень быстрому уменьшению потоков КЛ с ростом их энергии. Для получения спектров энергии КЛ при сверхвысоких энергиях с поэлементным разрешением по заряду ядер требуется вынос за пределы атмосферы аппаратуры с весьма значительными габаритами и массой.

2. НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ МИССИИ ОЛВЭ

По-прежнему одной из основных задач в исследованиях КЛ остается задача астрофизической интерпретации феномена “колена” Христиансена–Куликова, которое представляет собой резкий излом в энергетическом спектре всех частиц с показателе степенного спектра ~ 2.7 до значения ~ 3.2 вблизи энергии $\sim 3 \times 10^{15}$ эВ/частицу [1]. Убедительного объяснения этого явления пока не существует, и эта задача ждет своего решения уже более шестидесяти лет. Ключом к решению данной проблемы может послужить статистически обеспеченное детальное определение химического состава КЛ в данной области.

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

* E-mail: dmpo@bk.ru

Долгое время, начиная с основополагающей монографии [1], в которой был предложен основной механизм ускорения КЛ в оболочках сверхновых, который приводил к универсальному степенному поведению энергетического спектра, предполагалось, что спектры ядер КЛ от 10^{12} эВ/частицу до “колена” имеют приблизительно одинаковый степенной характер. В многочисленных работах, уточняющих этот процесс с учетом структуры Галактики, например [2–6], принималась “стандартная модель” физики КЛ, в которой, исходя из парадигмы множества источников КЛ в Галактике и универсальности их степенных спектров, наблюдаемые спектры КЛ должны иметь показатель, близкий к 2.7. Разброс в полученных немногочисленных экспериментальных результатах с 60-х гг. 20 в. до его конца объяснялся недостаточной статистической обеспеченностью данных и укладывался в ошибки экспериментов.

Эксперименты нового поколения 21 в. ATIC [7], PAMELA [8], AMS-02 [9], НУКЛОН [10], CREAM [11], CALET [12], DAMPE [13] получили ряд статистически обеспеченных данных об особенностях в химическом составе и энергетических спектрах КЛ в области энергий от 3×10^{10} эВ/частица до примерно 10^{14} эВ/частица, т.е. при энергиях существенно ниже “колена” Христиансена–Куликова. Не вдаваясь в детали (этот материал достаточно подробно представлен в обзоре [14]), можно отметить, что сделанные в последнее время открытия не вписываются в “стандартную модель” КЛ, и начата работа по поиску их астрофизического объяснения. Остро не хватает экспериментальных данных с высокой методологической и статистической достоверностью. Очевидно, и есть тому указания [14], в спектрах КЛ могут обнаружиться новые особенности при энергиях выше 10^{14} эВ/частица вплоть до “колена”, а полученные данные до 10^{14} эВ/частица нуждаются в уточнении по тонкой структуре каждого элемента КЛ, включая редкие ядра. Непонятным остается химический состав КЛ, а следовательно, и природа КЛ после “колена” [15]. Таким образом, необходимо радикальное увеличение имеющегося банка данных событий, прямых экспериментов по исследованию КЛ, приблизительно на два порядка, и продвижение энергетического диапазона вверх вплоть до энергий масштаба 10^{16} эВ/частица. По опыту авторов, для надежной реконструкции исходных спектров КЛ с использованием процедуры решения обратной задачи, энергетическая точность для всех элементов КЛ в энергетическом диапазоне 10^{15} – 10^{16} эВ/частица не должна быть меньше 30%, при этом должно быть детектировано не менее 100 событий частиц КЛ с энергией выше 10^{16} эВ/частица для каждого ядра, для которого реконструируется спектр в этой области. В области энергий 10^{12} – 10^{15} эВ/частица энергетическая точность может составлять от нескольких процентов до 20%, в зависимости от типа частиц и энергий с до-

статочной статистической обеспеченностью. Зарядовое разрешение не должно быть хуже 0.2 зарядовой единицы в области ядер CNO во всем энергетическом диапазоне. При наличии такого банка событий возможна существенная, надежно подтвержденная, корректировка “стандартной модели” физики КЛ. Создание такого банка событий есть центральная задача космического эксперимента ОЛВЭ.

Знания о Галактике остаются неполными без изучения второй важнейшей компоненты КЛ — сверхтяжелых ядер КЛ за пиком железа. Данные по зарядовому составу сверхтяжелых ядер КЛ дают информацию о галактическом нуклеосинтезе в современную космологическую эпоху и определяют параметры космического пространства в ближней области Галактики (в масштабе килопарсека). Основные данные об элементном составе сверхтяжелых ядер КЛ изучались в экспериментах: HEAO-3-C3 [16], SuperTiger [17], LDEF [18], ACE-CRIS [19]. Эксперимент HEAO-3-C3 (черенковские счетчики и ионизационные камеры) с экспозицией ~ 6 м² ср год дал наиболее полный результат о зарядовом составе от $Z = 26$ до $Z = 69$. Эти данные были повторены, с несколько меньшей статистикой, экспериментом SuperTIGER (сцинтилляционный трекер и черенковские счетчики), экспозиция ~ 0.6 м² ср год. Эксперимент LDEF (твердотельный трековый детектор) был нацелен на регистрацию субактинидов ($70 \leq Z \leq 87$) и актинидов ($88 \leq Z \leq 103$). Благодаря огромной экспозиции, примерно ~ 170 м² ср год, было зарегистрировано несколько сотен ядер субактинидов и 35 ядер актинидов до заряда $Z = 96$ включительно, для которого было зарегистрировано единичное событие. Изотопный состав тяжелых ядер КЛ был определен лишь в эксперименте ACE-CRIS (сцинтилляционный трекер, кремниевый калориметр) до значений $Z = 32$. Полученные в перечисленных экспериментах результаты дали указания на существенные особенности в зарядовом составе тяжелых КЛ, которые не вписываются в простейшие модели источников КЛ, и дают заметные отличия от химического состава Солнца (более подробно см. в обзоре [14]). Как и в ситуации с высокими и сверхвысокими энергиями обильных ядер до железа, в данных о зарядовом составе сверхтяжелых ядер остро не хватает статистики. Дополнительной задачей космического эксперимента ОЛВЭ должно быть использование всего объема научной аппаратуры в целях исследования тяжелых и сверхтяжелых ядер КЛ. При указанном выше требовании к фактору экспозиции, в этом случае статистка ядер в области за железом будет увеличена на полтора-два порядка, а результаты эксперимента LDEF будут, как минимум, повторены при более высоком зарядовом разрешении. При некоторой доработке, используя задел проекта НУКЛОН 2 [20], возможно увеличение более, чем на порядок данных по изотопному составу тяжелых ядер КЛ.

Лептонная составляющая КЛ представлена смесью электронов и позитронов. Эти частицы КЛ, исходя из их малой массы, интенсивно теряют энергию при синхротронном излучении в межзвездных магнитных полях и на обратном комптоновском рассеянии на микроволновом фоне и квантах оптического и ультрафиолетового излучения. Поэтому их энергетические спектры (показатель степени и возможные особенности) несут в себе информацию об окружающей среде Солнца, по современным представлениям [21], в масштабе одного килопарсека. Последние эксперименты: ATIC [22], PAMELA [23], Fermi [24], AMS-02 [25], DAMPE [26], CALET [27] дали информацию о суммарном спектре электронов и позитронов в области энергий от 10^9 до 3×10^{12} эВ. Во всех экспериментах показатель спектра имеет существенно нестепенной вид, начиная с энергии больше 10^{10} эВ (более подробно в обзоре [14]). В области предельно зарегистрированных энергий, при энергиях больше 3×10^{11} эВ, где высоки статистические ошибки, наблюдается заметное различие между данными разных экспериментов. Эксперимент ATIC в области энергий (10^{11} – 8×10^{11} эВ) дал указания на существование тонкой структуры спектра [28]. Сенсацией был эксцесс в потоке позитронов, обнаруженный в эксперименте PAMELA [29] при энергиях больше $\sim 10^{10}$ эВ, когда был обнаружен резкий рост соотношения $e^+/(e^+ + e^-)$ вместо ожидаемого падения отношения. Эксперименты AMS-02 [25] и Fermi [24] этот феномен подтвердили, а AMS-02 дал указания на начало спада этого роста соотношения в области энергий $\sim 2 \times 10^{11}$ эВ. Видно, что для спектра электронов и позитронов, начиная с энергии примерно 10^{11} эВ, остро не хватает данных. Исходя из требований к аппаратуре ОЛВЭ в задаче по регистрации обильных ядер высокой энергии, статистика по событиям электронов и позитронов по сравнению с существующими экспериментами должна быть увеличена приблизительно на полтора порядка. В аппаратуре ОЛВЭ не предусмотрено использования масс-спектрометра по определению знака заряда для выделения позитронной компоненты. Однако можно воспользоваться методикой, примененной в эксперименте Fermi [24], где использовалась анизотропия потока заряженных частиц в магнитном поле Земли. Детали такой методики могут быть определены, когда станут точно известны параметры орбиты космического аппарата ОЛВЭ и габаритные размеры аппаратуры.

Методика выделения из высокоэнергетического космического излучения компоненты гамма-квантов близка к методике выделения электронно-позитронной компоненты. Основную роль здесь играют различия в поперечном и продольном развитии каскада в калориметре для сильно взаимодействующих частиц и частиц только с электромагнитным взаимодействием, а критерием отбора гамма-квантов из фона электронов и позитронов является отсут-

ствие заряда. Однако без существенной доработки аппаратуры, которая нереальна при значительных габаритах спектрометра ОЛВЭ, ожидаемые характеристики не позволяют квалифицировать ОЛВЭ как полноценный гамма-телескоп. Применение методики ионизационного калориметра (ИК) дает ожидаемый нижний энергетический порог для гамма-квантов масштаба 2×10^{11} эВ и не может обеспечить угловое разрешение выше одного градуса, что для полноценного гамма-телескопа недостаточно.

3. ПРОЕКТНЫЙ ОБЛИК ОЛВЭ

3.1. Концепции построения Обсерватории лучей высокой энергии, ОЛВЭ

1. Основным принципом проекта ОЛВЭ является требование к высокому значению фактора экспозиции, который должен превышать на полтора–два порядка таковой у всех проведенных и запланированных экспериментов.

2. Высокий фактор экспозиции должен сочетаться с высокой точностью в измерениях, необходимой для построения спектров редких компонент и поиском тонкой структуры различных энергетических спектров КЛ.

3. Для прямой регистрации частиц КЛ необходимо иметь в составе научной аппаратуры как минимум две регистрирующие системы: систему измерения энергии (спектрометр) и систему измерения заряда (либо регистрации его отсутствия). В качестве спектрометра для столь беспрецедентно широкого диапазона высоких и сверхвысоких энергий может быть использована лишь методика ионизационного калориметра (ИК) [30]. Это традиционная и хорошо изученная методика, основанная на измерении каскада вторичных частиц, рожденных в веществе (поглотителе) ИК. Точность в измерениях ИК в первую очередь зависит от глубины ИК, поэтому для космических экспериментов главная трудность его использования — значительная масса прибора. Для измерения заряда предложена многослойная кремниевая матрица детекторов — методика, которая успешно была применена в ряде космических экспериментов (например, [7, 8, 10]).

4. Построение комплекса научной аппаратуры ОЛВЭ осуществляется с использованием и дальнейшим развитием новейших технологий экспериментальной физики высоких энергий, которые получили апробацию в космических экспериментах.

5. Решающим фактором успешной реализации астрофизического эксперимента ОЛВЭ является использование ракеты-носителя тяжелого (сверхтяжелого) класса, минимально допустимая масса космического аппарата ОЛВЭ должна составлять 16 т, в этом случае масса научной аппаратуры может достигнуть 12 т.

6. В космическом комплексе ОЛВЭ, кроме массы, нет особых требований к космическому аппарату

и орбите. Все служебные системы комплекса должны быть адаптированы к существующим системам отечественных серийных космических аппаратов и наземной инфраструктуры.

3.2. Ионизационный калориметр ОЛВЭ

Для регистрации ядерной компоненты КЛ оптимальным веществом поглотителя ИК может служить вещество со средним значением плотности, например железо с плотностью $\rho = 7.8 \text{ г/см}^3$. Именно так было сделано в гетерогенном ИК (железо, полистирол) в эксперименте СОКОЛ [31]. Таким хорошим выбором является тяжелый сцинтиллятор, например, гомогенный, полностью активный ИК из ВГО (кристалл германата висмута), $\rho = 7.1 \text{ г/см}^3$, как в эксперименте АГИС [22]. В этом случае идет одновременное эффективное развитие как адронной, так и электромагнитной частей каскада. Для регистрации лептонной компоненты оптимально использовать тяжелый поглотитель (свинец, вольфрам) в целях наиболее эффективного развития электромагнитного каскада. Для объединения этих требований, после математического моделирования [32] в качестве поглотителя для ИК ОЛВЭ было выбрано сочетание очень легкого активного вещества — сцинтиллятора из полистирола, $\rho = 1.0 \text{ г/см}^3$, и очень тяжелого поглотителя из вольфрамо-медно-никелевого сплава, $\rho = 16.2 \text{ г/см}^3$. Опыт использования этого материала в эксперименте НУКЛОН показал его высокую механическую прочность и достаточную пластичность для создания каркаса ИК. Оптимальной формой (с учетом технологичности при создании) после широкомасштабного моделирования была выбрана форма ИК в виде шестиугольной призмы. Внутренняя структура ИК должна обеспечивать обзор в телесном угле 4π и определять форму каскада с требуемой точностью для выделения лептонной компоненты из фона протонов, а также допускать реконструкцию начальной траектории частицы с точностью, достаточной для надежной селекции сигнала первичной частицы в кремниевой матрице, используемой для определения заряда. Для удовлетворения этих требований ИК собирается из набора шестиугольных детекторов, каждый из которых состоит из пластин вольфрамового сплава примерно 2 мм толщиной (как поглотитель — одна каскадная единица) и трех слоев сцинтилляционных стрипов высотой 8 мм каждый и шириной 25 мм. Ширина стрипа была оптимизирована как компромисс между требованием получить достаточную точность реконструкции формы каскада и, следовательно, направления прилета первичной частицы, и не умеренным числом электронных каналов, необходимых для считывания сигналов всех стрипов. Светосбор осуществляется по оптоволокну, проложенным в пазах стрипов. Сами стрипы размещены в трех направлениях при углах 0° , 60° , 120° , рис. 1а. Подобная сцинтилляционная сборка и материал поглотителя были ис-

пользованы в эксперименте НУКЛОН [33], рис. 1б. Предлагаемая методика имеет достаточно высокие характеристики для решения задач ОЛВЭ — равномерность светосбора по площади в единицы процентов, и не менее 10 фотоэлектронов от одного события mip (minimally ionizing particle) — пересечения стрипа одной однозарядной релятивистской частицей.

Задачи проекта могут быть реализованы только в случае достаточно габаритного и массивного ионизационного калориметра. Рассмотрены два варианта ИК с учетом развития новых отечественных ракетоносителей тяжелого и сверхтяжелого классов — ИК массой 10 т [33] и ИК 30 т [34]. После детального моделирования для оптимизации формы ИК [32] определены габариты двух основных вариантов для калориметров 10 т (высота шестиугольной призмы $h = 1470$ мм, диаметр шестиугольника $d = 1600$ мм) и 30 т ($h = 2330$ мм, $d = 2300$ мм), рис. 2, рассчитаны геометрические факторы и оценена точность измерения энергии для них.

Точность измерения энергии (ширина аппаратной функции) для ионизационных калориметров зависит от толщины вещества в направлении траектории частицы, попавшей в калориметр. Калориметр спектрометра ОЛВЭ (в обоих вариантах, 10 и 30 т) допускает прилет частицы с любого направления, но каждая отдельная траектория первичной частицы дает свою собственную длину части траектории частицы, пересекающей калориметр. Это означает, что для каждой частицы имеется свой собственный эффективный калориметр определенной толщины, и если рассмотреть теперь все возможные траектории прилета частиц для изотропного падения частиц на спектрометр, то мы получим распределение по толщинам таких эффективных калориметров. Каждой толщине калориметра отвечает своя собственная ошибка в измерении энергии. Чем больше толщина, тем меньше ошибка. Таким образом, по распределению эффективных толщин калориметра для разных траекторий первичной частицы получаем соответствующее ему распределение величин ошибок определения энергии. Это распределение исчерпывающим образом описывает информацию об ошибках определения энергии. На рис. 3 приведено распределение ошибок измерения энергии (в процентах) для калориметров массой 10 т (а) и 30 т (б), полученное Монте-Карло-моделированием с калориметрами, показанными на рис. 2. По рисункам можно увидеть, например, что для калориметра 10 т наиболее вероятная ошибка измерения энергии составляет 18%, для калориметра 30 т — 11%. Вместе с каждым распределением ошибок на рис. 3 показана информационная панель, на которой приведено среднее энергетическое разрешение по всему распределению и рассчитанный геометрический фактор эксперимента. Для ИК 10 т эффективный геометрический фактор составляет $\Omega = 11.8 \text{ м}^2 \text{ ср}$ при среднем значении разрешения 27.9%. Для ИК 30 т эти значения со-

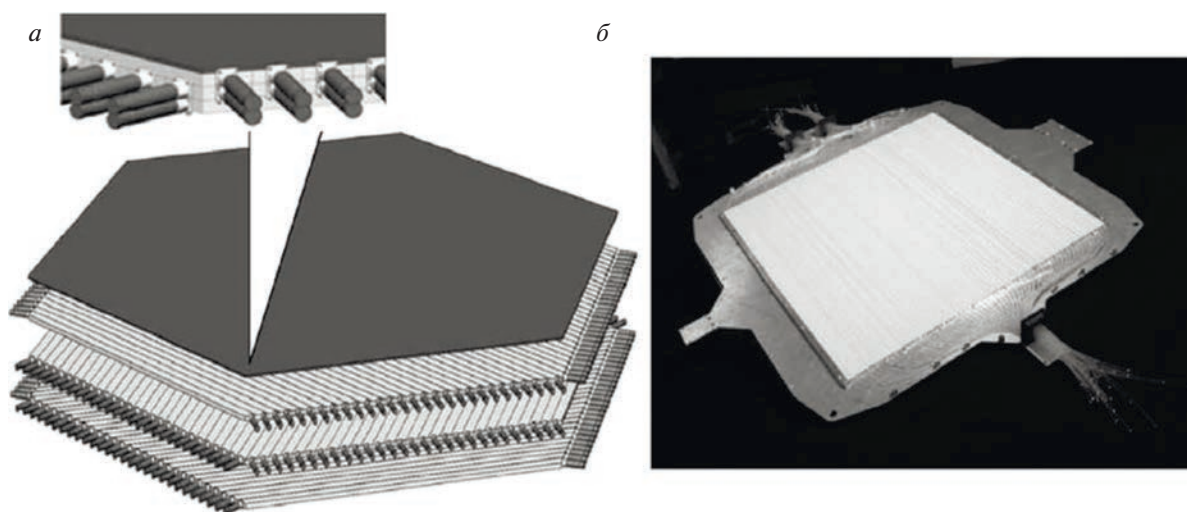


Рис. 1. Проектный облик детектора ИК ОЛВЭ (а), фотография сцинтиляционной сборки из аппаратуры НУКЛОН (б).

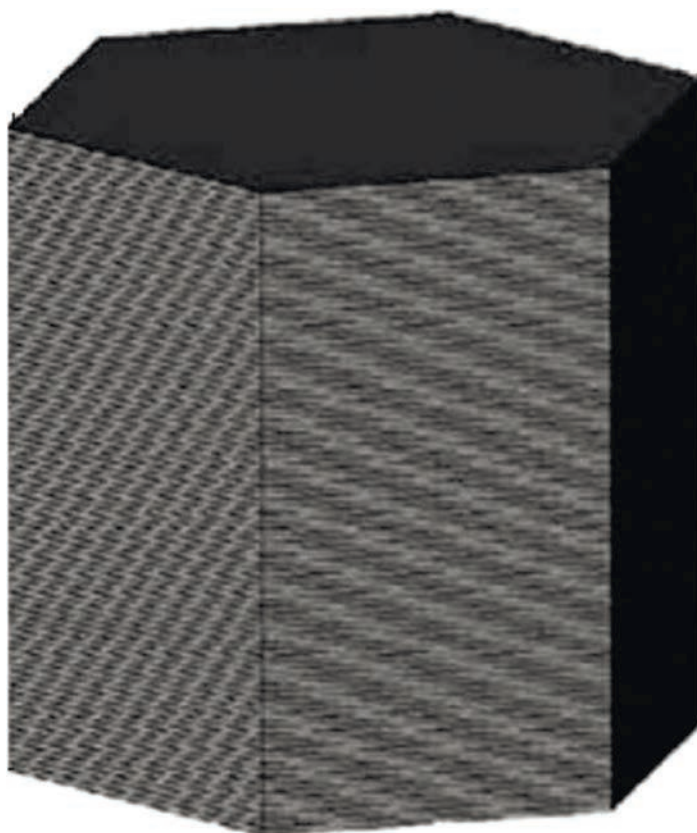


Рис. 2. Сборка детекторов ИК ОЛВЭ. Для массы ИК 10 т высота шестиугольной призмы $h = 1470$ мм, диаметр шестиугольника $d = 1600$ мм, для массы 30 т $h = 2330$ мм, $d = 2300$ мм.

ставляют $\Omega = 30.1 \text{ м}^2 \text{ ср}$ и 21.6% соответственно. Приведенные цифры соответствуют падающим протонам с энергией 2 ТэВ. Для энергий протонов выше нескольких сотен ГэВ энергетическое разрешение слабо зависит от энергии, поэтому полученные цифры действительны для всего энергетического диапазона, покрываемого ОЛВЭ. Протоны представляют самый сложный случай измерения энергии для кало-

риметра из-за наибольшей длины пробега до ядерного взаимодействия, по сравнению с более тяжелыми ядрами. Для ядер с зарядом больше единицы геометрический фактор повышается на величину вплоть до нескольких десятков процентов, со значительным повышением точности в зависимости от типа ядра.

Для электронов/позитронов и гамма-квантов, для калориметра весом 10 т геометрический фактор со-

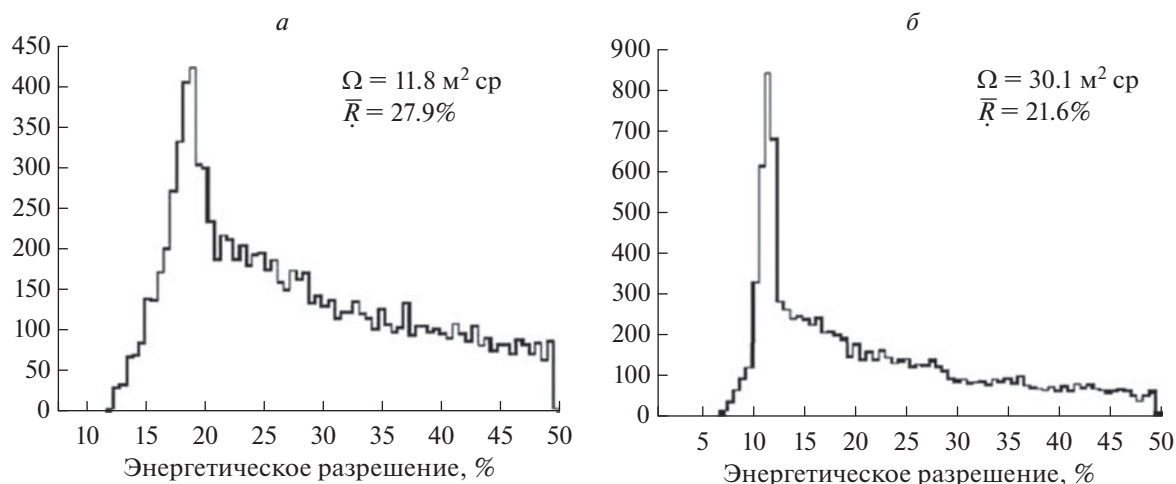


Рис. 3. Эффективный геометрический фактор и распределения энергетического разрешения для протонов при калориметре 10 т (а) и 30 т (б).

ставляет величину $\Omega \sim 20 \text{ м}^2 \text{ ср}$, для калориметра 30 т — $\Omega \sim 45 \text{ м}^2 \text{ ср}$, при средней точности измерений энергии 1–2%, которая определяется почти исключительно величиной шума электроники и ее собственной точностью [32].

3.3. Система измерения заряда ОЛВЭ

Вокруг ИК (рис. 4а) размещена система измерения заряда, которая представляет собой четырехслойную кремниевую матрицу, разделенную на четырехугольные детекторы. Структурно матрица состоит из сборок, собранных по методике, аналогичной примененной в аппаратуре НУКЛОН [10] (рис. 4б). Методика допускает создание сборок, требуемых размеров в соответствии с формой ИК ОЛВЭ, что дает перекрытие рабочей апертуры практически на 100%. Для повышения точности при сверхвысоких энергиях размер площади детектора уменьшен, в сравнении с аппаратурой НУКЛОН, до 1 см^2 . Основным искажающим фактором в зарядовых измерениях при использовании кремниевой матрицы в комплексе с ионизационным калориметром является воздействие обратного тока из каскада ИК. Используя опыт моделирования обратных токов авторами для экспериментов АТЭС и НУКЛОН и то, что моделирование для этих экспериментов разумно соответствовало эксперименту, для геометрии ИК ОЛВЭ также было проведено детальное моделирование величин обратного тока в планируемом эксперименте [32]. На рис. 5 представлены результаты такого моделирования. По ним видно, что даже для протонов с энергией больше 10^{15} эВ вероятность регистрации эмулированного обратного протона или более тяжелых ядер составляет около 1%. Для более тяжелых ядер эта вероятность составляет около 0.3%, а для более низких начальных энергий частиц эти вероятности ниже. Среднее зарядовое разрешение с учетом всех факторов искажения оценено не

более 0.2 зарядовых единиц для группы ядер CNO. Эта величина подтверждается практикой работы в эксперименте НУКЛОН, в котором, с точностью до размеров кремниевых детекторов, система измерения заряда устроена точно так же, как в эксперименте ОЛВЭ.

3.4. Основные характеристики научной аппаратуры ОЛВЭ

Представленная выше геометрия и структура аппаратуры ОЛВЭ позволяет оценить количество электронных каналов и энергопотребление обсерватории ОЛВЭ, с учетом предположения, что считывающая и управляющая электроника будет, как минимум, не более энергозатратной, чем электроника аппаратуры НУКЛОН. В табл. 1 представлено количество электронных каналов, энергопотребление и ежедневный объем данных ОЛВЭ в зависимости от массы калориметра. В табл. 2 приведена оценка ежедневного объема данных в зависимости от массы ионизационного калориметра. В табл. 2–4 даны оценки ожидаемой статистики в зависимости от массы калориметра и времени экспозиции для протонов и ядер, электронов + позитронов и гамма-квантов соответственно. Данные для спектра всех частиц в табл. 2 взяты из работы [35], данные для электронов + позитронов в табл. 3 взяты из работы [27], данные по интенсивности гамма-излучения в табл. 4 даны для средних галактических широт 10° – 30° [36]. Как видно из таблиц, все поставленные задачи при успешной реализации аппаратура ОЛВЭ выполнит в полном объеме.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Космический эксперимент ОЛВЭ по своим характеристикам — “прорывной” эксперимент, который на ближайшие десятилетия определит направление исследований в астрофизике частиц высоких энер-

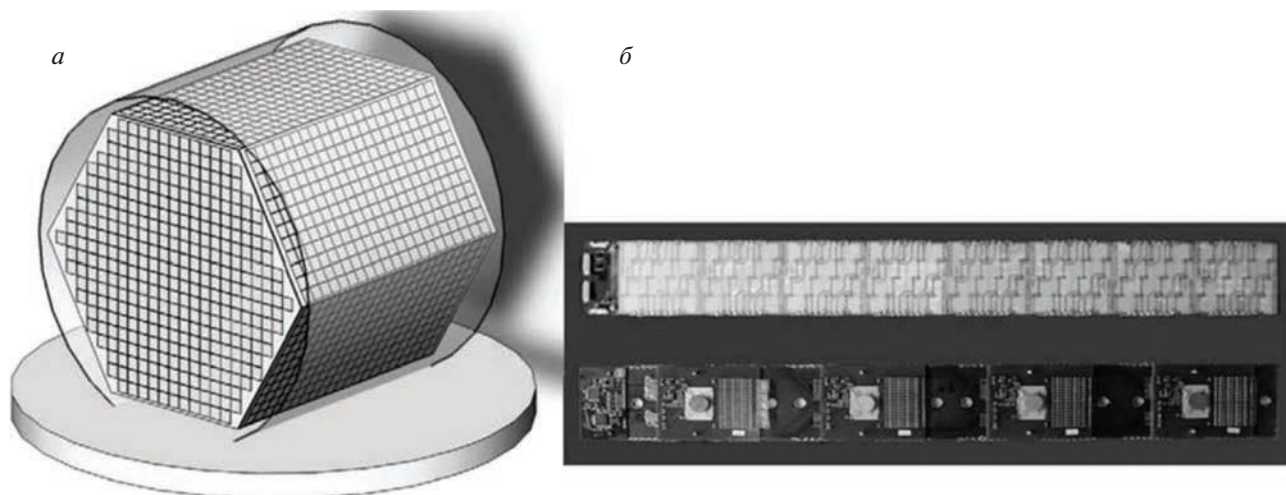


Рис. 4. Проектный облик системы измерения заряда аппаратуры ОЛВЭ (а), фотография сборки аппаратуры НУКЛОН (б).

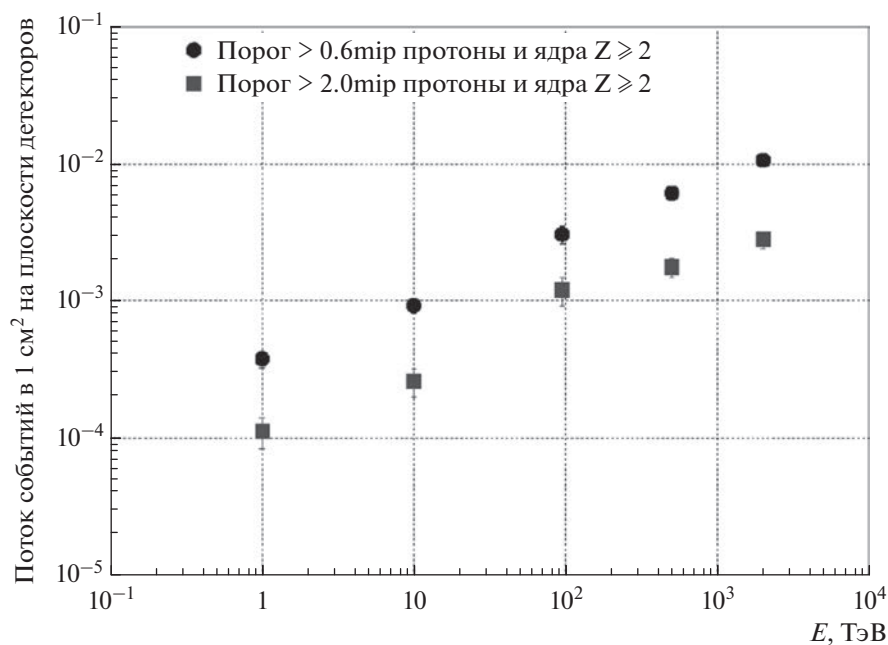


Рис. 5. Вероятность регистрации частицы обратного тока в детекторе заряда площадью 1 см при пороге в 0.6 mip (mip — однозарядная релятивистская частица) при регистрации протонов и при пороге 2.0 mip при регистрации ядер с $Z \geq 2$.

Таблица 1. Количество электронных каналов, энергопотребление и ежедневный объем данных ОЛВЭ в зависимости от массы калориметра

Масса калориметра	10 т	30 т
Каналы система измерения заряда	270 000	570 000
Каналы ионизационного калориметра	6 700	14 000
Энергопотребление, кВт	5	10.5
Энергетический порог (> 300 ГэВ), Гб/сутки	800	2400
Энергетический порог (> 1000 ГэВ), Гб/сутки	100	300

Таблица 2. Ожидаемая статистика в зависимости от массы ИК и времени экспозиции, протоны и ядра

Е, эВ	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}	5×10^{15}	10^{16}
10 т 7 лет	7.1×10^8	1.5×10^7	3.5×10^5	6.1×10^3	2.8×10^2	65
30 т 7 лет	1.8×10^9	3.8×10^7	9.0×10^5	1.6×10^4	7.2×10^2	164

Таблица 3. Ожидаемая статистика в зависимости от массы ИК и времени экспозиции, электроны + позитроны

Е, эВ	3×10^{11}	10^{12}	3×10^{12}	10^{13}
10 т 7 лет	3.3×10^6	1.7×10^5	6.2×10^3	—
30 т 7 лет	8.2×10^6	4.4×10^5	1.6×10^4	—

Таблица 4. Ожидаемая статистика в зависимости от массы ИК и времени экспозиции, диффузные гамма-кванты для средних галактических широт 10° – 30°

Е, эВ	3×10^{11}	10^{12}	3×10^{12}	10^{13}
10 т 7 лет	2.0×10^4	3.7×10^3	9.4×10^2	209
30 т 7 лет	5.1×10^4	9.1×10^3	2.4×10^3	530

гий. Проект имеет высокий уровень технологической подготовленности, в реализации используются только отечественные технологии, проект прошел все стадии НИР и включен в Федеральную космическую программу России. Реализация эксперимента запланирована на период 2026–2035 гг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей (Изд-во Акад. наук СССР, Москва, 1963).
- Г. Ф. Крымский, Докл. Акад. наук СССР **234**, 1306 (1977).
- A. R. Bell, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **182**, 147 (1978).
- W. I. Axford, in Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference (Paris, France, 1981), Vol. 12, p. 155.
- V. S. Ptuskin and V. N. Zirakashvili, Astron. Astrophys. **429**, 755 (2005).
- E. G. Berezhko, Adv. Space Res. **41**, 429 (2008).
- T. G. Guzik, J. H. Adams, H. S. Ahn, G. Bashindzhagyan, J. Chang, M. Christl, A. R. Fazely, O. Ganel, D. Granger, R. Gunasingha, Y. J. Han, J. B. Isbert, H. J. Kim, K. C. Kim, S. K. Kim, E. N. Kouznetsov, et al., Adv. Space Res. **33**, 1763 (2004).
- M. Casolino, O. Adriani, M. Ambriola, G. C. Barbarino, A. Basili, G. A. Bazilevskaja, M. Boezio, E. A. Bogomolov, L. Bonechi, M. Bonghi, V. Bonvicini, A. Bruno, F. Cafagna, D. Campana, P. Carlson, G. Castellini, et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **588**, 243 (2008).
- AMS Collab. (M. Aguilar et al.), Phys. Rep. **366**, 331 (2002).
- E. Atkin, V. Bulatov, V. Dorokhov, N. Gorbunov, S. Filippov, V. Grebenyuk, D. Karmanov, I. Kovalev, I. Kudryashov, M. Merkin, A. Pakhomov, D. Podorozhny, D. Polkov, S. Porokhovoy, V. Shumikhin, L. Sveshnikova, et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **770**, 189 (2015).
- H. S. Ahn, P. Allison, M. G. Bagliesi, J. J. Beatty, G. Bigongiari, P. Boyle, J. T. Childers, N. B. Conklin, S. Coutu, M. A. DuVernois, O. Ganel, J. H. Han, J. A. Jeon, K. C. Kim, J. K. Lee, M. H. Lee, et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **579**, 1034 (2007).
- O. Adriani, Y. Akaike, K. Asano, Y. Asaoka, M. G. Bagliesi, G. Bigongiari, W. R. Binns, S. Bonechi, M. Bonghi, J. H. Buckley, G. Castellini, M. L. Cherry, G. Collazuol, K. Ebisawa, V. Di Felice, H. Fuke, et al., J. Phys.: Conf. Ser. **632**, 012023 (2015).
- J. Chang, G. Ambrosi, Q. An, R. Asfandiyarov, P. Azzarello, P. Bernardini, B. Bertucci, M. S. Cai, M. Caragiulo, D. Y. Chen, H. F. Chen, J. L. Chen, W. Chen, M. Y. Cui, T. S. Cui, A. D'Amone, et al., Astropart. Phys. **95**, 6 (2017).
- А. Д. Панов, Д. М. Подорожный, А. Н. Турундаевский; <https://doi.org/10.24108/preprints-3112772>
- С. Б. Шаулов, В. А. Рябов, А. Л. Щепетов, С. Е. Пятовский, В. В. Жуков, Е. А. Куприянова, Е. Н. Гудкова, Письма в ЖЭТФ **116**, 3 (2022).
- W. R. Binns, T. L. Garrard, P. S. Gibner, M. H. Israel, M. P. Kertzman, J. Klarman, B. J. Newport, E. C. Stone, and C. J. Waddington, Astrophys. J. **346**, 997 (1989).
- W. R. Binns, R. G. Bose, D. L. Braun, T. J. Brandt, W. M. Daniels, P. F. Dowkontt, S. P. Fitzsimmons, D. J. Hahne, T. Hams, M. H. Israel, J. Klemic, A. W. Labrador, J. T. Link, R. A. Mewaldt, J. W. Mitchell, P. Moore, et al., Astrophys. J. **788**, 18 (2014).
- J. Donnelly, A. Thompson, D. O'Sullivan, J. Daly, L. Drury, V. Domingo, and K.-P. Wenzel, Astrophys. J. **747**, 40 (2012).

19. M. H. Israel, W. R. Binns, E. R. Christian, A. C. Cummings, G. A. de Nolfo, R. A. Leske, R. A. Mewaldt, E. C. Stone, T. T. von Rosenvinge, and M. E. Wiedenbeck, in *Proceedings of the 32th International Cosmic Ray Conference* (Beijing, China, 2011), Vol. 6, p. 32.
20. V. Bulatov, S. Fillippov, D. Karmanov, I. Kovalev, A. Kurganov, M. Panasyuk, A. Panov, D. Podorozhny, D. Polkov, L. Tkatchev, P. Tkatchev, A. Turundaevskiy, and O. Vasiliev, *Adv. Space Res.* **64**, 2610 (2019).
21. I. V. Moskalenko and A. W. Strong, *Astrophys. J.* **493**, 694 (1998); astro-ph/9710124.
22. J. Chang, J. H. Adams, H. S. Ahn, G. L. Bashindzhagyan, M. Christl, O. Ganel, T. G. Guzik, J. Isbert, K. C. Kim, E. N. Kuznetsov, M. I. Panasyuk, A. D. Panov, W. K. H. Schmidt, E. S. Seo, N. V. Sokolskaya, J. W. Watts, et al., *Nature* **456**, 362 (2008).
23. S. V. Borisov, M. Boezio, S. A. Voronov, A. M. Galper, G. Jerse, A. V. Karelin, E. Mocchiutti, P. Picozza, O. Adriani, G. A. Bazilevskaya, R. Bellotti, V. Bonvicini, L. Bonechi, S. Bottai, A. Bruno, A. Vacchi, et al., *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **37**, 184 (2010).
24. S. Abdollahi et al. (The Fermi-LAT Collab.), *Phys. Rev. D* **95**, 082007 (2017); arXiv: 1704.07195.
25. M. Aguilar, L. Ali Cavazonza, G. Ambrosi, L. Arruda, N. Attig, F. Barao, L. Barrin, A. Bartoloni, S. Basegmez-du Pree, J. Bates, R. Battiston, M. Behlmann, B. Beischer, J. Berdugo, B. Bertucci, V. Bindi, et al., *Phys. Rep.* **894**, 1 (2021).
26. G. Ambrosi, Q. An, R. Asfandiyarov, P. Azzarello, P. Bernardini, B. Bertucci, M. S. Cai, J. Chang, D. Y. Chen, H. F. Chen, J. L. Chen, W. Chen, M. Y. Cui, T. S. Cui, A. D'Amone, A. De Benedittis, I. De Mitri, et al., *Nature* **552**, 63 (2017).
27. O. Adriani et al. (CALET Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **120**, 261102 (2018).
28. A. D. Panov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **409**, 012004 (2013).
29. O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya, 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).
30. Н. Л. Григоров, И. Д. Рапопорт, В. Я. Шестоперов, *Частицы высоких энергий в космических лучах* (Наука, Москва, 1973).
31. A. Turundaevskiy and D. Podorozhnyi, *Adv. Space Res.* **60**, 1578 (2009).
32. A. Kurganov, D. Karmanov, A. Panov, D. Podorozhny, L. Tkachev, and A. Turundaevsky, arXiv: 2306.13406 [Astro-ph.HE].
33. PH “Союз-5”, <https://www.roscosmos.ru/28990/>
34. PH “Ангара-A5”, <https://www.roscosmos.ru/36320/>
35. A. Turundaevskiy, D. Karmanov, I. Kovalev, I. Kudryashov, A. Kurganov, A. Panov, and D. Podorozhny, *Adv. Space Res.* **70**, 2696 (2022).
36. A. Neronov and D. Semikoz, *Astron. Astrophys.* **633**, A94 (2020).

PROJECT OLVE (OBSERVATORY OF HIGH-ENERGY COSMIC RAYS): OBJECTIVES AND DESIGN FORM

D. Podorozhny¹⁾, D. Karmanov¹⁾, I. Kovalev¹⁾, A. Kurganov¹⁾, A. Panov¹⁾, A. Turundaevsky¹⁾

¹⁾Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

The High Energy Cosmic Ray Observatory (HERO) is an experimental design for the direct study of cosmic rays based on the use of an ultra-heavy ionization calorimeter. The effective geometric factor of the facility will be at least 12 m² sr for cosmic-ray protons and at least 16–20 m² sr for nuclei and electrons. During 5–7 years of exposure, this mission will make it possible to measure the energy spectra of all common and rare cosmic-ray nuclei in the energy region 10¹²–10¹⁶ eV/particle with element-by-element resolution of the charge of nuclei and with sufficiently high energy resolution. It is planned to study not only the charge range of cosmic-ray nuclei $Z = 1 - 26$, but also the detection of super-heavy nuclei beyond the iron peak, as well as high-energy electrons, positrons and gamma rays. The main objectives, design appearance and characteristics of the space mission are discussed.

ВОЗМОЖНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ТэВных ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

© 2024 г. А. П. Стужин^{1)*}, В. В. Михайлов¹⁾

Поступила в редакцию 11.10.2023 г.; после доработки 11.10.2023 г.; принята к публикации 11.10.2023 г.

Исследование электронного и позитронного спектра галактических космических лучей является важной задачей астрофизики высоких энергий. Необходимость использования новых методов регистрации электронов и позитронов обусловлена недостаточной статистической достоверностью данных современных экспериментов в ТэВном диапазоне энергий. В настоящей работе исследован один из возможных методов регистрации, основанный на использовании синхротронного излучения электронов и позитронов в магнитном поле Земли. С помощью моделирования траекторий высокоэнергетичных электронов, позитронов и испущенных ими синхротронных фотонов проведена оценка темпа счета детектора для орбиты МКС и РОС. Показана возможность разделения электронов и позитронов с помощью данного метода.

DOI: 10.31857/S0044002724030047, EDN: IWWXAB

1. ВВЕДЕНИЕ

Потоки легких компонент галактических космических лучей (ГКЛ) несут уникальную информацию об астрофизических процессах и объектах в Галактике. Они также могут пролить свет на природу темной материи. Позитроны и электроны ТэВных энергий испытывают значительные потери на синхротронное излучение и комптоновское рассеяние при распространении в межзвездной среде. Это приводит к ограничению на время жизни $t \sim 1.5 \times 10^5$ лет и расстоянию до источника $r \sim 100$ пк для данной компоненты космических лучей [1]. Например, 90% потока электронов с энергией 2 ТэВ испускается источниками, расстояние до которых не превышает 500 пк. Это значительно меньше, чем радиус диска Млечного Пути, который составляет $r \sim 15$ кпк, что позволяет исследовать локальные галактические источники.

На роль источников позитронов и электронов ГКЛ высоких энергий претендуют близкие пульсары, остатки сверхновых, процессы аннигиляции и распада гипотетических частиц темной материи. Также высказываются предположения об активных карликовых звездах, которые могут образовывать позитроны до энергий в несколько сотен ГэВ [2].

Для изучения характеристик различных источников необходимо различить спектральные особенности в потоках F_e^- и F_e^+ . Кроме того, важную роль играет отношение позитронного потока к суммарному $f(E) = F_e^+(E)/(F_e^-(E) + F_e^+(E))$, которое согласно общепринятой модели распространения ГКЛ должно уменьшаться с ростом энергии в предположении рож-

дения позитронов при взаимодействии космических лучей с межзвездной средой [3]. Однако результаты PAMELA [4] и последующие данные AMS-02 [5] показывают рост отношения с увеличением энергии от ~ 10 ГэВ до максимальной доступной для измерения энергии 1 ТэВ. Это опровергает модель вторичного рождения позитронов. Существующие экспериментальные данные активно пытаются объяснить наличие дополнительных позитронных источников, перечисленных выше.

На сегодняшний день данные о потоках электронов и позитронов ГКЛ получают посредством проведения прямых измерений с помощью космических детекторов AMS-02 [5], CALET [6], DAMPE [7] и Fermi-LAT [8], а также косвенных в экспериментах MAGIC [9], H.E.S.S., LHAASO [10, 11] на поверхности Земли. На рис. 1 показан спектр электронов, домноженный на энергию E^3 .

Современные космофизические эксперименты, как AMS-02, имеют меньшую статистику по сравнению с наземными. Это связано с техническими и конструкционными ограничениями на их размеры. Из рис. 1 видно, что к 2030 году спектр электронов может быть измерен по результатам AMS-02 только до 2 ТэВ [12]. В наземных экспериментах, таких как H.E.S.S., со значительно большей апертурой, чем в космических, осуществляют попытки продления спектра до более высоких энергий. Однако они испытывают значительные трудности с разделением адронной компоненты широких атмосферных ливней и электрон-позитронной. В частности, результаты эксперимента LHAASO позволяют только оценить верхний предел потока электронов в области энергий > 10 ТэВ [11].

¹⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

* E-mail: starwarriors2@mail.ru

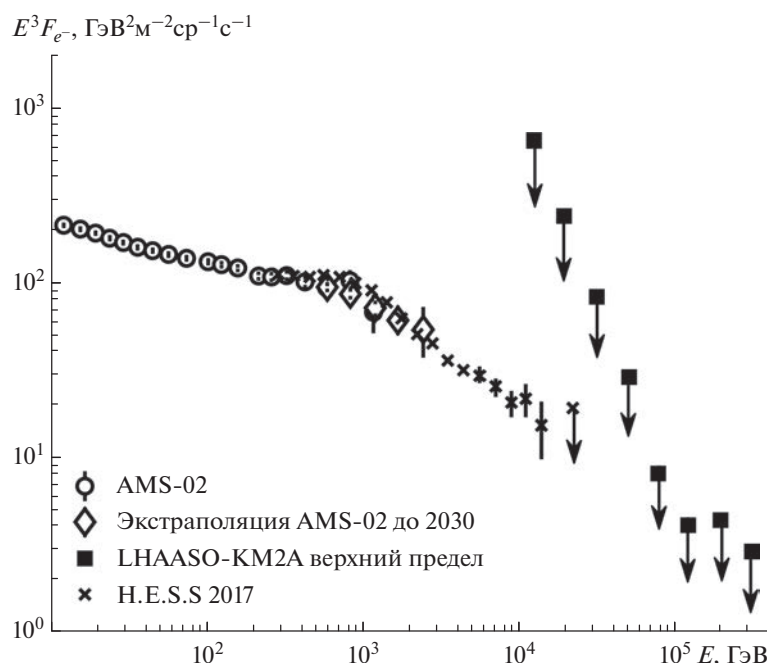


Рис. 1. Поток электронов по данным различных экспериментов, а также ожидаемый в AMS-02 к 2030 г. спектр электронов [9, 11, 12]. Данные H.E.S.S. взяты из [11].

Еще более трудной задачей является изучение позитронного спектра в ТэВном диапазоне энергий. Поток позитронов значительно меньше электронной и адронной компонент, что значительно усложняет процесс его измерения. Экспериментальные данные AMS-02 обрываются при энергиях ~ 1 ТэВ. Модификация детектора в 2025 году позволит продвинуться до энергии ~ 2 ТэВ [12]. Авторы работы [12] полагают, что это позволит отличить астрофизические модели происхождения позитронного избытка от моделей темной материи. Однако для дальнейших исследований потоков позитронов ТэВных энергий необходимо использовать новые методики регистрации.

Вопросы происхождения в Галактике высокоэнергетичных электронов и позитронов делают задачу постановки новых экспериментов с высокой эффективностью особенно актуальной. Интересной представляется идея измерения потока позитронов и электронов с помощью их синхротронного излучения в геомагнитном поле [13, 14]. В такой методике Земля выполняет роль магнитного спектрометра. В настоящей работе проведено моделирование условий регистрации позитронов и электронов в ТэВном диапазоне энергий детектором, работа которого основана на данной методике.

2. МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ

Исследовалось расположение детектора на орбите международной космической станции МКС с наклоном 51.6° и орбите планируемой высокоширотной российской орбитальной станции РОС с наклоном 96° – 97° на высоте 400 км.

Принципиальная схема предполагаемого детектора представлена на рис. 2. Планируется составная система из synchrotron radiation detector (SRD) и многослойного electromagnetic calorimeter (ECAL). Двигаясь в магнитном поле Земли по искривленной траектории электроны и позитроны испускают синхротронные фотоны, которые преимущественно регистрируются с помощью SRD. Сами заряженные частицы, попадая в калориметр и вызывая в нем электромагнитный ливень, регистрируются с помощью триггера от сцинтилляционных детекторов C1 и C2. Узкий конус испускания синхротронного излучения с углом раствора $\theta_{e^-,e^+} = \frac{mc^2}{E} \ll 1$ приводит к высокой линейности расположения зарегистрированных фотонов в плоскости детектора. Совмещая сигналы с C1, C2 и линейные события в SRD возможно идентифицировать электроны и позитроны.

Разделение электрон-позитронных и адронных событий может быть осуществлено как за счет измерения энерговыведения в ECAL, так и по сигналам в SRD. Протоны, ядра гелия и другие более тяжелые компоненты космических лучей, в сравнении с электронами и позитронами, испускают значительно менее интенсивное синхротронное излучение, а гамма-кванты от ядерных взаимодействий направлены к оси ливня. Таким образом, их распределение в плоскости детектора является практически симметричным.

Электроны и позитроны, двигаясь в геомагнитном поле, отклоняются в противоположные стороны, что приводит к различным расположениям их синхротронных фотонов в плоскости детектора. Зная точку попадания заряженной частицы в ECAL, можно

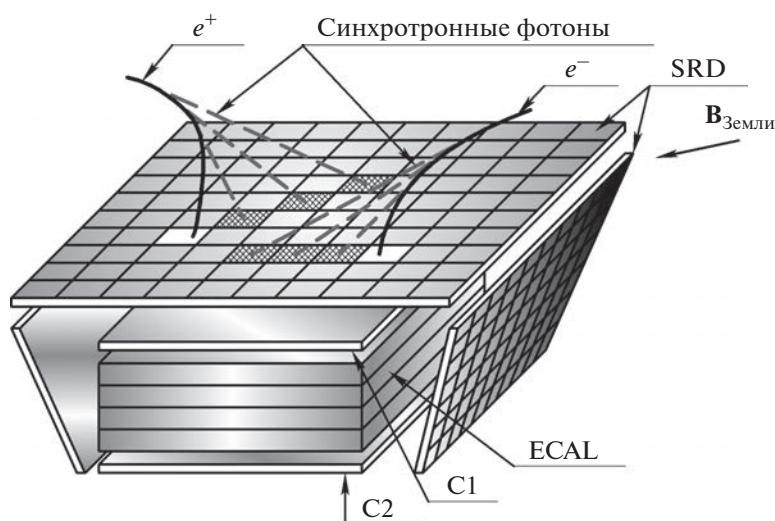


Рис. 2. Принципиальная схема предполагаемого детектора.

отличить эти частицы друг от друга. Для обнаружения линейного события и разделения электронных и позитронных событий необходимо зарегистрировать $N \geq 2$ фотонов. События с меньшим N не могут быть надежно разделены по знаку заряда и относятся к фоновым.

В работе рассматривалась простейшая конфигурация детектора с одной координатной плоскостью SRD, расположенной горизонтально, и детектором частиц под ней.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Методом Монте-Карло моделировались изотропные потоки электронов и позитронов с энергиями от 1 до 50 ТэВ. Их траектории движения в магнитном поле Земли, процесс испускания и попадания в SRD синхротронных фотонов рассчитывались на основе модели IGRF. Непосредственное моделирование детекторных систем и их откликов не проводилось. Отбор зарегистрированных событий осуществлялся на основании числа N попавших в SRD синхротронных фотонов и выбранного значения минимального числа фотонов $N_{\text{cut}} \geq 2$. По оценкам, представленным в работе [15], пространственное разрешение SRD должно составлять $\sim 1\text{--}2$ см. Поэтому в моделировании SRD разбивался на ячейки размером $1 \times 1 \text{ см}^2$. Кроме того, из энергетических спектров синхротронных фотонов следует, что детектор должен работать в диапазоне от 1 кэВ до 1 МэВ [15]. Эффективность регистрации фотонов каждой ячейкой принималась равной 80% исходя из предположения об использовании кристаллов CdZnTe (CZT) [16].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Разделение электронов и позитронов

Исследуемая методика позволяет отличать электронные и позитронные события по расположению

их синхротронных фотонов. На рис. 3 представлены распределения синхротронных фотонов в плоскости SRD площадью $1 \times 1 \text{ м}^2$ от электронов и позитронов на экваторе.

Видно, что максимумы распределений приходятся на различные области детектора. Анализ подобных распределений дает возможность определять отношение между электронным и позитронным потоком по совокупности событий.

Благодаря ECAL, C1 и C2 может быть определена точка регистрации электрона и позитрона в конкретном событии. С помощью моделирования можно рассчитать области наиболее вероятного расположения синхротронных фотонов относительно родительской частицы в SRD. После этого, определяя в эксперименте взаимное положение заряженной частицы и ее синхротронных фотонов, можно идентифицировать заряд частицы для конкретного события. Расчет показал, что в зависимости от среднего уровня фона N_b и минимального допустимого числа синхротронных фотонов при $N_{\text{cut}} > N_b$ вероятность неверного определения заряда не превышает 1–2%. Рисунок 4 демонстрирует вероятности неверного определения заряда частицы. В этих расчетах моделировался пуассоновский фон, равномерно распределенный по плоскости детектора. В дальнейшем необходимы тщательные исследования реальных фоновых условий на различных орбитах и учет обратного тока в самом приборе.

4.2. Темп счета

Важной характеристикой, определяющей эффективность эксперимента, является темп счета. Для оценки использовались измерения CALET, DAMPE и FERMI о суммарном электрон-позитронном потоке ГКЛ [6–8]. С шагом 30° смоделированы горизонтальные расположения детектора на круговых орбитах МКС и РОС на высоте 400 км. Для расчета геометри-

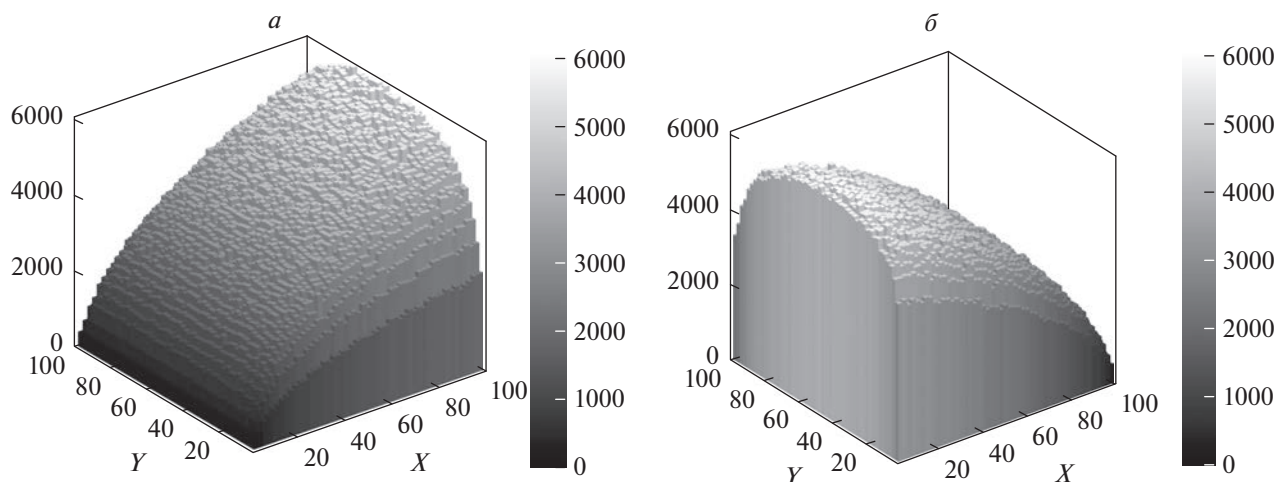


Рис. 3. Распределения фотонов от электронов (а) и позитронов (б) в плоскости SRD $100 \times 100 \text{ см}^2$, расположенного на экваторе. По осям отложены номера сработавших ячеек.

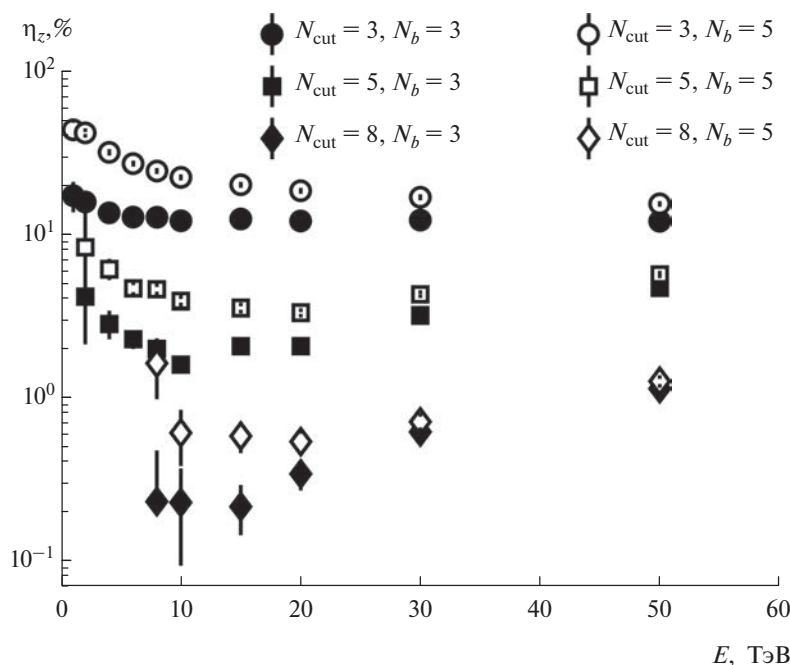


Рис. 4. Зависимость вероятности неверного определения заряда электронов и позитронов от энергии.

ческого фактора детектора с прямоугольной геометрией и расстоянием между C2 и горизонтальным SRD равным 15 см использовались формулы из работы [17]. Площадь SRD принималась равной $2 \times 2 \text{ м}^2$. Рассчитанные энергетические зависимости темпа счета приведены на рис. 5.

Очевидно, что для меньшего значения $N_{\text{cut}} = 2$ ожидаемая статистика больше, чем для $N_{\text{cut}} = 5$, но исходя из рис. 4 видно, что при таком выборе возможна ошибка определения знака заряда при значительном фоне. Также расчеты показали, что темп счета ожидается выше на высокоширотной орбите РОС. Это связано с большей величиной магнитного поля в полярных областях, по сравнению со средними широтами, и, следовательно, с большим значением

интенсивности синхротронного излучения. Поэтому на высоких широтах в детектор в среднем попадает большее количество синхротронных фотонов, чем на низких, что повышает вероятность регистрации. При этом следует учитывать, что реальные фоновые условия в полярных областях Земли могут быть хуже, чем в районах со средними широтами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована возможность регистрации электронов и позитронов ГКЛ по испущенному ими в геомагнитном поле синхротронному излучению.

С помощью компьютерного моделирования Монте-Карло показано, что данная методика может

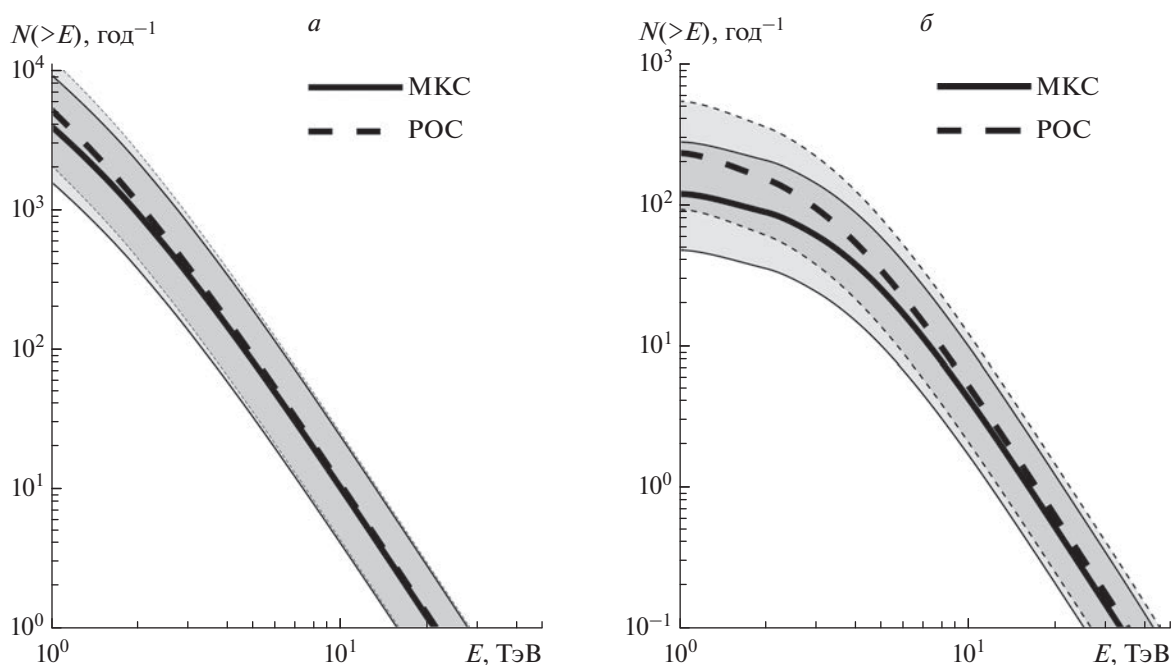


Рис. 5. Энергетическая зависимость интегрального годового темпа счета детектора. $N_{\text{cut}} = 2$ (а) и $N_{\text{cut}} = 5$ (б). Геометрический фактор $\sim 10 \text{ м}^2 \text{ ср}$. Погрешности обозначены закрашенными областями. Они определяются погрешностями существующих экспериментальных данных о потоке $F_{e^-+e^+}$, вносящих основной вклад в ошибку, а также погрешностью моделирования эффективности регистрации.

позволить разделить электронные и позитронные события по их синхротронным фотонам. Рассчитаны ошибки определения заряда частицы при различных соотношениях уровня фона к числу зарегистрированных фотонов. Также проведены оценки годового темпа счета детектора с учетом эффективности SRD. Продемонстрировано, что высокоширотная орбита РОС обеспечивает большую, по сравнению с МКС, статистику.

Методика регистрации электронов и позитронов с помощью их синхротронного излучения в магнитном поле Земли является многообещающей для будущих экспериментов и заслуживает внимания.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект “Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей” № FSWU-2023-0068.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, and H. J. Volk, *Astron. Astrophys.* **294**, L41 (1995).
2. Y. I. Stozhkov, *Adv. Space Res.* **70**, 2727 (2022).
3. I. V. Moskalenko and A. W. Strong, *Astrophys. J.* **493**, 694 (1998).
4. O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya, 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).
5. M. Aguilar et al. (AMS Collab), *Phys. Rev. Lett.* **122**, 101101 (2019).
6. O. Adriani et al. (CALET Collab), *Phys. Rev. Lett.* **120**, 261102 (2018).
7. G. Ambrosi et al. (DAMPE Collab.), *Nature* **552**, 63 (2017).
8. S. Abdollahi et al. (The Fermi-LAT), *Phys. Rev. D* **95**, 082007 (2017).
9. D. Borla Tridon, P. Colin, L. Cossio, M. Doro, and V. Scalzotto, in *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC2011)*, Beijing, China, 2011, Vol. 6, p. 47.
10. K. Egberts et al. for the H.E.S.S. Collab., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **630**, 36 (2011).
11. Zheng Xiong, Sha Wu, and Huihai He for the LHAASO Collab., in *Proceedings of the 38th International Cosmic Ray Conference (ICRC2023)*, Nagoya, Japan, 2023, p. 315.
12. Andrei Kounine on behalf of the AMS Collab., in *Proceedings of the 38th International Cosmic Ray Conference (ICRC2023)*, Nagoya, Japan, 2023, p. 065.
13. O. F. Prilutskii, *JETP Lett.* **16**, 452 (1972).
14. S. A. Stephens and V. K. Balasubrahmanya, *J. Geophys. Res.* **88**, A10, 7811 (1983).
15. A. P. Stuzhin and V. V. Mikhailov, *Phys. At. Nucl.* **86**, 522 (2023).
16. J. Tang, F. Kislat, and H. Krawczynski, *Astropart. Phys.* **128**, 102563 (2021).
17. G. R. Thomas and D. M. Willis, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **5**, 260 (1972).

THE POSSIBILITY OF DETECTING TeV ELECTRONS AND POSITRONS OF GALACTIC COSMIC RAYS USING THE EARTH'S MAGNETIC FIELD

A. P. Stuzhin¹⁾, V. V. Mikhailov¹⁾

¹⁾ *National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

The research of the electron and positron spectrum of galactic cosmic rays is an important task of high-energy astrophysics. The necessity of using new methods of electron and positron registration is caused by insufficient statistical reliability of data from modern experiments in the TeV energy range. In the present work, one of the possible registration methods based on the use of synchrotron radiation of electrons and positrons in the Earth's magnetic field is investigated. Using modeling of trajectories of high-energy electrons, positrons, and synchrotron photons emitted by them, the detector count rate for the ISS and ROS orbit has been estimated. The possibility of separation of electrons and positrons using this method is shown.

ПОИСК ГАММА-КВАНТОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ОТ ИСТОЧНИКА CYGNUS СОСООН В ОКТЯБРЕ–НОЯБРЕ 2020 ГОДА

© 2024 г. Э. Окунева^{1),*}, Л. Свешникова¹⁾, И. Астапов⁴⁾, П. Безъязыков²⁾, А. Блинов³⁾, А. Бородин³⁾, Е. Бонвеч¹⁾, Н. Буднев²⁾, А. Булан¹⁾, П. Бусыгин²⁾, А. Вайдянатан⁵⁾, Н. Волков⁹⁾, П. Волчугов¹⁾, Д. Воронин⁶⁾, А. Гафаров²⁾, Е. Гресь²⁾, О. Гресь²⁾, Т. Гресь²⁾, О. Гришин¹⁾, А. Гармаш^{5),8)}, В. Гребенюк³⁾, А. Гринюк³⁾, А. Дячок²⁾, Д. Журов²⁾, А. Загородников²⁾, А. Иванова²⁾, А. Иванова^{8),2)}, М. Илюшин²⁾, Н. Калмыков¹⁾, В. Киндин⁴⁾, В. Кириухин²⁾, Р. Кокоулин⁴⁾, Н. Колосов²⁾, К. Компаниец⁴⁾, Е. Коростелева¹⁾, В. Кожин¹⁾, Е. Кравченко^{5),8)}, А. Крюков¹⁾, Л. Кузьмичев¹⁾, А. Кьявасса¹¹⁾, М. Лаврова³⁾, А. Лагутин⁹⁾, Ю. Лемешев²⁾, Б. Лубсандоржиев⁶⁾, Н. Лубсандоржиев¹⁾, С. Малахов²⁾, Р. Миргазов²⁾, Р. Монхоев²⁾, Е. Осипова¹⁾, А. Пахоруков²⁾, А. Пан³⁾, А. Панов¹⁾, Л. Паньков²⁾, А. Петрухин⁴⁾, Д. Подгрудков¹⁾, И. Поддубный²⁾, Е. Попова⁶⁾, Е. Постников¹⁾, В. Просин¹⁾, В. Птускин⁷⁾, А. Пушкин²⁾, А. Разумов¹⁾, Р. Райкин⁹⁾, Г. Рубцов⁶⁾, Е. Рябов²⁾, В. Самолига²⁾, И. Сатышев³⁾, А. Силаев¹⁾, А. Силаев (мл.)¹⁾, А. Сидоренков⁶⁾, А. Скурихин¹⁾, А. Соколов^{5),8)}, В. Таболенко²⁾, А. Танаев²⁾, М. Терновой²⁾, Л. Ткачев¹⁰⁾, Н. Ушаков⁶⁾, Д. Чернов¹⁾, И. Яшин⁴⁾

Поступила в редакцию 29.11.2023 г.; после доработки 29.11.2023 г.; принята к публикации 29.11.2023 г.

В ноябре 2020 г. нейтринная обсерватория IceCube зарегистрировала нейтринное событие с энергией 150 ТэВ с направления на гамма-источник Cygnus Sosoop. В эксперименте Sagret-2 в составе Баксанской нейтринной обсерватории (БНО) было зарегистрировано резкое увеличение потока событий с энергией более 300 ТэВ с того же направления в пределах угловой точности событий. Этот поток на четыре порядка превышает ожидаемую интенсивность гамма-квантов этой энергетической области по данным в области меньшей 100 ТэВ. Ожидалось, что такая мощная вспышка может быть зарегистрирована установкой TAIGA-HiSCORE астрофизического комплекса TAIGA. Были проанализированы события ШАЛ, зарегистрированные установкой TAIGA-HiSCORE в течение 18 ч в октябре–ноябре 2020 г. со стороны источника Cygnus Sosoop. В статье приводится верхний предел ожидаемого избыточного потока.

DOI: 10.31857/S0044002724030051, EDN: IWTIFJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники космических лучей ПэВных энергий (так называемые Пэватроны) могут быть идентифицированы по траекториям нейтральных частиц (гамма-кванты и нейтрино) с энергией более 100 ТэВ,

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾ Научно-исследовательский институт прикладной физики Иркутского государственного университета, Иркутск, Россия.

³⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

⁴⁾ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия.

⁵⁾ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

⁶⁾ Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

⁷⁾ Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Россия.

⁸⁾ Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

⁹⁾ Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия.

¹⁰⁾ Университет «Дубна», Дубна, Россия.

¹¹⁾ INFN, Турин, Италия.

* E-mail: lina.okuneva.97@mail.ru

не искаженным галактическим магнитным полем. В 2012 г. гамма-телескоп Ферми открыл “кокон” в ассоциации OB2 созвездия Лебедь, заполненный космическими лучами высоких энергий [1]. Впервые источник гамма-излучения в высокоэнергичной области энергий в диапазоне 1–100 ТэВ был открыт высокогорной установкой HAWC и получил название Cygnus Sosoop [2]. В эксперименте Tibet AS γ из области кокона было зарегистрировано гамма-излучение до 200 ТэВ [3], а в эксперименте LHAASO [4] до 1 ПэВ. На рис. 1 приведены спектры, полученные в эксперименте HAWC, в сравнении со спектрами, полученными в ряде других экспериментов. В настоящее время источник Cygnus Sosoop классифицируется как Пэватрон, хотя достоверно неизвестно, рождаются ли гамма-кванты в источнике от высокоэнергичных протонов или электронов [4]. Карта пространственной интенсивности излучения в этой области, полученная в эксперименте HAWC [2], представлена на рис. 2. Показано, что это не точечные, а протяженные источники.

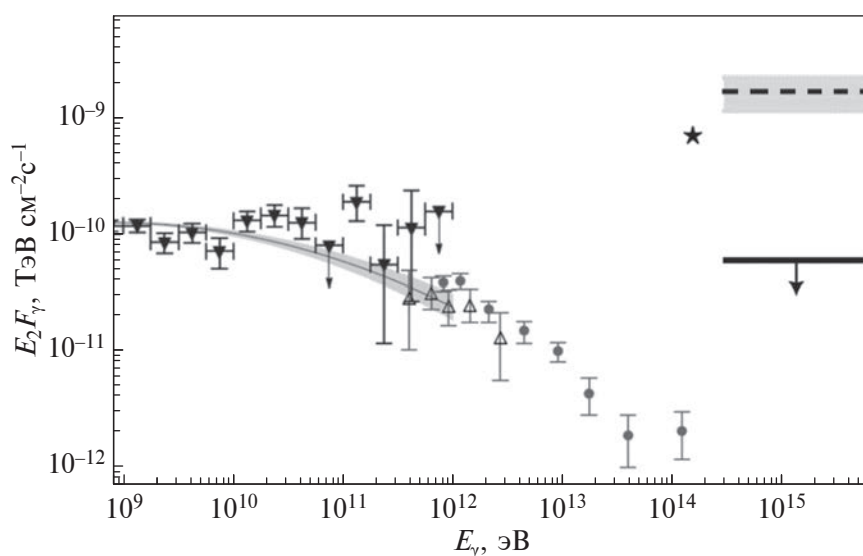


Рис. 1. Энергетический спектр гамма-излучения Cygnus Cosoop (из работы [6]), измеренный на различных установках. Серая область: усредненная по времени модель потока 4 FGL; серые треугольники — данные эксперимента ARGOS; серые круги — данные, полученные в эксперименте HAWC [2]; черные треугольники — вспышка, зарегистрированная Fermi-LAT [1]; черная штриховая полоса — γ -вспышка, зарегистрированная в эксперименте Carpet-2 [6]; черная звезда — оценка потока из данных по нейтрину IceCube [8]. Черная линия — верхний предел на поток вспышки в октябре–ноябре 2020 г., полученный в настоящей работе.

Ускорение космических лучей до энергий выше 1 ПэВ в областях активного звездообразования, к которым относится Cygnus Cosoop, давно обсуждалось в литературе [5–7].

Особенно возрос интерес к источнику Cygnus Cosoop после того, как 20 ноября 2020 г. из области источника (в 0.5° от источника) нейтринным телескопом Ice Cube было зарегистрировано нейтрино с энергией 150 ТэВ [8]. Ожидаемый поток в этом случае обозначен черной звездочкой на рис. 1. С этого же направления в эксперименте Carpet-2 (БНО) [9] было зарегистрировано резкое увеличение потоков фотонов с энергией более 300 ТэВ, превышающих на четыре порядка ожидаемый поток в данном энергетическом диапазоне (штриховая черная линия на рис. 1). Длительность высокого потока событий из области Cygnus Cosoop составила 80 дней — от 10 октября по 1 января.

Для объяснения механизмов генерации такого высокоэнергичного излучения было предложено несколько гипотез. Одна из интересных гипотез была предложена в работе [10], где показано, что в двойных системах протоны могут эффективно ускоряться до ПэВных энергий в областях столкновения релятивистского ветра от пульсара со звездным ветром от массивной звезды. Гамма-кванты и нейтрино высоких энергий могут рождаться как при столкновении ускоренного протона с протоном звездного ветра (pp -реакция), так и при взаимодействии протонов с ультрафиолетовыми фотонами ($p\gamma$ -реакция). Для рождения пионов в $p\gamma$ -реакции энергия протона

должна быть выше 10 ПэВ, при этом рождаются гамма-кванты с энергией выше 100 ТэВ. В работе [10] показано, что возможна ситуация, когда поток гамма-квантов от $p\gamma$ -реакции в области несколько сотен ТэВ существенно выше потока гамма-квантов от pp -реакции в этой области энергии, при этом поток гамма-квантов с энергией 10 ПэВ сравнивается с потоком гамма-квантов с энергией 100 ТэВ.

В работе коллаборации LHAASO [11] был получен поток гамма-квантов с этого же направления области активного звездообразования Cygnus X вплоть до нескольких ПэВ, причем с пространственным распределением $\sim 1/r$ до 50 пс, что подразумевает наличие в ассоциации OB2 Суперпэватронов, ускоряющих протоны по меньшей мере до 10 ПэВ [11]. Эти результаты подтверждают возможность существования 10 ПэВных протонов в ассоциации OB2, заложенную в модель работы [10].

В астрофизическом комплексе TAIGA [12–14] широкоугольная черенковая установка TAIGA-HiSCORE (в настоящее время площадью около 1 км^2) предназначена для регистрации гамма-квантов с энергией более 50 ТэВ. Установка регистрирует широкие атмосферные ливни (ШАЛ) ночью в безлунные периоды. Можно ожидать, что такая мощная вспышка должна быть зарегистрирована в этом эксперименте. В настоящей работе были проанализированы события ШАЛ, зарегистрированные установкой TAIGA-HiSCORE в течение октябрьского и ноябрьского сеанса наблюдений в 2020 г. с направления на источник Cygnus Cosoop. По полученным

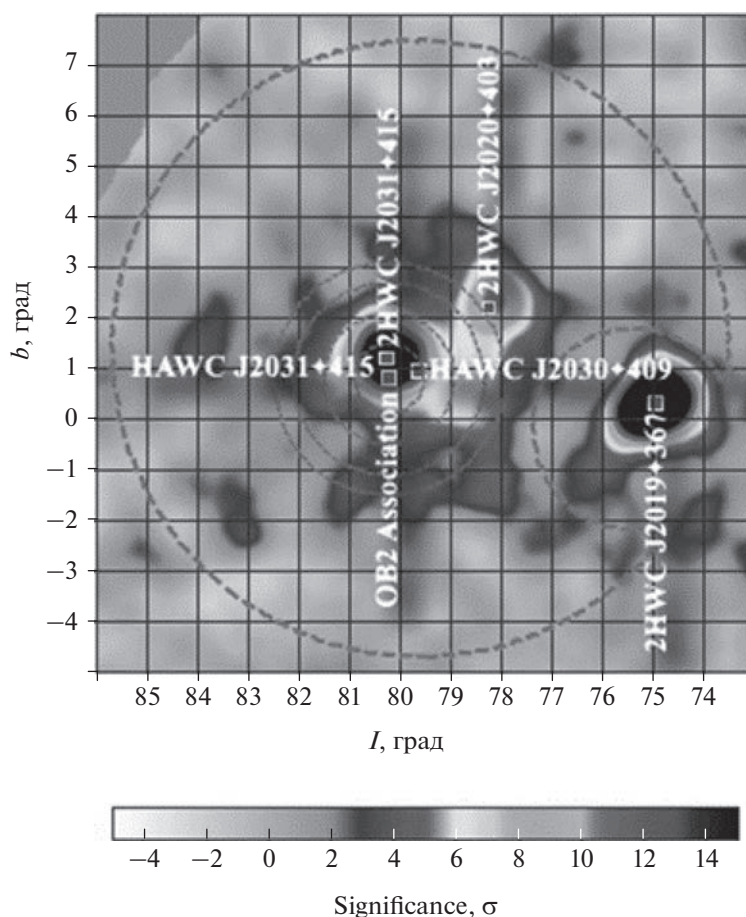


Рис. 2. Карта интенсивности гамма-излучения из области Cygnus Cocoon, полученная в эксперименте HAWC [2].

данным установки TAIGA-HiSCORE был рассчитан верхний предел ожидаемого избыточного потока в направлении на Cygnus Cocoon с энергией более 200 ТэВ.

2. УСТАНОВКА TAIGA-HiSCORE

Установка TAIGA-HiSCORE (рис. 3) [12–14] — это сеть из 120 широкоугольных черенковских станций, расположенных на расстоянии 106 м друг от друга на площади 1.1 км², сгруппированных в четыре кластера и предназначенных для регистрации черенковского излучения от ШАЛ. Под кластером понимается часть установки с отдельным центром сбора данных. Все четыре кластера синхронизированы по времени между собой.

Оптическая станция содержит четыре ФЭУ диаметром 20 см (ЕТ 9352 или Hamamatsu R5912), оснащенные конусом Уинстона диаметром 0.4 м и углом обзора $\pm 30^\circ$, увеличивающим площадь ФЭУ в 4 раза. Каждая станция соединена с центром сбора данных волоконно-оптическим кабелем для передачи данных и синхронизации. Точность восстановления направления прихода ШАЛ зависит от количества сработавших станций. Угловое разрешение равно 0.4° – 0.5° для

событий с 4–5 сработавшими станциями и около 0.15° для событий с более чем 10 сработавшими станциями [13].

3. НАБЛЮДЕНИЕ ИСТОЧНИКА CYGNUS COCOON УСТАНОВКОЙ TAIGA-HiSCORE

Для регистрации гамма-квантов подавление потока адронов в эксперименте TAIGA проводится по форме изображения [15–17], зарегистрированного АЧТ, и по величине угла между измеренным направлением ШАЛ и направлением на источник. Суммарный коэффициент подавления фона от заряженных космических лучей составляет около 10^4 . Для событий высоких энергий более 100 ТэВ становится эффективным использовать гибридный метод: станции HiSCORE и АЧТ [17]. По данным станций установки TAIGA-HiSCORE определяются параметры ливня, в том числе угол прихода ливня, а данные по форме изображения в АЧТ используются для выделения гаммаподобных событий. Однако во время изучаемой вспышки — октябрь–ноябрь 2020 г., область источника Cygnus Cocoon не наблюдалась АЧТ, поэтому, чтобы измерить поток от этого источника, использовались только данные по направлению прихода ШАЛ.

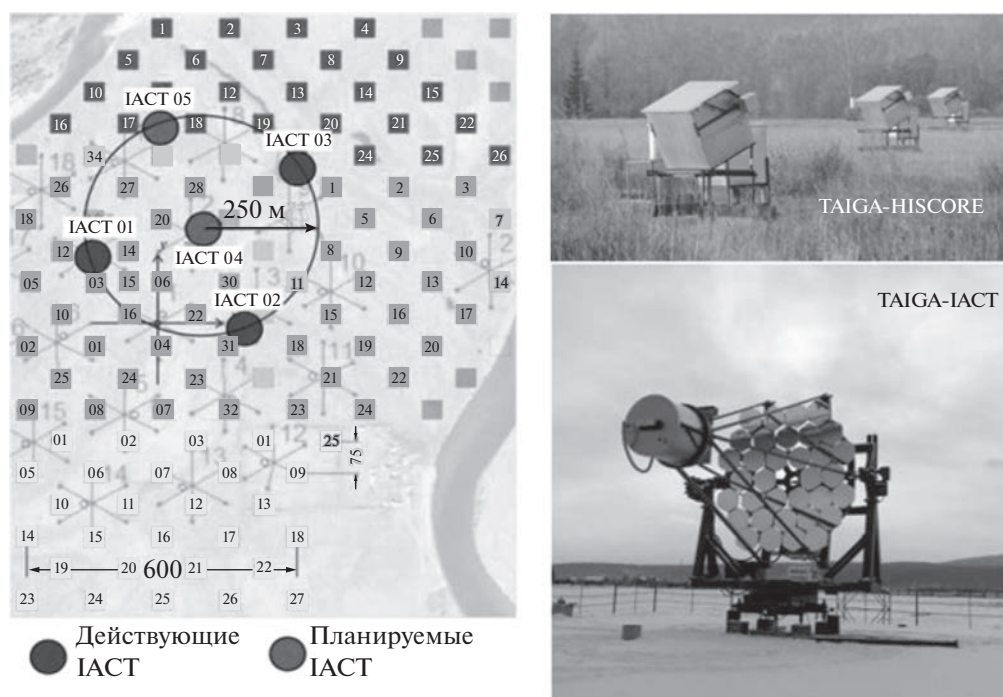


Рис. 3. Астрофизический комплекс TAIGA: основные детекторы — атмосферные черенковские телескопы (внизу справа), широкоугольные станции HiSCORE (вверху справа). План расположения детекторов (слева).

Был проведен анализ данных установки TAIGA-HiSCORE (13 дней наблюдения, 18 ч), близких по времени к максимуму гамма-вспышки, обнаруженной в эксперименте Carpet-2 и времени обнаружения нейтрино в эксперименте IceCube. Чтобы обнаружить избыток событий от Кокона, выделялись две области (рис. 4): “ON” — область в направлении на источник в диапазоне 0° – 0.5° и “OFF” — область фоновых измерений в кольце 0.5° – 1.5° вокруг направления на источник. Граница 0.5° соответствует выводам работ [1, 2] об угловых размерах источника. Рассматривались только такие периоды времени, когда источник и область фона вокруг источника полностью находятся в поле зрения оптических станций установки TAIGA-HiSCORE. В пределах поля зрения ($\pm 25^\circ$) разброс угловой чувствительности оптическими станциями составляет несколько процентов и на эффективность регистрации установки в целом не влияет. Зенитный угол положения источника изменялся от 8° до 18° в течении сеанса наблюдения.

В статье ставится предел на поток гамма-квантов с энергией выше 200 ТэВ при зенитных углах до 20° , что почти в 3 раза выше энергетического порога регистрации ШАЛ от гамма-квантов [17]. Изменение потока фотонов от ШАЛ заданной энергии при изменении зенитного угла от 0° до 20° на расстоянии 100 м от оси менее 20% [18]. При постановке предела использовалась площадь 0.45 км^2 . Это площадь двух кластеров установки за вычетом полосы шириной 50 м по периметру установки. Эффективность регистрации гамма-квантов в пределе этой площади для энергии выше 200 ТэВ и зенитных углов меньше 20°

равна 100%.

Координаты источника выбраны $Ra = 307.93$, $Dec = 41.51$. Эта область близка к пульсару J2032 + 4127 (с координатами $Ra = 308.00$, $Dec = 41.46$), который вращается вокруг звезды MT91 213 (B0Vp) с периодом 50 лет, и считается областью, в которой могут ускоряться частицы до ПэВных энергий при столкновении релятивистского ветра от пульсара со звездным ветром от массивной звезды [10]. Эти координаты совпадают с измерениями HAWC ($Ra = 307.90$, $Dec = 41.51$) [2] и близки к максимуму наблюдения LHAASO ($Ra = 307.17$, $Dec = 41.17$) [4] и направлению прихода нейтрино, зарегистрированного телескопом IceCube: $Ra = 307.53$, $Dec = 40.77$ [5]. На рис. 2, представленном в галактических координатах, это направление соответствует точке $l = 80.3^\circ$ и $b = 1.0^\circ$. Полученные значения N_{ON} , N_{OFF} и избыток событий (excess) с энергиями более 200 ТэВ для каждого дня наблюдения показаны на рис. 5.

Результирующий избыток событий вычисляется по формуле (α — отношение телесных углов)

$$\text{Excess} = N_{ON} - \alpha N_{OFF}, \quad \alpha = \frac{d\Omega_{ON}}{d\Omega_{OFF}}.$$

Оценка стандартного отклонения рассчитывается по формуле Li & Ma [19] $\sigma = \sqrt{N_{ON} - \alpha^2 N_{OFF}}$.

4. РЕЗУЛЬТИРУЮЩИЙ ПРЕДЕЛ НА ПОТОК

Основываясь на избытке событий от источника, полученных в течение всех 18 ч наблюдения, был оценен

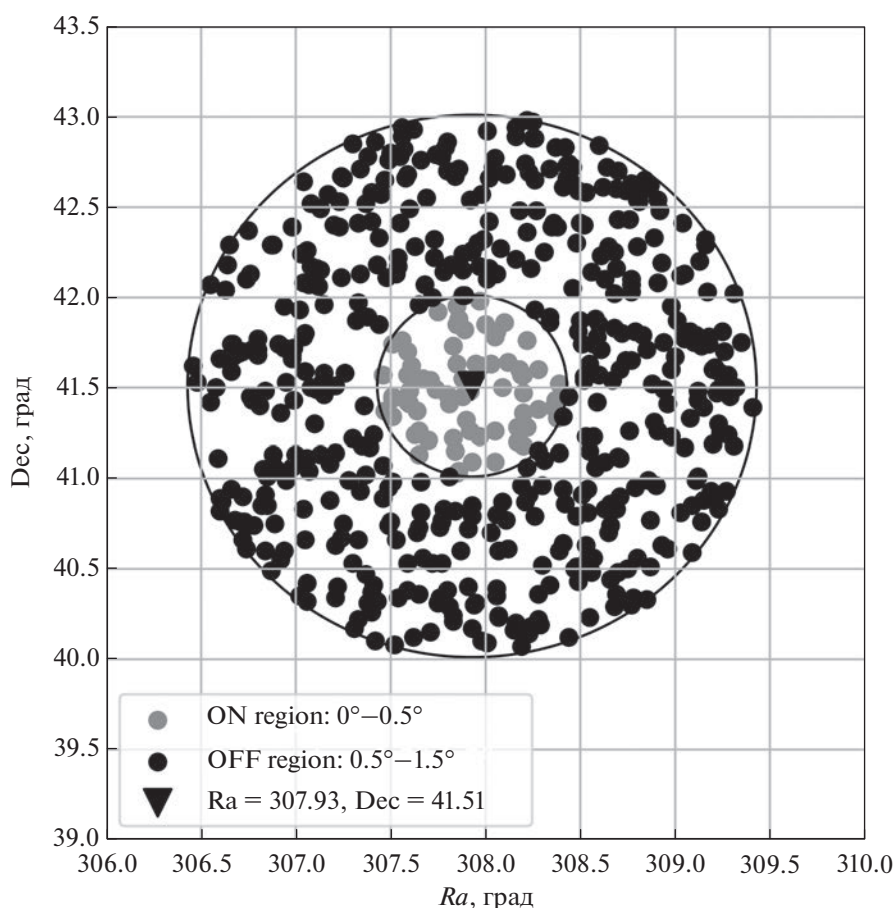


Рис. 4. Область источника “ON” (серые точки) и фоновая область “OFF” (черные точки) относительно координат источника $Ra = 307.93$ и $Dec = 41.51$.

верхний предел на поток:

$$\text{Upper limit } F(E)E^2 = \frac{(\text{Excess} + 3.2\sigma)E^2}{St} = 6 \times 10^{-11} \frac{\text{ТэВ}}{\text{см}^2 \times \text{с}},$$

где E — энергия гамма-кванта, S — площадь установки (0.45 км^2), t — время наблюдения (18 ч).

Доверительный интервал 3.2σ указывает на 90%-ную вероятность регистрации сигнала от источника ниже указанного верхнего предела [20]. Полученное ограничение на поток частиц представлено на рис. 1 черной линией и является более строгим ограничением, чем результат, полученный на установке Carpet-2.

Учитывая, что и в эксперименте LHAASO и в эксперименте HAWC наблюдалось широкое угловое распределение интенсивности, было также проведено сканирование областей повышенной интенсивности, обозначенных на рис. 2, как области со значимостью более 5σ . При этом менялось направление сканирования, но размер относительной области “ON”, “OFF” оставался таким же, как было описано выше. Однако результат на верхний предел потока не изменился.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным установки TAIGA-HiSCORE проведена попытка обнаружения избытка гаммаподобных ШАЛ с энергиями более 200 ТэВ в направлении на область источника Cygnus Socom (с координатами в круге радиусом 0.5° относительно направления на пульсар J2032 + 4127: $Ra = 307.93^\circ$, $Dec = 41.51^\circ$) в октябре–ноябре 2020 г. Выбранное время наблюдения и направление пересекаются с периодом повышенного темпа счета событий, обнаруженного в эксперименте Carpet-2, как и с направлением и временем 150-ТэВного нейтрино, зарегистрированного телескопом IceCube. Полученный верхний предел потока оценен как $F(E) \times E^2 < 6 \times 10^{-11} \frac{\text{ТэВ}}{\text{см}^2 \times \text{с}}$, что является на порядок более строгим ограничением, чем результат, полученный на установке Carpet-2. Полученный результат не исключает возможность высокого потока гамма-квантов от $p\gamma$ -реакции, предложенную в работе [10], но указывает на необходимость корректировки параметров модели.

Результат получен по данным 2020 г., когда установка TAIGA-HiSCORE занимала площадь около 0.5 км^2 , а в настоящее время установка состоит из 120 детекторов на площади 1.1 км^2 . В настоящее время активно

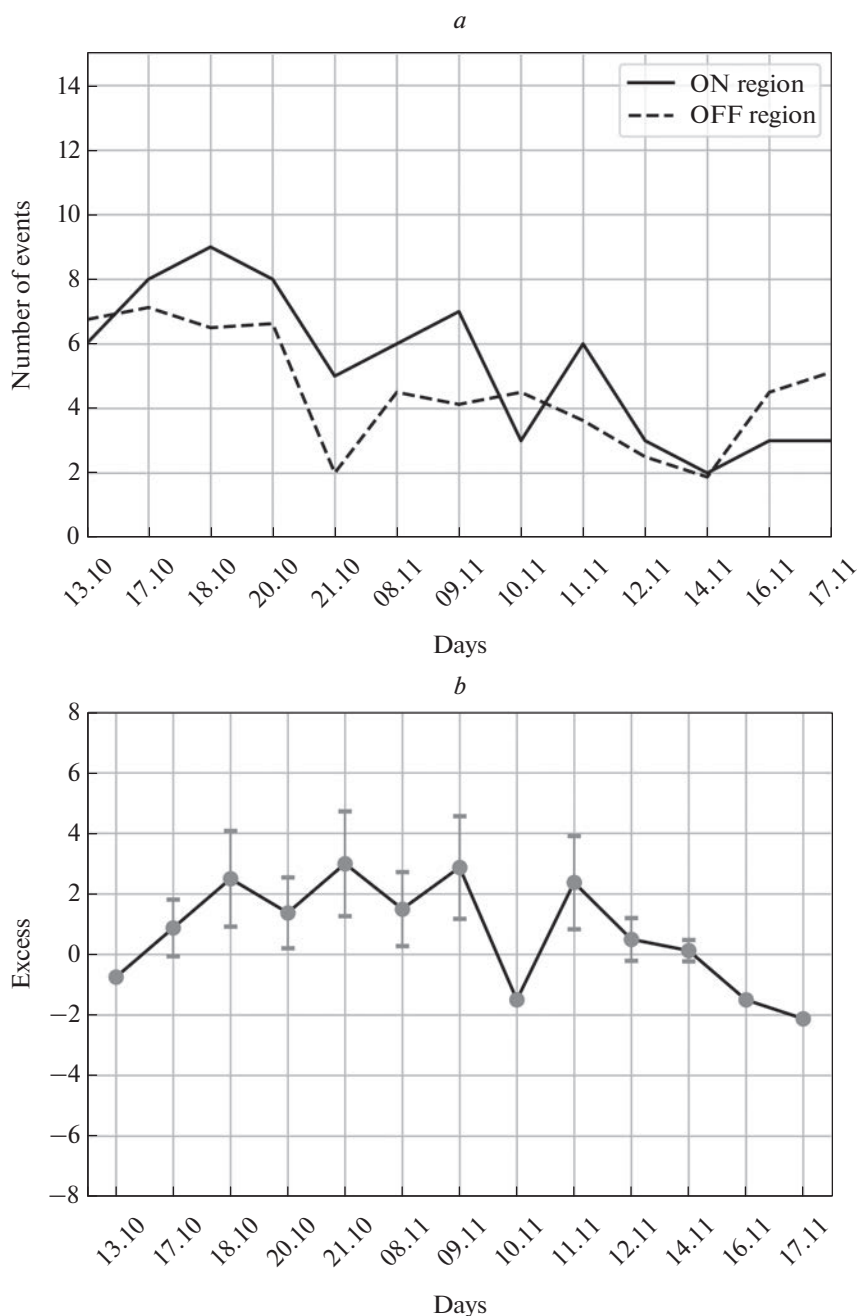


Рис. 5. Число событий от источника N_{ON} и фона N_{OFF} (а) и избыток событий (б) для всех дней наблюдений Cygnus Cocoon.

развиваются методы более эффективного подавления адронного фона по данным TAIGA-HiSCORE. Увеличение площади установки и новые методы подавления адронного фона позволят увеличить чувствительность установки к более низким потокам гамма-квантов в области энергий сотни ТэВ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена на УНУ “Астрофизический комплекс МГУ–ИГУ”, поддержана Минобрнауки России (соглашение ЕВ-075-15-2021-675). Темы госу-

дарственного задания (FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024, FSUS-2020-0039) и Российского научного фонда (проект №23-72-00019 (разд. 3, 4, 5)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Ackermann et al. (Fermi Collab.), Science **334**, 6059 (2012).
2. A. U. Abeysekara et al. (HAWC Collab.), Nat. Astron. **5**, 465 (2021).
3. M. Amenomori et al. (Tibet AS Collab.), Phys. Rev. Lett. **126**, 141101 (2021).

4. Zhen Cao et al. (LHAASO Collab.), *Nature* **594**, 33 (2021).
5. A. M. Bykov, *Astron. Astrophys.* **22**, 77 (2014).
6. E. E. Stueken, S. M. Som, M. Claire, S. Rugheimer, M. Scherf, L. Sproß, N. Tosi, Y. Ueno, and H. Lammer, *Space Sci. Rev.* **216**, 41 (2020).
7. F. Aharonian, R. Yang, and E. de Oca Wilhelmi, *Nat. Astron.* **3**, 561 (2019).
8. IceCube Collaboration, GRB Coordinates Network 28927. 1 (2020).
9. D. D. Dzhappuev, Yu. Z. Afashokov, I. M. Dzaparova, T. A. Dzhatdov, E. A. Gorbacheva, I. S. Karpikov, M. M. Khadzhiev, N. F. Klimenko, A. U. Kudzhaev, A. N. Kurennya, A. S. Lidvansky, O. I. Mikhailova, V. B. Petkov, E. I. Podlesnyi, V. S. Romanenko, G. I. Rubtsov, et al., *Astrophys. J. Lett.* **916**, L22 (2021).
10. A. M. Bykov, A. E. Petrov, M. E. Kalyashova, and S. V. Troitsky, *Astrophys. J. Lett.* **921**, L10 (2021).
11. Zhen Cao et al. (LHAASO Collab.), *High Energy Astrophysical Phenomena* (2023).
12. I. I. Astapov et al. (TAIGA Collab.), *JETP* **134**, 469 (2022).
13. N. Budnev, I. Astapov, P. Bezyazeev, A. Borodin, M. Bruckner, D. Chernykh, A. Chiavassa, A. Dyachok, O. Fedorov, A. Gafarov, A. Garmash, V. Grebenyuk, O. Gress, T. Gress, A. Grinyuk, O. Grishin, et al., *Nucl. Instrum. Methods A* **958**, 162113 (2020).
14. M. Tluczykont, D. Hampf, D. Horns, D. Spitschan, L. Kuzmichev, V. Prosin, C. Spiering, and R. Wischnewski, *Astropart. Phys.* **56**, 42 (2014).
15. L. G. Sveshnikova, P. A. Volchugov, E. B. Postnikov, I. I. Astapov, P. A. Bezyazeev, E. A. Bonvech, A. N. Borodin, N. M. Budnev, A. V. Bulan, A. A. Vaidyanathan, N. V. Volkov, D. M. Voronin, A. R. Gafarov, E. O. Gress, O. A. Gress, and T. I. Gress, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **87**, 904 (2023).
16. A. A. Grinyuk, E. B. Postnikov, and P. A. Volchugov on behalf of the TAIGA Collab., *PoS (ICRC2021)* 713.
17. A. Sh. M. Elshoukrofy, E. A. Okuneva, L. G. Sveshnikova for TAIGA Collab., *PoS (ICRC2023)* 685.
18. V. V. Prosin et al. (TAIGA Collab.), *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **87**, 1043 (2023).
19. T.-P. Li and Y.-Q. Ma, *Astrophys. J.* **272**, 317 (1983).
20. G. J. Feldman and R. D. Cousins, *Phys. Rev. D* **57**, 3873 (1998).

SEARCH FOR HIGH-ENERGY GAMMA QUANTA FROM THE CYGNUS COCOON SOURCE IN OCTOBER–NOVEMBER 2020

E. Okuneva¹⁾, L. Sveshnikova¹⁾, I. Astapov⁴⁾, P. Bezyazykov²⁾, A. Blinov³⁾, A. Borodin³⁾, E. Bonvech¹⁾, N. Budnev²⁾, A. Bulan¹⁾, P. Busygin²⁾, A. Vaidyanatan⁵⁾, N. Volkov⁹⁾, P. Volchugov¹⁾, D. Voronin⁶⁾, A. Gafarov²⁾, E. Gres²⁾, O. Gres²⁾, T. Gres²⁾, O. Grishin¹⁾, A. Garmash^{5),8)}, V. Grebenyuk³⁾, A. Grinyuk³⁾, A. Dyachok²⁾, D. Zhurov²⁾, A. Zagorodnikov²⁾, A. Ivanova²⁾, A. Ivanova^{8),2)}, M. Ilyushin²⁾, N. Kalmykov¹⁾, V. Kindin⁴⁾, V. Kiryukhin²⁾, R. Kokoulin⁴⁾, N. Kolosov²⁾, K. Kompaniets⁴⁾, E. Korosteleva¹⁾, V. Kozhin¹⁾, E. Kravchenko^{5),8)}, A. Kryukov¹⁾, L. Kuzmichev¹⁾, A. Chiavassa¹¹⁾, M. Lavrova³⁾, A. Lagutin⁹⁾, Y. Lemeshev²⁾, B. Lubsandorzhiev⁶⁾, N. Lubsandorzhiev¹⁾, S. Malakhov²⁾, R. Mirgazov²⁾, R. Monkhoev²⁾, E. Osipova¹⁾, A. Pakhorukov²⁾, A. Pan³⁾, A. Panov¹⁾, L. Pankov²⁾, A. Petrukhin⁴⁾, D. Podgrudkov¹⁾, I. Poddubny²⁾, E. Popova⁶⁾, E. Postnikov¹⁾, V. Prosin¹⁾, V. Ptuskin⁷⁾, A. Pushnin²⁾, A. Razumov¹⁾, R. Raikin⁹⁾, G. Rubtsov⁶⁾, E. Ryabov²⁾, V. Samoliga²⁾, I. Satyshev³⁾, A. Silaev¹⁾, A. Silaev, Jr.¹⁾, A. Sidorenkov⁶⁾, A. Skurikhin¹⁾, A. Sokolov^{5),8)}, V. Tabolento²⁾, A. Tanaev²⁾, M. Ternovoy²⁾, L. Tkachev¹⁰⁾, N. Ushakov⁶⁾, D. Chernov¹⁾, I. Yashin⁴⁾

¹⁾Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

²⁾API ISU, Irkutsk, Russia

³⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

⁴⁾National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

⁵⁾Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

⁶⁾Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

⁷⁾Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

⁸⁾Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

⁹⁾Altai State University, Barnaul, Russia

¹⁰⁾Dubna University, Dubna, Russia

¹¹⁾INFN, Turin, Italy

In November 2020, the IceCube neutrino Observatory registered a neutrino event with an energy of 150 TeV directed at the Cygnus Cocoon gamma-ray source. In the Carpet-2 experiment, as part of the Baksan Neutrino Observatory (BNO), a sharp increase in the flow of events with an energy of more than 300 TeV was recorded from the same direction within the angular accuracy of the events. This flux is 4 orders of magnitude higher than the expected intensity of gamma quanta of this energy region according to data in the region of less than 100 TeV. It was expected that such a powerful flare could be registered by the TAIGA-HiSCORE installation of the TAIGA astrophysical complex. We analyzed the events of the EAS recorded by the installation of TAIGA-HiSCORE for 18 hours in October–November 2020 from the Cygnus Cocoon source. The article provides the upper limit of the expected excess flow.

БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКАЯ КОНДЕНСАЦИЯ И ОБРАЗОВАНИЕ МЮОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2024 г. В. А. Окороков^{1),*}

Поступила в редакцию 08.11.2023 г.; после доработки 08.11.2023 г.; принята к публикации 08.11.2023 г.

Столкновения частиц космических лучей с ультравысокими начальными энергиями с ядрами в атмосфере открывают широкие возможности для появления новых динамических особенностей многочастичных процессов. В частности, лазероподобное поведение пионов, обусловленное Бозе-эйнштейновской конденсацией, могло бы приводить к смещению в область больших множественностей соответствующего параметра и, как следствие, могло бы обеспечить, в общем случае, повышенный выход космических мюонов. В данной работе выполнены оценки критического значения пространственной плотности заряженных частиц для начала конденсации Бозе–Эйнштейна. Оценки получены в рамках модели полной симметризации многочастичного состояния для области энергий, соответствующей космическим лучам ультравысоких энергий (КЛУВЭ). Получены энергетические зависимости средней плотности заряженных пионов для случаев отсутствия эффекта Бозе–Эйнштейна и для присутствия лазероподобного поведения пионов. Рассмотрено возможное влияние Бозе-эйнштейновской конденсации на образование мюонов в столкновениях частицы КЛУВЭ с атмосферой.

DOI: 10.31857/S0044002724030066, EDN: IWNPEW

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования взаимодействий космических лучей ультравысоких энергий (КЛУВЭ), т.е. частиц космических лучей с начальными энергиями в лабораторной системе отсчета (л.с.) больше 10^{17} – 10^{18} эВ, с ядрами в атмосфере открывают новые уникальные возможности для исследования процессов множественного образования частиц при энергиях (значительно) выше не только диапазона Большого адронного коллайдера (ЛНС), но также и будущего коллайдера, возможность создания которого на Земле рассматривается в настоящее время [1]. Среди важных особенностей сильных взаимодействий частиц КЛУВЭ с ядрами в атмосфере Земли может быть отмечено вероятное образование сильно взаимодействующей материи при экстремальных условиях, называемой также кварк-глюонной плазмой (КГП). Вследствие химического состава воздуха и доминирующих компонентов КЛУВЭ, прохождение частиц КЛУВЭ через атмосферу можно рассматривать как столкновения, главным образом, малых систем, и возможность образования КГП в таких столкновениях была количественно обоснована в [1].

Мюонная загадка — хорошо известная проблема в физике КЛУВЭ, один из аспектов которой заключается в избытке экспериментально регистрируемых групп мюонов по сравнению с расчетами в рамках

доступных феноменологических моделей [2, 3]. Доминирующим механизмом образования мюонов в атмосферных ливнях является распад легких заряженных мезонов [4]. Модели адронных взаимодействий, непрерывно обогащаемые новыми ускорительными данными, играют ключевую роль в понимании физических процессов, которые определяют образование широких атмосферных ливней (ШАЛ), вызываемых КЛУВЭ в атмосфере [5]. Поэтому исследование возможных новых особенностей в динамике процессов множественного образования частиц позволяет лучше понять выход мюонов в столкновениях частиц КЛУВЭ с атмосферой и может пролить новый свет на мюонную проблему.

Система с произвольным числом бозонов может испытать Бозе-эйнштейновскую конденсацию (БЭК) вследствие статистических свойств квантовой системы и симметрии волновой функции (ВФ) бозонного состояния. В частности, в физике конденсированных сред конденсат Бозе–Эйнштейна — это состояние вещества при некоторых условиях, в котором большая доля бозонов занимает самое низкое квантовое состояние (см., например, [6]). В этом состоянии микроскопические квантово-механические явления, особенно интерференция ВФ, становятся очевидными на макроскопическом уровне, и конденсат описывается ВФ, когерентной во всем объеме. Эффект БЭК ответственен за лазерное излучение, сверхтекучесть и сверхпроводимость. Поскольку физической основой БЭК является свойство симметрии ВФ [7], БЭК может проявляться в мультибозонных системах

¹⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

* E-mail: VAOkorokov@mephi.ru

при высоких плотностях частиц (n) и при конечных, в смысле квантовой теории поля (КТП), температурах (T), т.е. при $T \sim 0.1\text{--}0.2$ ГэВ [8]. Важной особенностью БЭК при высоких n и T является наличие конечной доли частиц, не принадлежащих конденсированному состоянию [7, 8]. Это отличает БЭК при высоких n и T от ситуации при малых T ($T \rightarrow 0$), которая, вероятно, вследствие наиболее известных макроскопических проявлений БЭК — сверхтекучесть и сверхпроводимость — считается стандартной и наблюдается, например, в экспериментах с ультрахолодными атомами [9]. Таким образом, система с произвольным числом бозонов может подвергнуться БЭК (а) или охлаждаясь, (б) или увеличивая плотность бозонов, (в) или увеличивая перекрытие волновых пакетов мультибозонных состояний, достигаемое с помощью изменения размера одночастичных волновых пакетов.

В реальных экспериментах как в физике конденсированных сред, так и в физике фундаментальных взаимодействий число частиц в системе на много порядков меньше макроскопических значений, для которых применим термодинамический предел. Например, в современных экспериментах с ультрахолодными атомами число частиц в состоянии конденсата Бозе—Эйнштейна $N_0 \lesssim 10^7$ [9]. Поэтому для реальных систем БЭК, строго говоря, не может рассматриваться как фазовый переход. Однако исследования показали, что поправка низшего порядка на эффект конечности размера системы убывает как $N^{-1/3}$ с ростом общего числа частиц в системе (N), и уже при $N = 10^3$ результат для N_0/N не отличим от точного решения, полученного суммированием по возбужденным состояниям гамилтониана осциллятора [9]. На основе численного моделирования было показано, что влияние эффекта конечного размера системы существенно только при $N \lesssim 10^4$ [10]. Диапазон значений $N \simeq 10^3\text{--}10^4$ соответствует полной множественности вторичных заряженных частиц в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях.

В случае процессов множественного образования частиц механизмы (б) и (в) приводят к конденсации бозонов в то же самое квантовое состояние, что открывает возможность возникновения бозонного, в частности, пионного лазера [11–13]. Если система вторичных бозонов подвергается БЭК, т.е. присутствует эффект симметризации, то, как показано ниже (разд. 2), результирующая средняя множественность бозонов демонстрирует тенденцию к переходу в область очень больших, в общем случае, бесконечных значений [11]. В частности, для пуассоновского источника обнаружено значительное увеличение числа испускаемых бозонов (пионов) при наличии эффекта симметризации, по сравнению с тем, когда симметризация не учитывается [11]. Вследствие того что мода распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ составляет $\approx 99.99\%$ [14], эффект симметризации для пионов, т.е. эффект БЭК, может давать вклад в повышенный вы-

ход мюонов, обнаруженный в столкновениях частиц КЛУВЭ.

Поэтому исследование такой новой особенности адронных процессов при ультравысоких энергиях, как БЭК, представляется важным для лучшего понимания физики КЛУВЭ, и, в частности, это может быть одной из причин избыточного выхода мюонов при взаимодействиях частиц КЛУВЭ с ядрами в атмосфере [15].

2. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ БЭК В ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В [16] было обосновано использование стандартной инвариантной переменной Мандельштама для нуклон-нуклонной/протон-протонной пары $s_{NN/pp} = 2m_{N/p}(E_{N/p} + m_{N/p})$ совместно с $E_{N/p}$ для исследования взаимодействий КЛУВЭ с ядрами, где $E_{N/p}$ и $m_{N/p}$ — энергия в л.с. и масса нуклона/протона [14]. Соотношение между s_{NN} и s_{pp} было подробно обсуждено в [1]. Детальный анализ [1, 15, 16] позволяет в качестве диапазона энергий для протонов, рассматриваемых в настоящей работе, выбрать $E_p = 10^{17}\text{--}10^{21}$ эВ, включая область энергий, соответствующую пределу Грейзена—Зацепина—Кузьмина (ГКЗ) [17], и несколько расширяя ее. Поэтому результаты данной работы могут быть полезными для физики КЛУВЭ и для экспериментов на коллайдерах [1, 15, 16].

Плотность заряженных частиц определяется следующим образом:

$$n_{ch} = N_{ch}/V, \quad (1)$$

где N_{ch} — полная множественность заряженных частиц, V — оценка для объема области эмиссии рассматриваемых бозонов (пионов). Критическое значение для n_{ch} ($n_{ch,c}$) может быть вычислено с помощью (1) и соответствующего перехода к критической полной множественности ($N_{ch,c}$) в данном соотношении.

Необходимо подчеркнуть, что параметры в правой части (1) модельно-зависимы и, следовательно, оценки для плотности заряженных частиц и для соответствующего критического значения, рассматриваемые ниже, также являются модельно-зависимыми.

В [18] было предложено уравнение для критического значения N_{ch} в трехмерном случае, основанное на модели для одномерного теплового гауссовского распределения [11]. Применение уравнения из [18] к диапазону энергий $E_p = 10^{17}\text{--}10^{21}$ эВ показало возможность БЭК, по крайней мере, для взаимодействий частиц КЛУВЭ с ядрами [1].

В данной работе на основе обобщенной модели пионного лазера для случая перекрывающихся волновых пакетов с полной n -частичной симметризацией [12, 13], для трехмерного случая предложено следую-

шее уравнение для $N_{ch,c}$:

$$N_{ch,c} = \frac{1}{\eta} \left(\frac{1 + X + \sqrt{X + 1}}{2} \right)^{3/2}, \quad (2)$$

$$X \equiv 2m_\pi T_{\text{eff}} R_{\text{eff}}^2, \quad T_{\text{eff}} = T + \frac{\Delta_p^2}{2m_\pi},$$

$$R_{\text{eff}}^2 = R_m^2 + \frac{1}{2\Delta_p^2} \frac{T}{T_{\text{eff}}}.$$

Здесь T_{eff} и R_{eff} — эффективные температура и радиус области эмиссии (источника), Δ_p — разброс значений импульса испущенных бозонов (пионов), в общем случае, зависящий от типа столкновения, $\eta = 0.25$ — доля пионов, испускаемых статическим гауссовским источником (частиц 1-го поколения) в единице быстроты [11], R_m — оценка размера (радиуса) источника, $T \approx T_{\text{ch}}$ — температура источника, предполагаемая равной значению этого параметра при химическом застывании [18].

В соответствии с [18] для различных процессов сильного взаимодействия ($p + p / A + A$) используется одинаковая аналитическая зависимость T_{ch} от начальной энергии, предложенная в [19]. На основании [11] в предыдущих работах [1, 18] было выбрано одно значение $\Delta_p = 0.250$ ГэВ для любых типов столкновений. Однако, в общем случае, можно ожидать несколько больший Δ_p для $A + A$ -столкновений, чем в $p + p$ -взаимодействиях вследствие влияния сильно взаимодействующего окружения. Таким образом, в рамках данного исследования используются эмпирические значения $\Delta_p = 0.250$ и 0.375 ГэВ для $p + p$ и $A + A$ -столкновений соответственно. Более строгий выбор значений Δ_p для различных столкновений требует дополнительного рассмотрения для надежного обоснования.

В данной работе для параметризации энергетической зависимости средней полной множественности заряженных частиц в $p + p$ -столкновениях используются следующие две аналитические функции. Гибридная функция

$$\langle N_{\text{ch}}^{pp} \rangle = 1.60 - 0.03 \ln \varepsilon_{pp} + 0.18 \ln^2 \varepsilon_{pp} + 0.03 \varepsilon_{pp}^{0.29} \quad (3)$$

была выведена в рамках модели диссипирующей энергии участников (мДЭУ) [20] с $\varepsilon_{NN/pp} \equiv s_{NN/pp}/s_0$, $s_0 = 1$ ГэВ². Применение квантовой хромодинамики (КХД) в качестве модельного независимого квантово-полевого основания теории сильных взаимодействий представляется важным для исследования процессов множественного образования частиц при ультравысоких энергиях, в частности, для особенностей столкновений частиц КЛУВЭ. В данном исследовании для полноты информации полученная на основе КХД аналитическая функция [21]

$$\langle N_{\text{ch}}^{pp} \rangle = \langle N_{\text{ch},F} \rangle + N_0 \quad (4)$$

рассматривается как второй вариант параметризации для $p + p$, где N_0 — свободный, в общем случае, параметр с выбранным здесь значением $N_0 = 2.20 \pm 0.19$ [21] и $\langle N_{\text{ch},F} \rangle$ — средняя множественность заряженных частиц в кварковой струе, образованной в e^+e^- -аннигиляции. Пертурбативная КХД (пКХД) позволяет получить в следующем—к следующему—к следующему—к лидирующему порядку (С³ЛП) теории возмущений (ТВ) аналитическое решение [22, 23] для $\langle N_{\text{ch},F} \rangle$:

$$\langle N_{\text{ch},F} \rangle = \frac{K_{\text{ЛАПД}}}{r_0} Y^{-a_1 c^2} \exp[2c\sqrt{Y} + \delta_F(Y)], \quad (5)$$

$$\delta_F(Y) = \frac{c}{\sqrt{Y}} \left[r_1 + 2a_2 c^2 + \frac{\beta_1}{2\beta_0^2} (\ln 2Y + 2) \right] + \frac{c^2}{Y} \left[a_3 c^2 + \frac{r_1^2}{2} + r_2 - \frac{a_1 \beta_1}{2\beta_0^2} (\ln 2Y + 1) \right].$$

Здесь $K_{\text{ЛАПД}}$ — константа общей нормировки вследствие локальной адрон-партонной дуальности (ЛАПД), $Y \equiv \ln(k_0 \sqrt{s_{pp}}/2\Lambda)$, $c = \sqrt{N_c/\pi\beta_0}$, N_c — количество цветов, β_i , $i = 0, 1$ — коэффициенты β -функции в $(i + 1)$ -петлевом приближении [14], $k_0 = 0.35 \pm 0.01$ [21], причем параметры $K_{\text{ЛАПД}}$, Λ и $\forall i : a_i, r_i$ зависят от числа активных ароматов кварков N_f . Их численные значения могут быть найдены в [23, 24].

Для $A + A$ -столкновений предполагается, что зависимость от начальной энергии полной множественности заряженных частиц параметризуется следующими двумя аналитическими функциями. Гибридная функция

$$\xi^{-1} \langle N_{\text{ch}}^{AA} \rangle = -0.577 + 0.394 \ln \varepsilon_{NN} + 0.213 \ln^2 \varepsilon_{NN} + 0.005 \varepsilon_{NN}^{0.55} \quad (6)$$

была выведена в рамках мДЭУ [20], так же как и формула (3) для $p + p$, где $2\xi = \langle N_{\text{part}} \rangle$ и N_{part} — число нуклонов-участников. Функция

$$\xi^{-1} \langle N_{\text{ch}}^{AA} \rangle = 1.962 + 0.512 \varepsilon_{NN}^{0.15} \ln \varepsilon_{NN} \quad (7)$$

является аппроксимацией данных, полученных на Коллайдере релятивистских тяжелых ионов (RHIC) и установке ALICE (Большой ионный коллайдерный эксперимент) на ЛНС в широкой области энергий вплоть до $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [25]. Важно отметить, что функция (7) разумно описывает результаты для тяжелых ионов (Au + Au, Pb + Pb) и экспериментальные точки, полученные для Cu + Cu-столкновений, т.е. для взаимодействий средних ядер [25].

Количественные оценки V были получены методом из [1, 18, 26], а именно, с помощью экстраполяции результатов фемтоскопии пионов на область ультравысоких энергий. Как было подчеркнуто в [18], рассматриваемая феноменология позволяет оценить только верхнюю границу для истинного значения отношения $n_{\text{ch}}/n_{\text{ch},c}$ с дополнительной неопределенностью $\sim 3\sqrt{\pi/2}$ вследствие различных определений

объема области эмиссии, используемых для оценки n_{ch} (цилиндроподобная форма источника) и для $n_{ch,c}$ (сферически-симметричная форма источника). Детальный анализ этой проблемы приведен в [18], и вышеупомянутая особенность должна приниматься во внимание для всех результатов, обсуждаемых ниже в разд. 3 и 4.

Нормированные на единицу состояния системы с произвольным числом бозонов n могут быть записаны как

$$|\alpha_1, \dots, \alpha_n\rangle = \left(\sum_{\tau^{(n)}} \prod_{k=1}^n \langle \alpha_k | \alpha_{\tau_k} \rangle \right)^{1/2} \alpha_n^+ \dots \alpha_1^+ |0\rangle.$$

Здесь

$$\alpha_i^+ = \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{(\pi \sigma_i)^{3/4}} \exp[-(\mathbf{p} - \mathbf{p}_{0i})^2 / 2\sigma_i^2 - i\mathbf{x}_{0i}(\mathbf{p} - \mathbf{p}_{0i}) + i\omega(\mathbf{p})(t - t_{0i})] a_{\mathbf{p}}^+$$

оператор образования одночастичного волнового пакета в импульсном пространстве с центром, характеризуемым вектором $\mathbf{x}_{0i}$ ($\mathbf{p}_{0i}$) в координатном (импульсном) пространстве, шириной σ_i в импульсном пространстве и временем образования t_i , $a_{\mathbf{p}}^+$ — оператор образования бозона (пиона) с импульсом $\mathbf{p}$, $\forall i = 1 - n : \alpha_i = (\mathbf{x}_{0i}, \mathbf{p}_{0i}, \sigma_i, t_{0i})$ соответствует одночастичному волновому пакету с указанным набором параметров, суммирование выполняется по набору $\tau^{(n)}$ всех перестановок индексов n -бозонного состояния $\{1, 2, \dots, n\}$ и τ_k обозначает индекс, замещающий индекс k , в некоторой фиксированной перестановке из $\tau^{(n)}$ [12]. В рамках обобщения модели пионного лазера на случай перекрывающихся волновых пакетов и предположения об увеличении вероятности испускания бозона при наличии вблизи другого источника (аналог индуцированного излучения) получено следующее выражение для матрицы плотности n -частичного бозонного состояния [12, 13]:

$$\rho_n(\alpha_1, \dots, \alpha_n) = \frac{1}{\mathcal{N}(n)} \prod_{i=1}^n \rho_1(\alpha_i) \left(\sum_{\tau^{(n)}} \prod_{k=1}^n \langle \alpha_k | \alpha_{\tau_k} \rangle \right), \quad (8)$$

где коэффициент $\mathcal{N}(n)$ определяется из условия нормировки матрицы плотности квантовой системы. Матрица плотности (8) соответствует гипотезе о том, что образование бозона имеет большую вероятность для состояния, уже заполненного другим бозоном, и описывает квантовую систему волновых пакетов с индуцированным излучением. Интенсивность этого индуцированного излучения, т.е. количество испущенных бозонов, контролируется степенью перекрытия одночастичных волновых пакетов — степенью симметризации ВФ n -частичного состояния. Превышение n -частичной матрицы плотности $\rho_n(\alpha_1, \dots, \alpha_n)$ с учетом симметризации над соответствующей вели-

чиной при полностью несимметричной ВФ определяется как

$$\rho_n(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \frac{\mathcal{N}(n)}{\prod_{i=1}^n \rho_1(\alpha_i)} = \sum_{\tau^{(n)}} \prod_{k=1}^n \langle \alpha_k | \alpha_{\tau_k} \rangle. \quad (9)$$

Величина (9) варьируется от 1 для полностью несимметричного случая (полное отсутствие перекрытия волновых пакетов) до $n!$ при полной n -частичной симметризации [12, 13], т.е. испускании всех n -частиц в состояниях одинаковых волновых пакетов (полное перекрытие всех n одночастичных волновых пакетов). Таким образом, перекрытие волновых пакетов мультибозонных состояний может при определенных условиях приводить к БЭК и, как следствие, к значительному росту множественности вторичных частиц в случае n -частичной симметризации ВФ.

Влияние БЭК на множественность вторичных бозонов рассмотрено в [13], в частности, для случая распределения Пуассона для множественности. Указанное распределение со средним n_0 для случая, когда Бозе-эйнштейновские эффекты отсутствуют, может быть представлено в стандартном виде

$$\mathcal{P}_n^{(0)} = (n_0^n / n!) \exp(-n_0). \quad (10)$$

Тогда распределение вероятности для частного случая разряженного Бозе-газа, т.е. $X \gg 1$, с учетом БЭК описывается аналитической формулой [13]

$$\mathcal{P}_n = \mathcal{P}_n^{(0)} \left[1 + \frac{n(n-1) - n_0^2}{2(4X)^{3/2}} \right] \quad (11)$$

со средним значением [13]

$$n = n_0 \left[1 + \frac{n_0}{(2X)^{3/2}} \right]. \quad (12)$$

Видно, что относительное увеличение средней множественности вследствие влияния БЭК составляет $(\delta n)_{БЭК} = (n - n_0) / n_0 \propto X^{-3/2}$ как функция X для вышеупомянутого частного случая.

Можно отметить, что соотношения (11) и (12) были получены в [13] с использованием матрицы плотности, что является наиболее общей формой описания квантовых систем, лежащей в основе квантовой статистики, при этом какие-либо ограничения на кинематические параметры (4-импульс) частиц начального состояния отсутствовали. Все это позволяет предположить корректность (11) и (12) для изучаемой области ультравысоких начальных энергий соответственно для частного случая распределения Пуассона для множественности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рис. 1 демонстрирует $\langle n_{ch}^{pp} \rangle$ и $n_{ch,c}^{pp}$ в зависимости от энергетических параметров в $p + p$ -столкновениях.

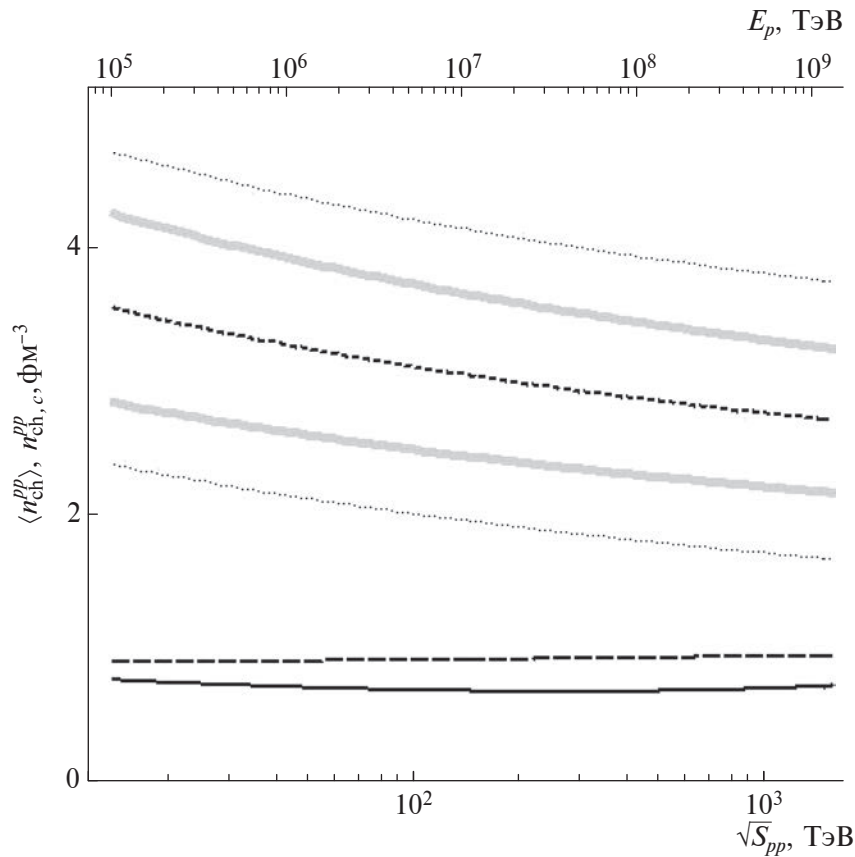


Рис. 1. Зависимость от энергии $\langle n_{ch} \rangle$ и критического параметра, вычисленного в рамках подхода из [12, 13], в $p + p$ -столкновениях. Сплошная кривая соответствует гибриднему приближению (3) для $\langle N_{ch}^{pp} \rangle$ и штриховая — основанной на КХД функции (4) с уравнением (5) в S^3 ЛП пКХД. Критическая плотность показана точечной кривой, тонкие точечные кривые — границы диапазона значений $n_{ch,c}$ с учетом статистических погрешностей. Толстые серые кривые соответствуют систематической неопределенности $\pm 1\sigma$ для критической плотности, вычисленной с помощью изменения η на ± 0.05 .

Здесь и в последующем для полноты информации показаны две оси абсцисс, а именно, нижняя ось — энергия столкновения в с.ц.м. для протон-протонной пары и верхняя ось — энергия налетающей частицы в л.с. Результат вычисления $\langle n_{ch}^{pp} \rangle(s_{pp})$ с помощью гибридной функции (3) для $\langle N_{ch}^{pp} \rangle$ показан сплошной линией, в то время как штриховая линия — для основанной на КХД функции (4) с $\langle N_{ch,F} \rangle$, оцененной (5) в S^3 ЛП пКХД. Оценка параметра $n_{ch,c}$ в рамках подхода из [12, 13] показана точечной кривой, диапазон значений с учетом статистической погрешности — тонкими точечными кривыми. Толстые серые кривые соответствуют систематической неопределенности $\pm 1\sigma$ для $n_{ch,c}$, вычисленной, изменяя η на ± 0.05 в (2). Величина n_{ch} в $p+p$ заметно меньше, чем его критическое значение при энергиях столкновения вплоть до $\sqrt{s_{pp}} \sim 1$ ПэВ для любых аналитических аппроксимаций для $\langle N_{ch}^{pp} \rangle$, которые здесь рассматриваются (рис. 1).

Оценки параметра $\langle n_{ch}^{pp} \rangle$, доступные на основе измерений, представлены в [18] и ограничены диапазоном $\sqrt{s_{pp}} \leq 7$ ТэВ, что существенно меньше нижней границы рассматриваемой области энергий $E_{min} = 10^{17}$ эВ $\longleftrightarrow \sqrt{s_{min}} \approx 13.7$ ТэВ [1]. На LHC уже по-

лучены данные для $p + p$ -столкновений при $\sqrt{s_{pp}} = 13$ и 13.6 ТэВ, что (очень) близко $\sqrt{s_{min}}$, однако для этих $\sqrt{s_{pp}}$ пока отсутствуют экспериментальные результаты, в частности, для геометрии области эмиссии вторичных пионов в трехмерном случае, а доступные данные одномерных анализов не позволяют оценить объем источника для реалистичной (цилиндроподобной) формы. Поэтому новые результаты ускорительных экспериментов для $\langle N_{ch}^{pp} \rangle$ и V в мультитэВной области энергий важны для проверки и совершенствования предложенной в данной работе феноменологической модели. Ожидается получение данных при номинальном значении ЛНС $\sqrt{s_{pp}} = 14$ ТэВ. В более отдаленной перспективе реализация международных проектов высокоэнергетической моды ЛНС (HE-LHC) и Будущего кольцевого коллайдера с протонными и ионными пучками (FCC-hh), как ожидается, позволит получить данные с высокой статистической обеспеченностью для $p+p$ -столкновений при $\sqrt{s_{pp}} = 27$ ТэВ [27] и 100 ТэВ [28] соответственно.

Современная информация о массовом составе КЛУВЭ ограничена и характеризуется значительными погрешностями [5, 29, 30], что

обусловлено в основном неопределенностями в моделях адронных взаимодействий, используемых для описания широких атмосферных ливней [29]. Несмотря на то, что в некоторых случаях — определение массового состава первичных КЛУВЭ на основе измерения глубины максимального образования мюонов ($X_{\max}^{\mu}$) — отдельные модели, а именно, EPOS—LHC, предсказывают вклад компонент с $4 < \langle \ln A \rangle \leq 8$ при $2 \times 10^{19} \leq E_p \leq 6 \times 10^{19}$ эВ [31], консенсус основной части доступных экспериментальных и феноменологических данных позволяет утверждать, что в рассматриваемой области энергий $E_p = 10^{17}–10^{21}$ эВ массовый состав КЛУВЭ практически полностью определяется компонентами вплоть до ядер $^{56}\text{Fe}^{26+}$ с учетом (больших) погрешностей, т.е. до ядер с $A \lesssim 60$ [5, 29, 30], где A — массовое число. С другой стороны, как было подчеркнуто при исследовании глобальных характеристик ядерных столкновений при ультравысоких энергиях [1], значения свободных параметров в (6), (7) для $A + A$ были получены, главным образом, для взаимодействий тяжелых²⁾ ионов и, как правило, для наиболее центральных таких столкновений. Поэтому, строго говоря, результаты, полученные в данной работе и рассмотренные ниже, соответствуют симметричным ($A + A$) ядерным столкновениям для тяжелых и средних до $^{64}\text{Cu}^{29+}$ ионов. Их применимость для легких ядер, которые являются основными компонентами КЛУВЭ, требует дополнительного обоснования и аккуратной проверки³⁾.

Принимая во внимание это обсуждение, плотности вторичных бозонов (пионов), $\langle n_{\text{ch}}^{AA} \rangle$ и $n_{\text{ch},c}^{AA}$, изучаются для симметричных ($A + A$) ядерных столкновений в области энергий, соответствующих КЛУВЭ. На рис. 2 показаны $\langle n_{\text{ch}}^{AA} \rangle$ и $n_{\text{ch},c}^{AA}$ в зависимости от энергетических параметров для $A + A$ -столкновений. Сплошная кривая соответствует гибриднему приближению (6) для $\langle N_{\text{ch}}^{AA} \rangle$, штриховая линия — для уравнения (7). Обозначения кривых для $n_{\text{ch},c}^{AA}$ идентичны использованным для $n_{\text{ch},c}^{pp}$ на рис. 1. Здесь и ниже для случая $A + A$ -столкновений значение ξ соответствует типу тяжелого иона ($^{208}\text{Pb}^{82+}$) для налетающей частицы из [25]. Количественное исследование, основанное на доступных измерениях для более легких ядер, находится в стадии выполнения. Величина $\langle n_{\text{ch}}^{AA} \rangle$ больше, чем критическое значение для плотности заряженных частиц в $A + A$ -столкновениях при любых рассматриваемых энергиях ($E_N \geq 10^{17}$ эВ) для

обоих уравнений (6) и (7), используемых для аппроксимации $\langle N_{\text{ch}}^{AA} \rangle(s_{NN})$, если учитывать только срединую кривую для $\langle n_{\text{ch},c}^{AA} \rangle$ на рис. 2. Поскольку ядерные столкновения допускают лазероподобный режим для многочастичного образования при ультравысоких энергиях, было изучено возможное влияние БЭК на мультипионное конечное состояние в частном случае распределения Пуассона для области энергий, соответствующих столкновениям частиц КЛУВЭ с атмосферой.

Оценки параметра $\langle n_{\text{ch}}^{AA} \rangle$, доступные на основе измерений, представлены в [18] и ограничены диапазоном $\sqrt{s_{NN}} \leq 2.76$ ТэВ, что существенно меньше $\sqrt{s_{\min}}$. Для полноты информации на рис. 2 (врезка) показано $\langle n_{\text{ch}}^{AA} \rangle$ при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [18] в сравнении, в том числе, с кривыми для $n_{\text{ch},c}^{AA}(s_{NN})$, полученными в данной работе. Оценка $\langle n_{\text{ch}}^{AA} \rangle$ при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ находится (очень) близко к нижней границе диапазона

$$[n_{\text{ch},c}^{AA} - \Delta_{\text{стат}} n_{\text{ch},c}^{AA}; n_{\text{ch},c}^{AA} + \Delta_{\text{стат}} n_{\text{ch},c}^{AA}],$$

$\Delta_{\text{стат}} n_{\text{ch},c}^{AA}$ — статистическая погрешность $n_{\text{ch},c}^{AA}$, где возможно начало БЭК. Таким образом, в рамках обобщенной модели пионного лазера появление БЭК при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ представляется маловероятным даже для столкновений тяжелых ($\text{Pb} + \text{Pb}$) ядер. Этот вывод хорошо согласуется с результатами поиска сигналов БЭК с помощью мультипионных корреляций в $\text{Pb} + \text{Pb}$ -взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [32]. В отличие от $p + p$, для ядро-ядерных взаимодействий получение оценок для $\langle n_{\text{ch}}^{AA} \rangle$ на основе данных ускорительных экспериментов при рассматриваемых ультравысоких энергиях можно ожидать только в отдаленной перспективе при реализации проекта FCC—hh для ионных пучков⁴⁾, в рамках которого, в частности, планируется исследовать $\text{Pb} + \text{Pb}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ТэВ [28].

В настоящей работе как первой стадии количественного исследования возможного влияния БЭК на множественность пионов при ультравысоких энергиях используется простое приближение с выбором некоторого постоянного X без учета зависимости данного параметра от энергии вследствие определения в (2). Рис. 3 демонстрирует энергетическую зависимость $\langle n_{\text{ch}} \rangle$ в симметричных ($A + A$) столкновениях тяжелых ионов с возможным эффектом БЭК при удовлетворении соответствующего условия, т.е. для области энергий с $\langle n_{\text{ch}}^{AA} \rangle > n_{\text{ch},c}^{AA}$. Влияние БЭК учитывается согласно (12), соответствующие кривые вычислены при $X = 5$. Из рис. 2 видно, что условие $\langle n_{\text{ch}}^{AA} \rangle > n_{\text{ch},c}^{AA}$ для начала БЭК справедливо для аппроксимации (6) даже при энергиях несколько меньше нижней границы $E_N = 10^{17}$ эВ рассматриваемо-

²⁾Данный термин используется применительно ко всей периодической системе элементов и в смысле, соответствующем современной ускорительной физике, т.е. под тяжелыми подразумеваются ядра с $A \gtrsim 200$, например, как было указано в пояснении к (7), $^{197}\text{Au}^{79+}$, $^{207}\text{Pb}^{82+}$ и т.д.

³⁾Самое легкое ядро, учитываемое, например, аналитической функцией (7), близко к самому тяжелому компоненту КЛУВЭ. Это можно рассматривать как косвенное подтверждение применимости данного исследования к КЛУВЭ, по крайней мере, на качественном уровне.

⁴⁾В данной работе не рассматриваются сильно асимметричные $p + \text{Pb}$ -столкновения, для которых возможно достижение $\sqrt{s_{NN}} = 17$ ТэВ уже в рамках проекта HE—LHC [27].

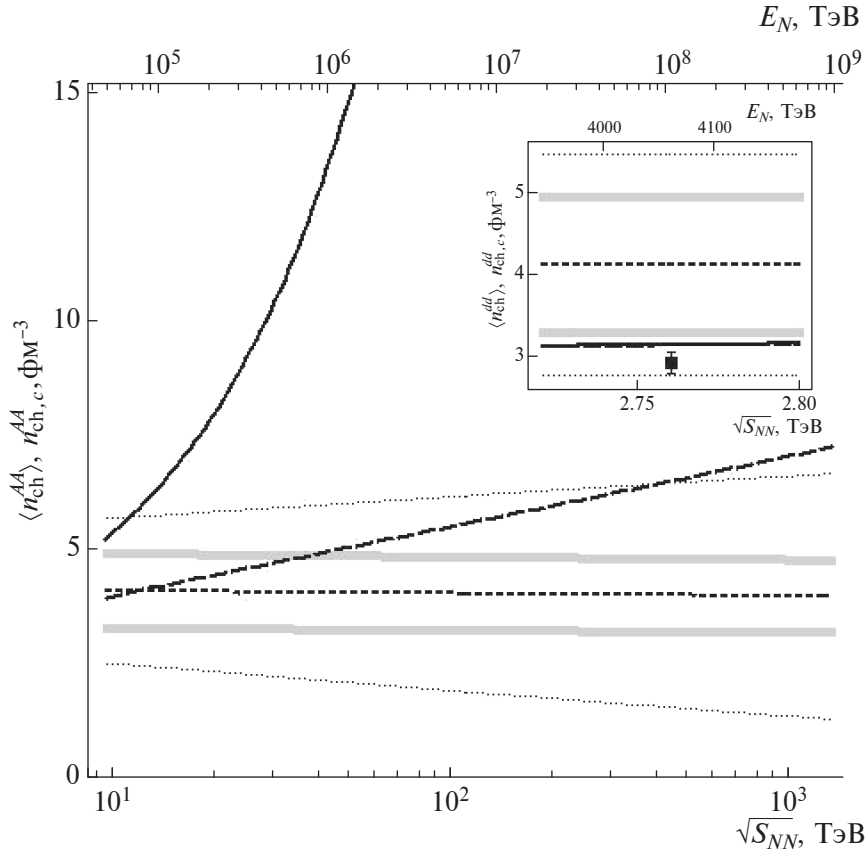


Рис. 2. Зависимость от энергии $\langle n_{ch} \rangle$ и критического параметра, вычисленного в рамках подхода из [12, 13], в симметричных ($A + A$) столкновениях ионов. Сплошная кривая соответствует формуле (6) для $\langle N_{ch}^{AA} \rangle$ из гибридной модели и штриховая кривая – для уравнения (7). Обозначения кривых для $n_{ch,c}^{AA}$ те же, что и на рис. 1 для $n_{ch,c}^{pp}$. Врезка: точка – оценка для $\langle n_{ch}^{AA} \rangle$ при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [18] и расчетные кривые для узкого интервала $\sqrt{s_{NN}} = 2.72\text{--}2.80$ ТэВ вблизи этой точки.

го диапазона. Поэтому две кривые, а именно, с учетом (сплошная кривая) и без учета (тонкая сплошная кривая) возможного влияния БЭК вычислены для функции (6), чтобы явно показать изменение $\langle n_{ch}^{AA} \rangle$ вследствие БЭК в зависимости от параметра начальной энергии. Штриховая линия на рис. 3 соответствует уравнению (7). БЭК приводит к заметному увеличению плотности заряженных частиц даже при достаточно большом $X = 5$ для соответствующего диапазона энергии с $\langle n_{ch}^{AA} \rangle > n_{ch,c}^{AA}$. Кроме того, увеличение вследствие БЭК усиливается с ростом параметра энергии для процесса столкновения⁵⁾.

В данной работе определены количественные характеристики

$$z_{\pi}^{(n)} = \frac{\ln \langle n_{ch,BЭК}^{AA} \rangle - \ln \langle n_{ch,0}^{pp} \rangle}{\ln \langle n_{ch,0}^{AA} \rangle - \ln \langle n_{ch,0}^{pp} \rangle}, \quad (13)$$

$$\Delta z_{\pi}^{(n)} = z_{\pi}^{(n)} - 1. \quad (14)$$

⁵⁾ Резкое поведение зависимости $\langle n_{ch}^{AA} \rangle$ от энергии, в частности, для функции (7) на рис. 3 на качественном уровне обсуждается в [15]. Точная форма кривой $\langle n_{ch}^{AA} \rangle(s_{NN})$ или от E_N в области энергий с $\langle n_{ch}^{AA} \rangle \approx n_{ch,c}^{AA}$ является предметом дополнительного исследования.

Здесь $\langle n_{ch,BЭК}^{AA/pp} \rangle$ – средняя плотность заряженных частиц (пионов) с учетом возможной Бозе-эйнштейновской конденсации в области пространства (кинематических) параметров со средней плотностью больше критической ($\langle n_{ch} \rangle > n_{ch,c}$) в $A + A$ - или $p + p$ -столкновениях соответственно, $\langle n_{ch,0}^{AA/pp} \rangle$ – средняя плотность частиц в отсутствие эффекта БЭК для взаимодействия фиксированного типа. Параметры (13) и (14) применяются здесь для количественного исследования влияния БЭК на плотности вторичных заряженных пионов, и они являются аналогами соответствующих параметров, используемых в исследованиях избытка мюонов в столкновениях частиц КЛУВЭ с атмосферой [3, 4].

На рис. 4 представлены $z_{\pi}^{(n)}(a, b)$ и $\Delta z_{\pi}^{(n)}(v, z)$ в зависимости от начальных энергий в с.ц.м. и л.с. Параметры (13) и (14) вычислены для заряженных пионов с помощью соответствующих n_{ch} . В случае симметричных ($A + A$) ядро-ядерных столкновений для частей (a, v) используется функция (6) для средней полной множественности $\langle N_{ch}^{AA} \rangle$, в то время как аналитическая функция (7) используется для частей (b, z). В каждой части рис. 4 сплошные кривые соответ-

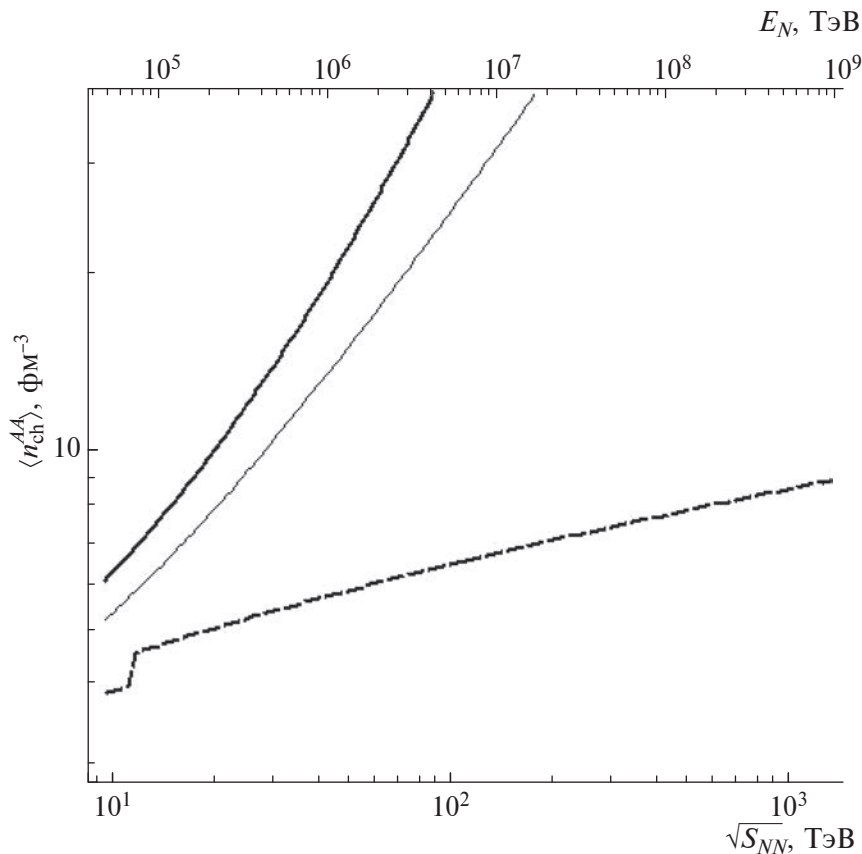


Рис. 3. Энергетическая зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ для симметричных $(A + A)$ столкновений тяжелых ионов. Возможный эффект Бозе-эйнштейновской конденсации учитывается в соответствии с (12) при $X = 5$ для области энергий, в которой $\langle n_{ch}^{AA} \rangle > n_{ch,c}^{AA}$. Сплошная кривая соответствует формуле (6) для $\langle N_{ch}^{AA} \rangle$, причем для полноты информации тонкой сплошной кривой показан случай отсутствия БЭК. Штриховая кривая — для уравнения (7).

ствуют уравнению (3) для $\langle N_{ch}^{pp} \rangle$, штриховые — уравнению (4). Эффект БЭК учитывается в соответствии с (12) для области энергий с $\langle n_{ch}^{AA} \rangle > n_{ch,c}^{AA}$. Верхняя пара кривых соответствует $X = 2$, нижние кривые для $X = 5$. Из рис. 4а, б видно, что кривые для $z_{\pi}^{(n)}$ в зависимости от энергии показывают, в общем, близкое поведение для различных параметризаций $\langle N_{ch} \rangle$ в $p + p$, особенно при большем X . Функциональное поведение $z_{\pi}^{(n)}(s_{NN})$ практически не зависит от X при любых комбинациях функций для $\langle N_{ch}^{AA} \rangle$ и $\langle N_{ch}^{pp} \rangle$ (рис. 4а, б). Наблюдается явное увеличение $z_{\pi}^{(n)}$ с ростом энергии в случае функции (6) для $\langle N_{ch}^{AA} \rangle$ (рис. 4а), тогда как зависимость $z_{\pi}^{(n)}$ от s_{NN} (E_N) практически отсутствует для аппроксимации (7), особенно при $X = 5$, в области энергий с присутствием эффекта БЭК (рис. 4б). Значения $z_{\pi}^{(n)}$ заметно больше для вычислений с $X = 2$ и уравнением (4) для $\langle N_{ch}^{pp} \rangle$, чем для уравнения (3) в любых рассмотренных случаях аналитической параметризации для энергетической зависимости $\langle N_{ch}^{AA} \rangle$. Это расхождение несколько более явно для функции (7) в области $E_N \gtrsim 10^{19}$ эВ (рис. 4б). Как ожидалось, особенности поведения $\Delta z_{\pi}^{(n)}$ в зависимости от энер-

гетических параметров (рис. 4в, г) такие же, как и описанные выше для $z_{\pi}^{(n)}$ при соответствующем X и выборе аппроксимирующих функций для $\langle N_{ch}^{AA/pp} \rangle$ вследствие соотношения (14) между этими параметрами.

Для получения оценок параметров $z_{\pi}^{(n)}$ (13) и $\Delta z_{\pi}^{(n)}$ (14) на основе измерений на ускорителях с высокой статистической обеспеченностью начальные энергии для соответствующих выборок данных для $p + p$ - и $A + A$ -столкновений должны совпадать или, по крайней мере, быть близки друг другу. Таким образом, на основании вышеизложенного получение экспериментальных результатов для рассматриваемой области ультравысоких энергий $E_p = 10^{17} - 10^{21}$ эВ можно ожидать только в достаточно отдаленной перспективе не ранее середины 2060-х гг. при выполнении заявленного графика реализации проекта FCC-hh [28]. Это дополнительно подчеркивает важность изучения взаимодействий частиц КЛУВЭ с ядрами для физики фундаментальных взаимодействий при энергиях, недостижимых в ускорительной физике в ближне- и среднесрочной перспективе.

Важно отметить, что $\Delta z_{\pi}^{(n)} > 0$ при любых рассматриваемых энергиях (рис. 4в, г) и выполненный

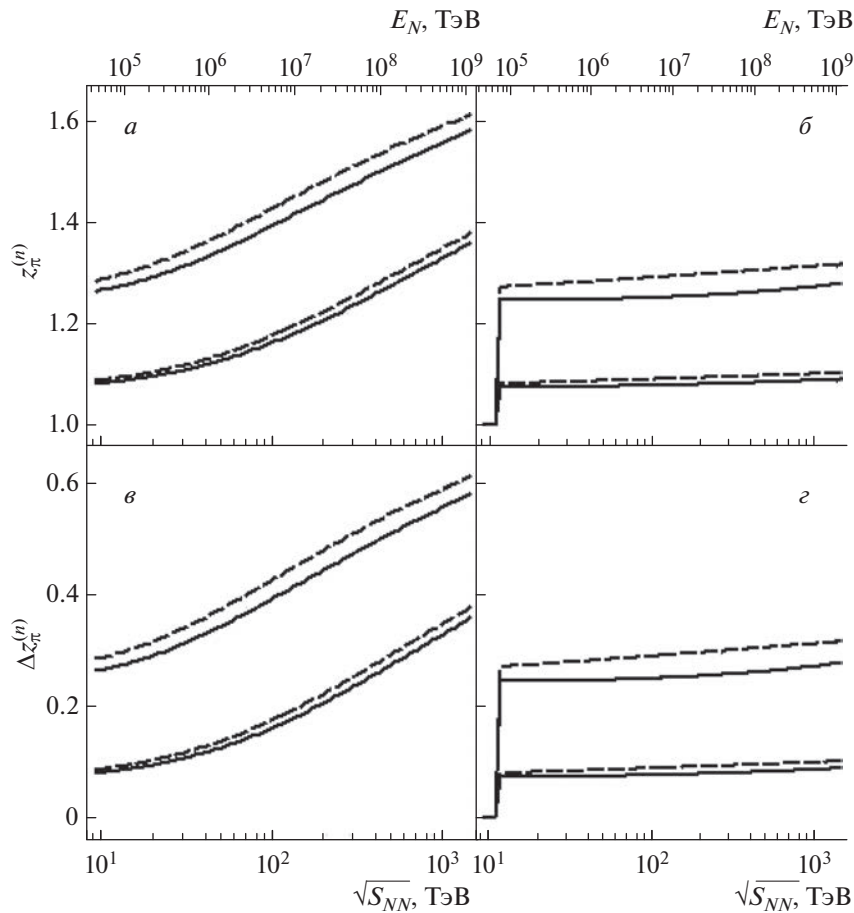


Рис. 4. Энергетические зависимости параметров $z_{\pi}^{(n)}$ (а, б) и $\Delta z_{\pi}^{(n)}$ (в, г), вычисленных для вторичных пионов с помощью $\langle n_{\text{ch}} \rangle$ для соответствующего $(p + p, A + A)$ взаимодействия. Уравнение (6) используется для $\langle N_{\text{ch}}^{AA} \rangle$ в случае симметричных $(A + A)$ столкновений ионов для (а, в), в то время как $\langle N_{\text{ch}}^{AA} \rangle$ аппроксимируется аналитической функцией (7) для (б, г). В каждой группе кривых, полученных в рамках предложенной модели, сплошные кривые соответствуют уравнению (3) для $\langle N_{\text{ch}}^{pp} \rangle$, штриховые линии – уравнению (4). При наличии, эффект БЭК учитывается в соответствии с (12) для области энергии с $\langle n_{\text{ch}} \rangle > n_{\text{ch},c}$ в столкновениях фиксированного типа. Верхняя пара кривых соответствует $X = 2$, нижняя – $X = 5$.

количественный анализ явно демонстрирует и подтверждает значительное увеличение средней плотности и, следовательно, средней полной множественности заряженных пионов в ядерных столкновениях при $E_N \geq 10^{17}$ эВ вследствие влияния БЭК. Очевидно, это утверждение сделано только с учетом средних кривых для соответствующих плотностей частиц в (13). Благодаря вышеупомянутым модам распадов $\pi^{\pm}$, параметры (13) и (14) могут быть непосредственно связаны с соответствующими характеристиками выхода мюонов как $z_{\pi}^{(n)} \approx z_{\mu}^{(n)}$ и $\Delta z_{\pi}^{(n)} \approx \Delta z_{\mu}^{(n)}$. Тогда диапазон $\Delta z_{\mu}^{(n)}$, оцененный в данной работе с помощью $\Delta z_{\pi}^{(n)}$ (рис. 4в, г), разумно согласуется по порядку величины с значениями соответствующего параметра, полученными в исследованиях мюонной загадки в КЛУВЭ, которые находятся, главным образом, в диапазоне $\Delta z \sim 0.2-1.0$ с учетом больших погрешностей [3, 4]. Это согласие значений наблюдается для любого выбора $\langle N_{\text{ch}}^{AA/pp} \rangle$, которые рассматриваются здесь, и для энергий $E_N \geq 10^{17}$ эВ. Явная за-

висимость Δz от энергии отсутствует вследствие больших погрешностей измерений [3, 4] с некоторым указанием на слабое увеличение Δz с ростом энергии. Зависимости $\Delta z_{\pi}^{(n)}$ от энергетических параметров, показанные на рис. 4в для $X = 2$ и 5, на качественном уровне ближе к общей тенденции в мюонных данных [3, 4], чем другие полученные кривые (рис. 4г). Таким образом, аппроксимация (6) для $\langle N_{\text{ch}}^{AA} \rangle$ представляет несколько более предпочтительной, чем (7) для соответствия доступным мюонным результатам для Δz из [3, 4]. Однако большие погрешности мюонных данных не позволяют однозначно исключить квазинезависимое от энергии поведение Δz [3, 4]. Поэтому вышеупомянутое утверждение – только качественное, и для более строгого заключения представляется важным дальнейшее совершенствование как полученных феноменологических результатов, так и точности измерений выходов мюонов в КЛУВЭ.

На основании общих свойств процессов множественного образования частиц на качественном

уровне можно предположить, что БЭК приведет к большому количеству мягких пионов, и в возникающем избытке будут доминировать именно мягкие пионы. Следовательно, мюоны, появляющиеся вследствие распадов таких пионов, также будут мягкие. Эта качественная гипотеза предполагает, что эффект БЭК может привести к выходу мюонов, в частности, кинематические свойства которых существенно отличаются от соответствующих характеристик в случае распадов тяжелых частиц, в том числе (анти-)топ кварков [33]. Кроме того, исследования мюонной загадки в КЛУВЭ приводят в основном к требованию большого количества относительно мягких мюонов, и, по крайней мере, некоторые из этих работ рассматривают мягкий сектор физики сильных взаимодействий, например, различные схемы адронизации [4], как возможную область для объяснения мюонной загадки. Все это можно рассматривать как, по крайней мере, косвенный и качественный признак в пользу именно БЭК как возможного источника избытка мюонов при ультравысоких энергиях, а не распады тяжелых частиц, но без полного исключения последней гипотезы. Поэтому БЭК может быть одним из источников для мюонного избытка, особенно при наибольших энергиях и, следовательно, одним из возможных решений мюонной загадки в КЛУВЭ.

Имеется обширное поле для совершенствования феноменологической модели, предложенной в рамках данной работы, в частности, относительно пространственно-временной протяженности области эмиссии вторичных пионов, статистических свойств бозонной системы в конечном состоянии (лучший выбор типа распределения, приближения для описания Бозе-системы) и т.д. Работа в этом направлении находится в стадии выполнения. Однако необходимо отметить, что уже в рамках рассмотренной специфической, частной версии модели достигнуто вышеупомянутое качественное согласие для оценок $\Delta z_{\pi}^{(n)}$, обсужденных выше, и результатов, полученных для КЛУВЭ [3, 4]. Поэтому исследование возможного влияния БЭК на выход пионов при ультравысоких энергиях можно рассматривать как одно из перспективных направлений для лучшего понимания природы мюонной загадки в КЛУВЭ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя изложенное выше, можно сделать следующие выводы.

Предложен феноменологический подход для количественного исследования влияния Бозе-эйнштейновской конденсации на плотность вторичных заряженных пионов в процессах множественного образования общего вида в широком диапазоне начальных энергий, в особенности для области ультравысоких энергий. Возможное влияние

БЭК вторичных пионов в рамках модели с полной n -частичной симметризацией было изучено, в частности, применительно к образованию мюонов в столкновениях частиц КЛУВЭ.

Результаты данной работы указывают на то, что гипотеза БЭК, соответствующая лазероподобной особенности в образовании пионов, представляется нереализуемой в $p + p$ -столкновениях вплоть до ультравысоких энергий в с.ц.м. $\mathcal{O}(1 \text{ ПэВ})$. Обнаружено влияние эффекта симметризации на множественность заряженных частиц в столкновениях идентичных пучков ($A + A$) тяжелых ионов для всех рассматриваемых энергий $E_N \geq 10^{17} \text{ эВ}$ и феноменологических моделей, используемых для аналитических аппроксимаций средних полных множественностей. Оба утверждения для $p + p$ и $A + A$ согласуются с предыдущей работой [1].

В данной работе введены в рассмотрение переменные $z_{\pi}^{(n)}$ и $\Delta z_{\pi}^{(n)}$, которые определены аналогичным способом как для параметров, используемых для исследования избытка мюонов в столкновениях частиц КЛУВЭ. Указанные переменные позволяют исследовать на количественном уровне различия между выходами заряженных пионов в случаях наличия или отсутствия БЭК. Для вторичных пионов рассмотрен частный случай распределения Пуассона по множественности, для которого были получены зависимости $z_{\pi}^{(n)}(s)$, $\Delta z_{\pi}^{(n)}(s)$ для различных соотношений между аналитическими аппроксимациями средних полных множественностей в $p + p$ - и $A + A$ -взаимодействиях. Поведение энергетических зависимостей $z_{\pi}^{(n)}$ и $\Delta z_{\pi}^{(n)}$ варьируется с изменением модели для средней полной множественности в $A + A$ -столкновениях. Оба параметра демонстрируют увеличение выхода пионов для случая присутствия БЭК, и амплитуда этого увеличения не противоречит, по крайней мере, на качественном уровне избытку мюонов, наблюдаемому в столкновениях частиц КЛУВЭ.

Таким образом, новая особенность многочастичных процессов — Бозе-эйнштейновская конденсация — могла бы, в общем случае, давать вклад в мюонный выход, регистрируемый в столкновениях частиц КЛУВЭ с атмосферой.

Работа была частично поддержана в рамках Программы “Приоритет 2030”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. A. Okorokov, Phys. At. Nucl. **82**, 838 (2019).
2. A. A. Petrukhin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **742**, 228 (2014).
3. H. P. Dembinski, J. C. Arteaga-Velazquez, L. Cazon, R. Conceicao, J. Gonzalez, Y. Itow, D. Ivanov, N. N. Kalmykov, I. Karpikov, S. Muller, T. Pierog, F. Riehn, M. Roth, T. Sako, D. Soldin, R. Takeishi, et al., EPJ Web Conf. **210**, 02004 (2019).

4. S. Baur, H. Dembinski, M. Perlin, T. Pierog, R. Ulrich, and K. Werner, *Phys. Rev. D* **107**, 094031 (2023).
5. A. Coleman, J. Eser, E. Mayotte, F. Saraziny, F. G. Schroder, D. Soldin, T. M. Venters, R. Aloisio, J. Alvarez-Muniz, R. Alves Batista, D. Bergman, M. Bertaina, L. Caccianiga, O. Deligny, H. P. Dembinski, P. B. Denton, *et al.*, *Astropart. Phys.* **149**, 102819 (2023).
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика: учеб. пособие для вузов*, т. V, *Статистическая физика*, ч. 1 (Наука, Москва, 1976), с. 203; т. IX, *Статистическая физика*, ч. 2 (Наука, Москва, 1978), с. 124; K. Huang, *Statistical mechanics* (J. Wiley and Sons, N. J., 1987), с. 287.
7. Д. П. Зубарев. В сб.: *Физическая энциклопедия* (Большая российская энциклопедия, 1988), т. 1, с. 219.
8. D. Anchishkin, V. Gnatovsky, D. Zhuravel, V. Karpenko, I. Mishustin, and H. Stoecker, *Universe* **9**, 411 (2023).
9. F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999); Y. Castin, *cond-mat/0105058*.
10. W. Ketterle and N. J. van Druten, *Phys. Rev. A* **54**, 656 (1996).
11. S. Pratt, *Phys. Lett. B* **301**, 159 (1993).
12. T. Csorgo and J. Zimanyi, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 916 (1998).
13. J. Zimanyi and T. Csorgo, *Heavy Ion Phys.* **9**, 241 (1999).
14. R. L. Workman, V. D. Burkert, V. Crede, E. Klempt, U. Thoma, L. Tiator, K. Agashe, G. Aielli, B. C. Allanach, C. Amsler, M. Antonelli, E. C. Aschenauer, D. M. Asner, H. Baer, Sw. Banerjee, R. M. Barnett, *et al.* (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2022**, 083C01 (2022).
15. V. A. Okorokov, *arXiv: 2309.06411 [hep-ph]*.
16. В. А. Окорокров, *ЯФ* **81**, 481 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 508 (2018)].
17. K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748 (1966); Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, *Письма в ЖЭТФ* **4**, 114 (1966) [*JETP Lett.* **4**, 78 (1966)].
18. V. A. Okorokov, *Adv. High Energy Phys.* **2016**, 5972709 (2016).
19. J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, and S. Wheaton, *Phys. Rev. C* **73**, 034905 (2006).
20. E. K. G. Sarkisyan, A. N. Mishra, R. Sahoo, and A. S. Sakharov, *Phys. Rev. D* **93**, 054046 (2016).
21. J. F. Grosse-Oetringhaus and K. Reygers, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **37**, 083001 (2010).
22. I. M. Dremin and J. W. Gary, *Phys. Lett. B* **459**, 341 (1999).
23. I. M. Dremin and J. W. Gary, *Phys. Rev.* **349**, 301 (2001).
24. A. Heister, S. Schael, R. Barate, R. Brunelière, I. De Bonis, D. Decamp, C. Goy, S. Jezequel, J.-P. Lees, F. Martin, E. Merle, M.-N. Minard, B. Pietrzyk, B. Trocme, S. Bravo, M. P. Casado, *et al.* (ALEPH Collab.), *Eur. Phys. J. C* **35**, 457 (2004).
25. E. Abbas, B. Abelev, J. Adam, D. Adamova, A. M. Adare, M. M. Aggarwal, G. Aglieri Rinella, M. Agnello, A. G. Agocs, A. Agostinelli, Z. Ahammed, A. Ahmad Masoodi, N. Ahmad, S. U. Ahn, S. A. Ahn, I. Aimo, *et al.* (ALICE Collab.), *Phys. Lett. B* **726**, 610 (2013).
26. V. A. Okorokov, *Adv. High Energy Phys.* **2015**, 790646 (2015).
27. A. Abada, M. Abbrescia, S. S. AbdusSalam, I. Abdyukhanov, J. Abelleira Fernandez, A. Abramov, M. Aburaia, A. O. Acar, P. R. Adzic, P. Agrawa, J. A. Aguilar-Saavedra, J. J. Aguilera-Verdugo, M. Aiba, I. Aichinger, G. Aielli, A. Akay, *et al.* (FCC Collab.), *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **228**, 1109 (2019).
28. A. Abada, M. Abbrescia, S. S. AbdusSalam, I. Abdyukhanov, J. Abelleira Fernandez, A. Abramov, M. Aburaia, A. O. Acar, P. R. Adzic, P. Agrawa, J. A. Aguilar-Saavedra, J. J. Aguilera-Verdugo, M. Aiba, I. Aichinger, G. Aielli, A. Akay, *et al.* (FCC Collab.), *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **228**, 755 (2019).
29. J. Blümer, R. Engel, and J. R. Hörandel, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **63**, 293 (2009).
30. P. Lipari, *Phys. Rev. D* **103**, 103009 (2021); N. Arsene, *Universe* **7**, 321 (2021).
31. A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, M. Ahlers, E. J. Ahn, I. Al Samarai, I. F. M. Albuquerque, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, A. Almela, J. Alvarez Castillo, J. Alvarez-Muniz, R. Alves Batista, M. Ambrosio, A. Aminaei, *et al.* (Pierre Auger Collab.), *Phys. Rev. D* **90**, 012012 (2014); *Phys. Rev. D* **90**, 039904 (Addendum) (2014); *Phys. Rev. D* **92**, 019903 (Erratum) (2015).
32. J. Adam, D. Adamova, M. M. Aggarwal, G. Aglieri Rinella, M. Agnello, N. Agrawal, Z. Ahammed, S. Ahmad, S. U. Ahn, S. Aiola, A. Akindinov, S. N. Alam, D. Aleksandrov, B. Alessandro, D. Alexandre, R. Alfaro Molina, *et al.* (ALICE Collab.), *Phys. Rev. C* **93**, 054908 (2016).
33. V. A. Okorokov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1690**, 012006 (2020); *Phys. At. Nucl.* **86**, 742 (2023).

BOSE–EINSTEIN CONDENSATION AND MUON PRODUCTION IN ULTRA-HIGH ENERGY COSMIC RAY PARTICLE COLLISIONS

V. A. Okorokov¹⁾

¹⁾ *National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

Collisions of cosmic ray particles with ultra-high initial energies with nuclei in the atmosphere open a wide room for appearing of the novel dynamical features for multiparticle production processes. In particular, the laser-like behavior of pions driven by Bose–Einstein condensation would result in the shift to larger multiplicities and, as consequence, could provide, in general, the enhanced yield of cosmic muons. In the present work the critical value of the space charged particle density for onset of Bose–Einstein condensation of the boson (pion) wave-packets into the same wave-packet state is estimated within the model with complete multiparticle symmetrization for the energy domain corresponding to the ultra-high energy cosmic rays (UHECR). Energy dependence of mean density of charged pions is evaluated for the cases of absence of the Bose–Einstein effects and for presence of laser-like behavior of pions. The possible influence of the Bose–Einstein condensation is discussed for the muon production in UHECR particle collisions with the atmosphere.

КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЭФФЕКТА ВЫСТРОЕННОСТИ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

© 2024 г. И. П. Лохтин^{1)*}, А. В. Никольский^{2),**}, А. М. Снигирев^{1),2),***}

Поступила в редакцию 30.10.2023 г.; после доработки 30.10.2023 г.; принята к публикации 30.10.2023 г.

Рассматриваются кинематические причины возникновения выстроенности у семейств адронов и фотонов, которая наблюдалась коллаборацией “Памир” в эмульсионных экспериментах с космическими лучами. В рамках обсуждаемого подхода показано, что высокая степень выстроенности продуктов взаимодействия ядер мишени и космического излучения может быть следствием процедуры отбора наиболее энергичных кластеров частиц совместно с законом сохранения их поперечного импульса. Полученные результаты корректно описывают экспериментальные данные для трех энергетических центров, а также достаточно близки к измерениям в случае четырех и пяти кластеров, что свидетельствует об обнадеживающих перспективах предлагаемого метода объяснения выстроенности.

DOI: 10.31857/S0044002724030079, EDN: IWNZG

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование космического излучения коллаборацией “Памир” проводилось на юге центральной Азии в горной системе Памир, граничащей с северной грядой Гималаев. В эксперименте использовались рентгеноэмульсионные камеры большой площади, расположенные на высоте около 4.5 км. Одним из главных результатов эксперимента “Памир” можно назвать наблюдение сильной угловой скоррелированности у семейств адронов и фотонов, которые являются продуктами взаимодействия космических лучей и ядер мишени [1–3]. Это явление потенциально способно свидетельствовать о компланарном характере наблюдаемых событий и получило название “выстроенность” [4]. Кроме того, эффект сильной азимутальной скоррелированности частиц наблюдался в эксперименте [5] на борту самолета “Concorde”, где также для регистрации использовалась эмульсионная камера. На количественном уровне выстроенность показывает отклонение от прямой линии наиболее энергичных регистрируемых частиц и их кластеров на плоскости эмульсионной пленки. Выстроенность не имеет общепринятого объяснения до настоящего времени, хотя и были предприняты многочисленные попытки [6–12] корректно описать этот эффект. Анализ экспериментальных данных, включающий моделирование ядерных столкновений в широком диапазоне энергии взаимодействия (1 ТэВ–20 ПэВ), не выявил избыточной анизотропии и выстроенности событий

[9]. Необходимо отметить, что в коллайдерных экспериментах не было получено каких-либо указаний на проявление выстроенности или ее аналогов, даже принимая во внимание, что энергия столкновений на Большом адронном коллайдере (ЛHC) уже превышает порог энергии взаимодействия $\sqrt{s_{\text{eff}}} \geq 4$ ТэВ в эксперименте “Памир”, при котором проявляется этот эффект.

Открытие ридж-эффекта (дальнодействующих азимутальных корреляций), сделанное при анализе данных по рождению частиц в соударениях тяжелых ионов на RHIC [13] и в протон-протонных взаимодействиях с высокой множественностью на LHC [14], мотивировало поиск каких-либо проявлений выстроенности в коллайдерных экспериментах [11, 15, 16]. В течение этого времени предлагались методы для установления связи между этими двумя эффектами [15, 16]. Определение какого-либо соответствия между ридж-эффектом и выстроенностью не увенчалось успехом из-за сильно отличающихся кинематических условий наблюдения двух механизмов, а именно: различных интервалов быстроты и систем отсчета. Более того, последующие исследования позволили найти объяснение ридж-эффекта в рамках устоявшихся теоретических подходов [17]. Этот факт, в принципе, согласуется с предположением, что наблюдаемая коллаборацией “Памир” азимутальная корреляция частиц является “шлейфом” в угловом распределении, вызванном флуктуациями. Однако в ряде работ [10, 15, 18] данное заключение ставится под сомнение.

Тем не менее, явление выстроенности не описывается в рамках современных теоретических методов и до настоящего времени не наблюдалось в экспериментах на ускорителях. В нашем подходе предлагается геометрическая интерпретация выстроенности, основанная на моделировании процедуры отбора наи-

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ, Россия.

²⁾ Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Россия.

* E-mail: igor.lokhtin@cern.ch

** E-mail: alexn@theor.jinr.ru

*** E-mail: snig@mail.cern.ch

более энергичных частиц (или их кластеров) с учетом кинематических соотношений между ними [19]. Рассматриваемый метод демонстрирует, что высокая степень азимутальной скоррелированности может быть следствием наличия порога энергии у регистрируемых частиц совместно с законом сохранения их поперечного импульса.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСТРОЕННОСТИ И УСЛОВИЯ ЕЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдаемые события в эксперименте “Памир”, а именно семейства адронов и γ -квантов, генерируются протонами космического излучения с энергией 10^4 ТэВ (и выше) на высоте h от сотен метров до нескольких километров над эмульсионной камерой в атмосфере Земли [1–3]. Продукты взаимодействия протонов и ядер мишени наблюдаются на плоскости пленки при радиальном отдалении от центра $r_{\max}$ (несколько сантиметров) с расстоянием между точками $r_{\min}$ около 1 мм. Выстроенность событий проявляется при суммарной энергии γ -квантов $\Sigma E_\gamma > 0.5$ ПэВ, что соответствует энергии столкновений $\sqrt{s_{\text{eff}}} \geq 4$ ТэВ и означает наличие порога энергии у детектируемых частиц. Далее для полноты изложения будут рассмотрены необходимые кинематические соотношения у регистрируемых событий. 4-импульс каждой частицы i , сгенерированной в первичном столкновении с протоном, может быть параметризован с помощью ее поперечного импульса p_{Ti} относительно оси столкновения z (рис. 1), азимутального угла ϕ_i , псевдобыстроты η_i в системе центра масс (с.ц.м.)

$$\left[\sqrt{p_{Ti}^2 + m_i^2} \cosh \eta_i, \quad p_{Ti} \cos \phi_i, \quad p_{Ti} \sin \phi_i, \quad \sqrt{p_{Ti}^2 + m_i^2} \sinh \eta_i \right]. \quad (1)$$

При рассматриваемых энергиях взаимодействия частицы являются ультрарелятивистскими, и как известно, в этом случае значение быстроты и псевдобыстроты практически совпадает. По этой причине в дальнейшем под быстротой будет подразумеваться псевдобыстрота. Переход от системы центра масс к лабораторной системе происходит посредством сдвига быстроты: $\zeta_i = \eta_0 + \eta_i$, где η_0, ζ_i – быстрота системы центра масс и частицы i соответственно в лабораторной системе отсчета. Для оценки максимальной степени выстроенности пренебрегается дальнейшим взаимодействием частиц в атмосфере. Тогда положение частицы на пленке определяется

$$\mathbf{r}_i = \frac{\mathbf{v}_{ri}}{v_{zi}} h = \frac{\mathbf{p}_{Ti}}{\sqrt{p_{Ti}^2 + m_i^2} \sinh(\eta_0 + \eta_i)} h, \quad (2)$$

где v_{zi} и $\mathbf{v}_{ri}$ – продольная и поперечная компоненты скорости частицы соответственно.

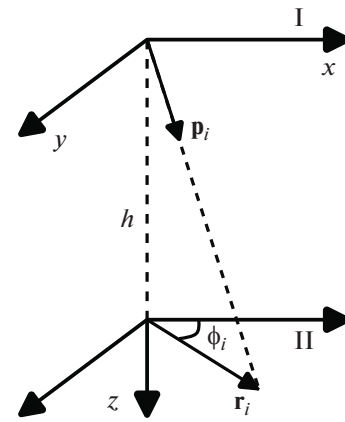


Рис. 1. Кинематика исследуемых событий. I – атмосфера Земли, где инициируются протонами космического излучения семейства адронов и фотонов, для которых исследуется выстроенность, II – плоскость эмульсионной пленки. $\mathbf{p}_i$ – импульс детектируемой частицы (кластера), $\mathbf{r}_i$ – положение частицы на пленке, ϕ_i – азимутальный угол частицы, h – высота над эмульсионной пленкой, на которой сгенерирована частица.

Поскольку размер области наблюдения составляет несколько сантиметров, то расстояния r_i должны удовлетворять соотношениям

$$r_{\min} < r_i, \quad (3)$$

$$r_i < r_{\max}. \quad (4)$$

Ограничение (3) говорит о несовпадении точек на пленке с центром, формируемым частицами из области фрагментации протона и движущимися вдоль оси столкновения z . Дистанция между частицами определяется выражением

$$d_{ij} = \sqrt{r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos(\phi_i - \phi_j)} \quad (5)$$

и должна удовлетворять условию

$$d_{ij} > r_{\min}, \quad (6)$$

которое означает отличие координат событий i, j друг от друга. При несоблюдении условия (6) частицы образуют кластер до того момента, когда ограничение (6) снова начинает выполняться. При этом положение нового кластера (или частицы-кластера) определяется как координаты центра масс двух тел в классической механике

$$\mathbf{r}_{ij} = (\mathbf{r}_i E_i + \mathbf{r}_j E_j) / (E_i + E_j). \quad (7)$$

Из числа кластеров, которые удовлетворяют условиям (3), (4) и (6), отбираются 2, ..., 7 с наибольшей энергией, и затем для них вычисляется выстроенность λ_N [6]:

$$\lambda_N = \frac{\sum_{i \neq j \neq k}^N \cos(2\phi_{ijk})}{N(N-1)(N-2)}, \quad (8)$$

с учетом центрального кластера, т.е. $N - 1 = 2, \dots, 7$. В определении (8) ϕ_{ijk} — угол между векторами $(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j)$ и $(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i)$ для центрального события $\mathbf{r} = 0$. Выстроенность — это безразмерный параметр, который изменяется в пределах от $-1/(N - 1)$ до 1 и характеризует расположение N точек вдоль прямой линии (рис. 2а). Комбинаторный фактор $N(N-1)(N-2)$ производит нормировку параметра λ_N , так как он учитывает количество вариантов выбора трех из N точек. Например, для случая $N = 3$ (треугольник), каждый угол которого учитывается дважды определением (8), комбинаторный множитель $N(N-1)(N-2) = 6$ и тем самым нормирует λ_3 . Если конфигурация трех точек симметрична, т.е. это равносторонний треугольник (рис. 2б), то $\lambda_3 = -0.5$. Важно отметить, что $\lambda_N = 1$ при строгом расположении точек на прямой линии, независимо от их количества N (рис. 2в). Под степенью выстроенности P_N понимают долю от общего числа событий, для которых $\lambda_N > 0.8$ [6] с числом энергетических центров в этих событиях не меньше N .

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСТРОЕННОСТИ

Как уже описывалось ранее, мотивация исследования заключается в стремлении оценить влияние непосредственно процедуры отбора наиболее энергичных частиц-кластеров на явление выстроенности, наблюдаемое в эксперименте “Памир”. Немалым побуждающим фактором для предлагаемого метода является отсутствие каких-либо проявлений выстроенности или ее аналогов в экспериментах с ускорителями. В рамках подхода предпринята попытка понять — каким образом порог энергии, сохранение поперечного импульса отражаются на степени выстроенности регистрируемых частиц. Разработанная модель основана на классическом методе Монте-Карло и включает следующие этапы:

- случайным образом генерируются координаты двух, трех, четырех событий на плоскости (xy) в квадрате с центром в начале координат;
- координаты каждого события находятся в диапазоне $x = [-1; 1], y = [-1; 1]$, центральная точка $O(0; 0)$ всегда зафиксирована;
- рассчитывается выстроенность (степень выстроенности) по определению (8) для трех, четырех, пяти точек.

Область генерации, в данном случае квадрат, имитирует плоскость эмульсионной пленки, используемой в эксперименте “Памир”. Отдаленность каждого события от точки O задается радиальным расстоянием $|\mathbf{r}_i| = \sqrt{x^2 + y^2}$ и воспроизводит положение (2) частицы на пленке. Радиус вписанной в квадрат окружности равен 1 и выбран в качестве характеристического масштаба, при необходимости все расстояния могут

быть пересчитаны в традиционные единицы измерения. Результаты моделирования для $N = 3, 4, 5$ (2, 3, 4 случайные точки + точка O соответственно) в сравнении с данными эксперимента “Памир” показаны в табл. 1. Из сравнения данных в табл. 1 можно явно заключить, что хаотического распределения точек на плоскости недостаточно для описания степени выстроенности, наблюдаемой коллаборацией “Памир”, даже с учетом большой экспериментальной погрешности измерения.

Степень выстроенности трех точек P_3 (две случайно расположенные точки и центральная точка O в начале координат) может быть оценена из геометрических соотношений. Подробные детали можно найти в недавней работе [19], здесь же приведен лишь краткий анализ и некоторые выводы. Минимальное значение степени выстроенности для конфигурации из трех точек дается выражением

$$P_3^{\min}(\lambda_0) = \frac{5\sqrt{3}}{2} \frac{\sqrt{1-\lambda_0}}{4\pi}, \quad (9)$$

из которого при $\lambda_0 = 0.8$ получим $P_3^{\min}(\lambda_0) \simeq 0.16$, что весьма близко к значению $P_3 = 0.2$ из Монте-Карло-моделирования (табл. 1). Помимо этого, из отношения площадей треугольника и окружности с центром в точке O вытекает выражение для зависимости степени выстроенности от числа частиц-кластеров N [19]

$$P_N = P_3^{N-2}, \quad (10)$$

которое также хорошо согласуется с результатами нашего моделирования в табл. 1.

3.1. Влияние порога энергии и сохранения поперечного импульса на выстроенность

В данном разделе продемонстрировано влияние дополнительных кинематических ограничений, имитирующих в некотором роде условия эксперимента “Памир”, на степень выстроенности. Положение частицы i на эмульсионной пленке определяется быстротой η_i и поперечным импульсом $\mathbf{p}_{T_i}$. Радиус-вектор $\mathbf{r}_i$ частицы (кластера) направлен вдоль ее поперечного импульса, его модуль $r_i = |\mathbf{r}_i|$ возрастает с увеличением поперечного импульса и уменьшается с ростом скорости. Существование порога энергии у детектируемых в эксперименте фотонов и адронов ($\Sigma E_\gamma > 0.5$ ПэВ) означает, что должен быть порог в радиальных расстояниях у событий на эмульсионной пленке. В нашем подходе суммарный энергетический порог запишется в виде

$$|\mathbf{r}_1| + |\mathbf{r}_2| + \dots + |\mathbf{r}_{N-1}| > (N-1)R, \quad (11)$$

где R — средний энергетический порог на одну частицу. Полный поперечный импульс всех частиц должен быть равен нулю ввиду его сохранения. Сохранение поперечного импульса учитывается в виде “баланса” Δ полного поперечного импульса или, эквивалентно,

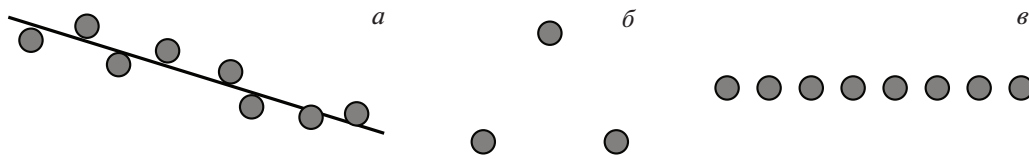


Рис. 2. Некоторые примеры событий с выстроенностью. *a* — иллюстрация произвольного расположения точек вдоль прямой линии, *б* — симметричная конфигурация трех точек на плоскости (равносторонний треугольник), $\lambda_3 = -0.5$, *в* — события лежат строго вдоль прямой линии, $\lambda_N = 1$.

Таблица 1. Результаты моделирования степени выстроенности P_N для $N=3, 4, 5$ (2, 3, 4 случайные точки + точка O соответственно) в сравнении с данными эксперимента “Памир”

N	3	4	5
Результаты Памир	0.83 ± 0.27	0.67 ± 0.33	0.33 ± 0.24
Результаты моделирования	0.2	0.04	0.008

модуля суммарного радиус-вектора между точками на плоскости эмульсионной пленки

$$|\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \dots + \mathbf{r}_{N-1}| < \Delta. \quad (12)$$

На рис. 3а, 3б формально проиллюстрировано влияние порога R и баланса Δ суммарного поперечного импульса на примере трех событий ($N = 3$), смоделированных в квадрате $x = [-1; 1], y = [-1; 1]$. При помощи порога R остаются точки вне круга радиуса R , а влияние Δ выражается в отклонении координат событий от прямой линии, проходящей через точку $O(0; 0)$ и противоположные углы квадрата. Согласно описанному подходу, максимальная степень выстроенности будет достигаться при большом значении R (углы квадрата на рис. 3а) и близком к нулю Δ (противоположные углы квадрата на рис. 3б).

Поскольку энергетический порог (11) имеет азимутальную симметрию (круг), а область генерации событий (квадрат) имеет отличный тип симметрии, степень выстроенности может быть “чувствительна” к форме области при значениях R , близких к $R_{\max}$, которое определяется геометрией области наблюдения-генерации событий и высотой взаимодействия h . С целью проверки этого предположения далее генерация точек будет производиться также и в эллипсе с различным эксцентриситетом: $e = 0$ (круг), $e = 0.5$ (рис. 3в). Центр эллипса зафиксирован в начале координат O , большая полуось эллипса равна 1 и совпадает с осью ординат, малая полуось совпадает с осью абсцисс.

3.2. Результаты моделирования

На рис. 4а–в показаны результаты моделирования степени выстроенности как функции баланса поперечного импульса для трех точек $P_3(\Delta)$ с новыми кинематическими ограничениями R (11) и Δ (12). В случае генерации в квадрате (рис. 4а) отчетливо видно, что при значении R , близком к $R_{\max} = \sqrt{2}$, наблюдается максимальная степень выстроенности в широком диапазоне Δ . Это обусловлено тем, что две слу-

чайные точки расположены в основном в противоположных углах квадрата. Выстроенность начинает уменьшаться при увеличении значения Δ в условии (12), поскольку в этом режиме становятся возможными позиции случайных точек во всех углах квадрата. Похожее поведение имеет место для эллипса ($R_{\max} = 1$) с эксцентриситетом $e = 0.5$ (рис. 4б). В случае круга, $e = 0$ (рис. 4б), степень выстроенности начинает уменьшаться при значении $\Delta_0 = 0.44R$, которое подразумевает азимутальную симметрию области генерации и соответствует максимальному значению баланса суммарного радиус-вектора [19]. Как и ожидалось, при промежуточных значениях R выстроенность не чувствительна к форме области моделирования.

Результаты моделирования для четырех точек $P_4(\Delta)$ (три случайные и центральная точка O) представлены на рис. 5а–в. Благодаря кинематическим ограничениям R (11) и Δ (12) заметно увеличение степени выстроенности на фактор 3, при умеренных R и Δ , в сравнении с результатом без ограничений $P_4 = 0.04$ (табл. 1). В этом случае $P_4(\Delta)$ также не чувствительна к форме области. При приближении R к $R_{\max}$ наблюдается несколько неожиданное поведение: очень малая выстроенность при малых Δ . Это связано с нечетным количеством случайно сгенерированных точек. При достаточно больших значениях R баланс Δ для нечетного числа точек будет также порядка R , если точки находятся вблизи прямой линии, проходящей через начало координат. Малые Δ не позволяют сгенерироваться таким конфигурациям, и поэтому степень выстроенности близка к нулю. При промежуточных R вероятность конфигураций с малым Δ и, следовательно, с достаточно высоким значением выстроенности повышается, поскольку доступны различные радиальные расстояния, полностью не исключенные условием (11). Описанное поведение характерно для всех типов формы области моделирования.

Степень выстроенности для пяти точек в виде $P_5(\Delta)$ показана на рис. 6а–в. В этом случае также наблюда-

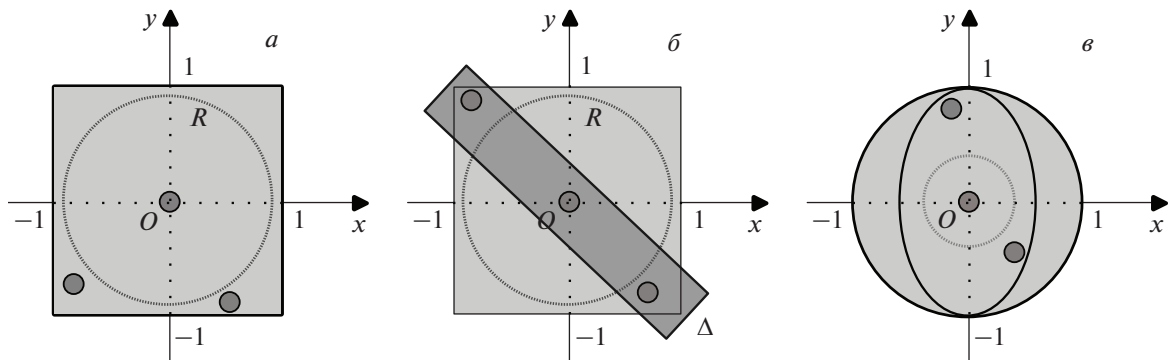


Рис. 3. Новые кинематические ограничения на примере трех ($N = 3$) событий. *a* – точечный круг иллюстрирует энергетический порог детектируемых частиц в виде порога радиального расстояния R , *б* – эффект от “баланса” Δ полного поперечного импульса или, эквивалентно, модуля суммарного вектора между точками на плоскости эмульсионной пленки. *a*, *б* – генерация событий в квадрате, *в* – генерация событий в круге и эллипсе.

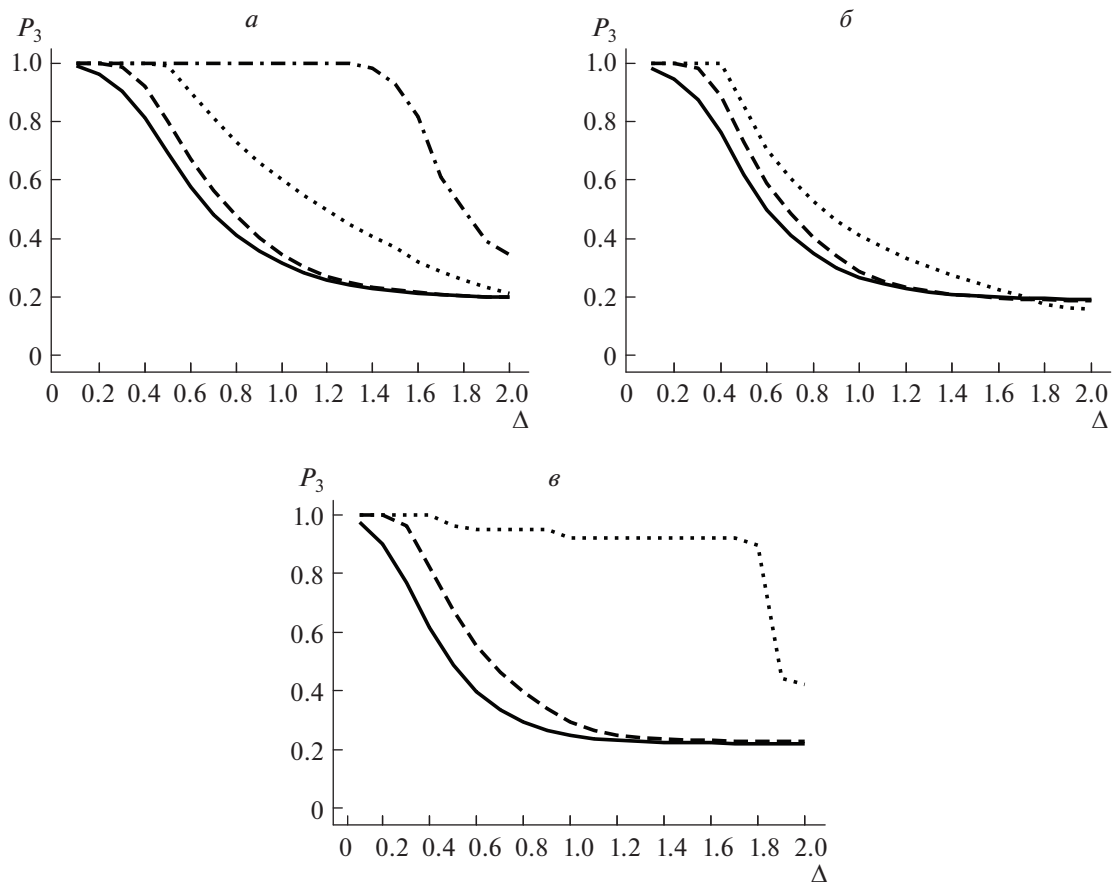


Рис. 4. Степень выстроенности трех точек P_3 как функция баланса Δ суммарного радиус-вектора при различных значениях среднего порога R . *a*, *б*, *в* – область генерации событий: квадрат, круг, эллипс с эксцентриситетом $e = 0.5$ соответственно. Кривые: сплошная – $R = 0$, штриховая – $R = 0.4$, точечная – $R = 0.9$, штрихпунктирная – $R = 1.2$. Для квадрата $R_{\max} = 1.41$, для круга и эллипса $R_{\max} = 1$.

ется увеличение на фактор приблизительно 3 при умеренных R и относительно малых Δ в сравнении с результатом без условий (11) и (12) $P_5 = 0.008$ (табл. 1) и нечувствительность $P_5(\Delta)$ к форме области генерации. При R , близком к $R_{\max}$, для квадрата (рис. 6*a*) и эллипса (рис. 6*в*) начинают проявляться флуктуа-

ции с большой амплитудой, которые отсутствуют для круга (рис. 6*б*). Более детально сингулярное поведение $P_5(\Delta)$ для квадрата и эллипса продемонстрировано вблизи $R_{\max}$ на рис. 7. Такое поведение связано с наличием выделенного направления у типа симметрии квадрата и эллипса. Флуктуации наблюдались и

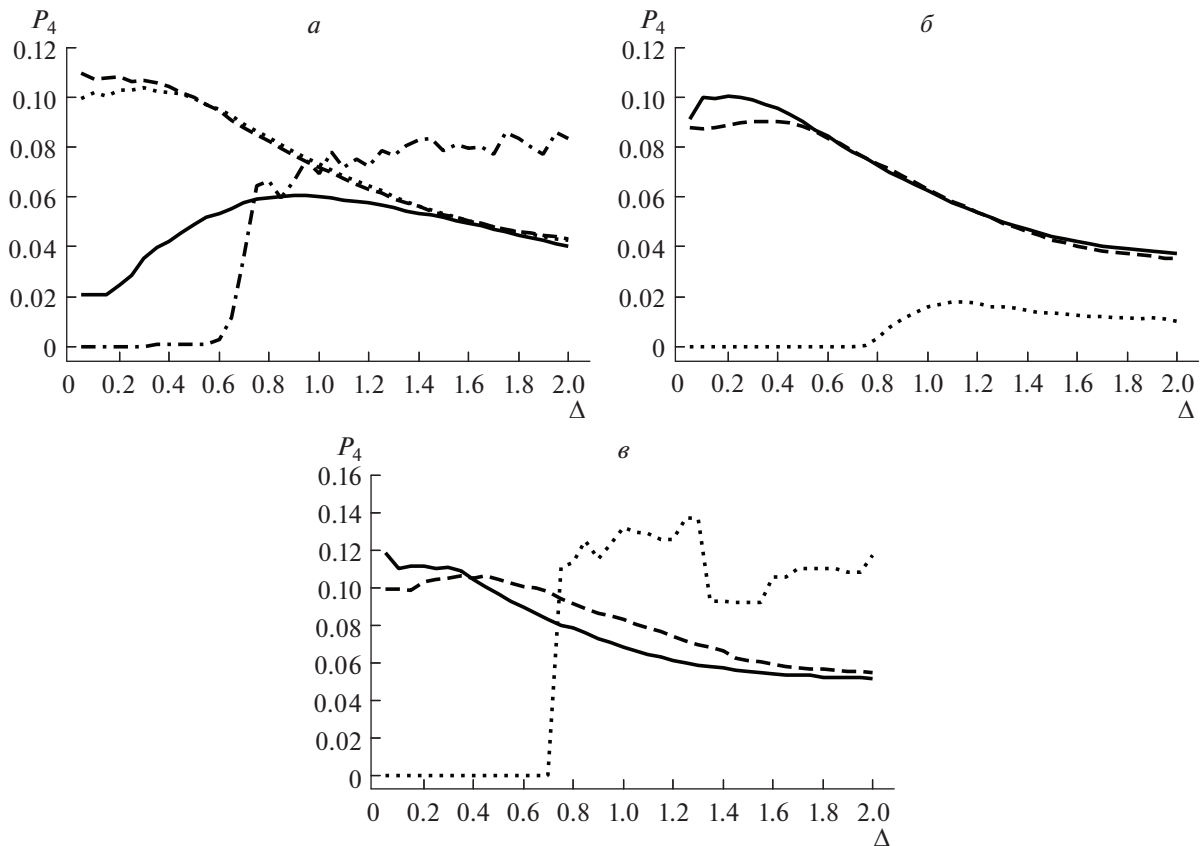


Рис. 5. Степень выстроенности четырех точек P_4 как функция баланса Δ суммарного радиус-вектора при различных значениях среднего порога R . *a* – генерация событий в квадрате, *б* – в круге, *в* – в эллипсе с эксцентриситетом $e = 0.5$. Кривые: сплошная – $R = 0$, штриховая – $R = 0.4$, точечная – $R = 0.9$, штрихпунктирная – $R = 1.2$. Для квадрата $R_{\max} = 1.41$, для круга и эллипса $R_{\max} = 1$.

в $P_4(\Delta)$ для квадрата (рис. 5*a*) и эллипса (рис. 5*в*), но не столь выражено, как в случае пяти точек.

На рис. 8 приведены результаты моделирования степени выстроенности для трех, четырех, пяти частиц-кластеров в сравнении с данными эксперимента “Памир”. Отчетливо видно, что для трех точек ($N = 3$) модель, с учетом порога R и баланса Δ (точечная линия), верно описывает экспериментальные значения, в то время как для четырех ($N = 4$) и пяти ($N = 5$) энергетических центров предлагаемого подхода недостаточно для описания данных эксперимента “Памир” (сплошная линия), однако наблюдается значительное улучшение (примерно на фактор 3) в сравнении с результатом без дополнительных кинематических ограничений R и Δ (нижняя пунктирная линия).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работе обсуждаются кинематические причины возникновения выстроенности (азимутальной скоррелированности) у семейств адронов и фотонов, наблюдаемой коллаборацией “Памир” в высокогорном эксперименте с космическими лучами. В основе предложенного подхода описания выстроенности лежит геометрическое моделирование координат событий классическим методом Монте-Карло. Наличие поро-

га энергии ($\Sigma E_\gamma > 0.5$ ПэВ) в эксперименте “Памир” имитируется с помощью суммарного порога радиального расстояния (11) для детектируемых частиц (кластеров) на плоскости эмульсионной пленки. Влияние сохранения поперечного импульса частиц отражается в форме баланса (12) суммарного радиус-вектора между случайными событиями. Закон сохранения полного поперечного импульса в виде баланса Δ позволяет отбирать конфигурации с максимально близким расположением точек к прямой линии, а средний энергетический порог R предоставляет возможность использовать реалистичные значения Δ для получения высокой степени выстроенности.

Для случая трех кластеров ($N = 3$) описанный подход позволяет получить максимальную степень выстроенности P_3 при значении R вблизи $R_{\max} = \sqrt{2}$ и близком к нулю Δ , т.е. реализуется так называемая back-to-back конфигурация частиц-кластеров. Для случаев четырех ($N = 4$) и пяти ($N = 5$) энергетических центров разработанной модели недостаточно для описания центральных значений P_4 и P_5 в эксперименте “Памир” (рис. 8), однако с учетом погрешностей измерения результаты моделирования весьма близки к данным коллаборации “Памир”. Для всех типов области генерации событий (квадрат, круг, эллипс) полученные результаты не зависят от ее абсо-

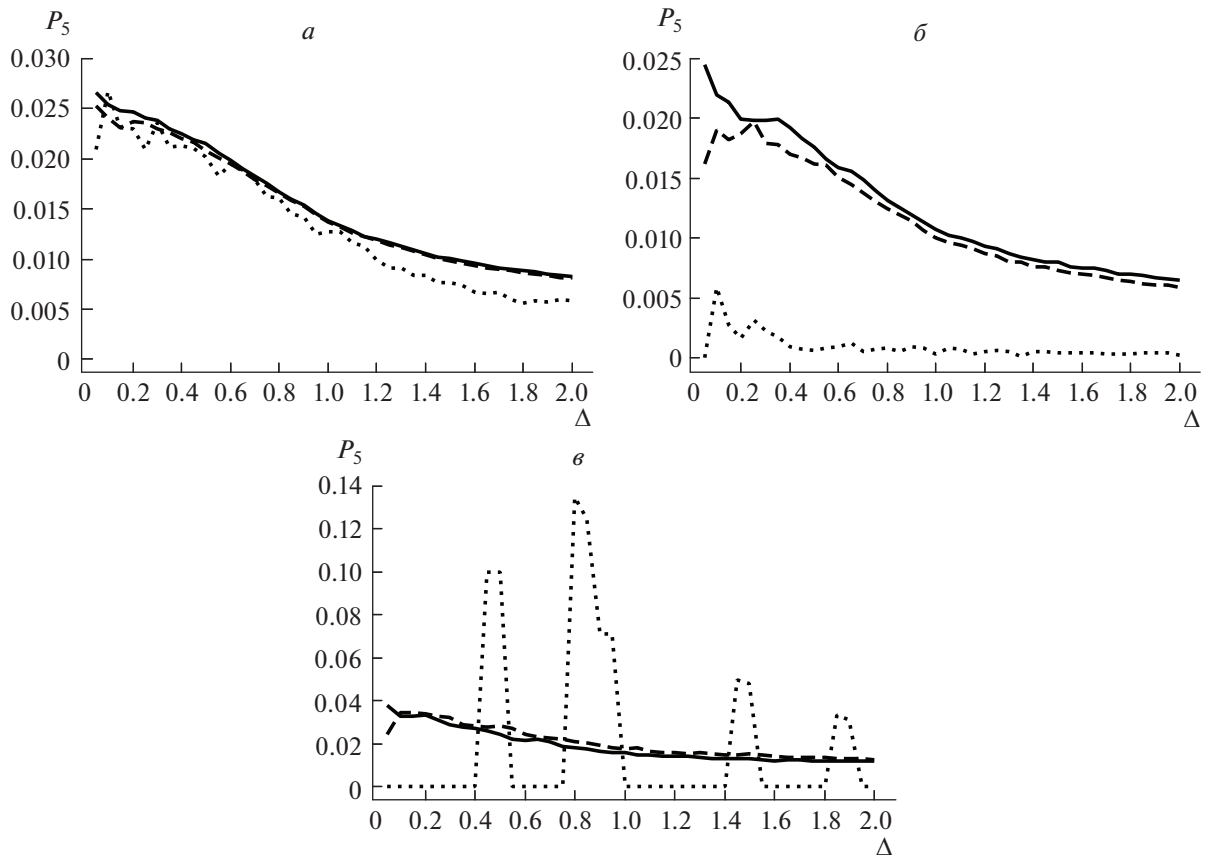


Рис. 6. Степень выстроенности пяти точек P_5 как функция баланса Δ суммарного радиус-вектора при различных значениях среднего порога R . *а* – моделирование в квадрате, *б* – в круге, *в* – в эллипсе с эксцентриситетом $e = 0.5$. Кривые: сплошная — $R = 0$, штриховая — $R = 0.4$, точечная — $R = 0.9$. Для квадрата $R_{\max} = 1.41$, для круга и эллипса $R_{\max} = 1$.

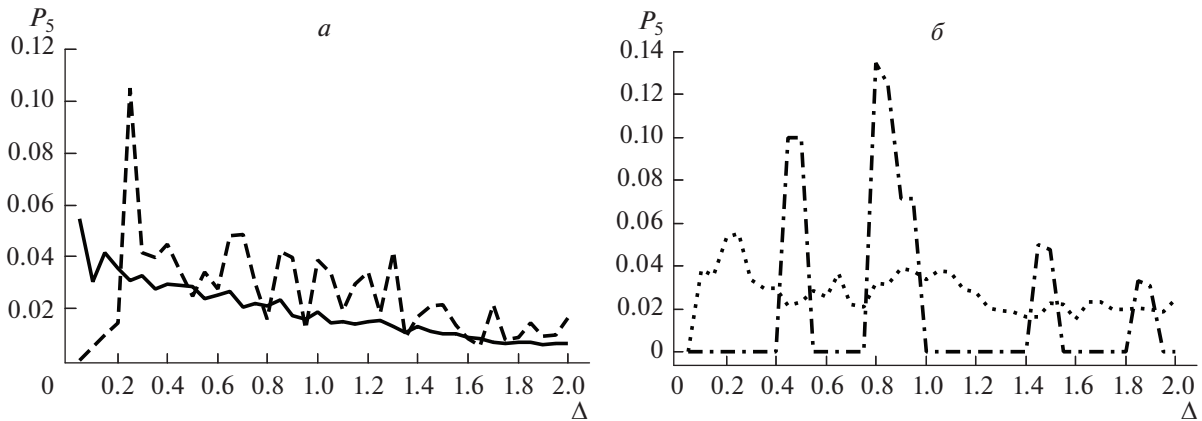


Рис. 7. Флуктуации степени выстроенности для пяти точек вблизи $R_{\max}$. *а* – область генерации квадрат, сплошная кривая — $R = 1.1$, штриховая — $R = 1.2$. *б* – область генерации эллипс с эксцентриситетом $e = 0.5$, точечная кривая — $R = 0.8$, штрихпунктирная — $R = 0.9$. Для квадрата $R_{\max} = 1.41$, для эллипса $R_{\max} = 1$.

лютного размера, однако чувствительны к форме области и ее границы. Подчеркнем, что значения P_3 , P_4 , P_5 без порога R и баланса Δ (табл. 1) совпадают с расчетами в работе [11], основанными на моделировании методом Монте-Карло с использованием генератора событий PYTHIA [20].

Полученные в рамках представленного геометрического подхода результаты описывают максимальную степень выстроенности для трех точек в широком

диапазоне значений баланса Δ суммарного радиального расстояния, однако недостаточны для объяснения эффекта в случае четырех и пяти кластеров. Дальнейшее развитие этой задачи видится в использовании генераторов ядро-ядерных взаимодействий типа HYDJET++ [21], для которых возможно моделирование анизотропного потока для нецентральных столкновений, что позволит модифицировать параметры вычисления выстроенности четырех и пяти кластеров

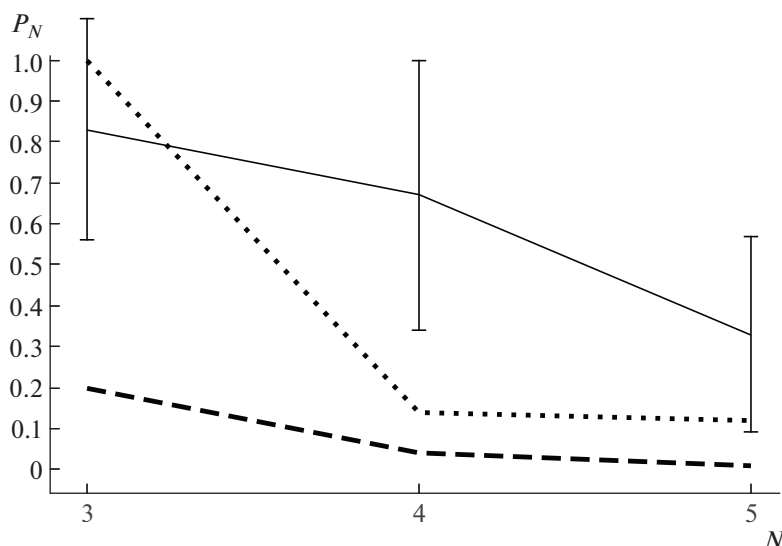


Рис. 8. Сравнение результатов моделирования степени выстроенности P_N с экспериментальными данными коллаборации “Памир” для трех, четырех, пяти точек. Сплошная кривая — результат эксперимента, точечная кривая — моделирование событий с энергетическим порогом R и балансом поперечного импульса Δ , штриховая кривая — хаотическое распределение точек на плоскости, без дополнительных кинематических ограничений (табл. 1).

и в перспективе может привести к корректной интерпретации данных эксперимента Памир.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность организаторам конференции “The 4th International Symposium on Cosmic Rays and Astrophysics” (ISCRA-2023), на которой были представлены результаты этой работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pamir Collab. (A. Borisov *et al.*), in *Proceedings of the 4th International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Beijing*, Ed. by D. Linkai (1986), p. 4.
2. Pamir Collab., in *Proceedings of the 21st International Cosmic Ray Conference, Adelaide, Australia, 1989*, Ed. by R. J. Protheroe (Univ. of Adelaide, Australia, 1990), p. 227.
3. S. A. Slavatskiy, in *Proceedings of the 5th International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Lodz, Poland, 1988*, Ed. by M. Giler (Univ. of Lodz, Poland, 1989), p. 90.
4. Сотрудничество “Памир” (Л. Т. Барадзей и др.), Изв. АН СССР. Сер. физ. **50**, 2125 (1986).
5. J. N. Capdevielle, J. Phys. G **14**, 503 (1988).
6. V. V. Kopenkin, A. K. Managadze, I. V. Rakobolskaya, and T. M. Roganova, Phys. Rev. D **52**, 2766 (1995).
7. F. Halzen and D. A. Morris, Phys. Rev. D **42**, 1435 (1990).
8. В. В. Копенкин, А. К. Манагадзе, И. В. Ракобольская, Т. М. Роганова, Изв. РАН. Сер. физ. **58**, 13 (1994).
9. В. И. Галкин, А. К. Манагадзе, В. И. Оседло, Т. М. Роганова, Г. Шозиёв, Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон., № 6, 34 (2003).
10. R. A. Mukhamedshin, JHEP **0505**, 049 (2005).
11. I. P. Lokhtin, A. K. Managadze, L. I. Sarycheva, and A. M. Snigirev, Eur. Phys. J. C **44**, 51 (2005).
12. A. De Roeck, I. P. Lokhtin, A. K. Managadze, L. I. Sarycheva, and A. M. Snigirev, in *Proceeding of the 13th International Conference on Elastic and Diffractive Scattering (Blois Workshop) - Moving Forward into the LHC Era, CERN, Geneva, Switzerland, 2009*, Ed. by M. Deile, D. d’Enterria, and A. De Roeck (Verlag Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, 2010), p. 308; arXiv: 1002.3527 [hep-ph].
13. PHOBOS Collab., Phys. Rev. C **81**, 024804 (2010).
14. CMS Collab. (V. Khachatryan *et al.*), JHEP **1009**, 091 (2010).
15. R. A. Mukhamedshin, Eur. Phys. J. C **60**, 345 (2009).
16. И. П. Лохтин, А. К. Манагадзе, А. М. Снигирев, ЯФ **76**, 645 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 602 (2013)]. I. P. Lokhtin, A. K. Managadze, A. M. Snigirev, Phys. Atom. Nucl. **76**, 602 (2013).
17. G. Eyyubova, V. L. Korotkikh, I. P. Lokhtin, S. V. Petrushanko, A. M. Snigirev, L. V. Bravina, and E. E. Zabrodin, Phys. Rev. C **91**, 064907 (2015).
18. R. A. Mukhamedshin, Eur. Phys. J. C **82**, 155 (2022).
19. I. P. Lokhtin, A. V. Nikolskii, and A. M. Snigirev, Eur. Phys. J. C **83**, 324 (2023).
20. T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001).
21. I. P. Lokhtin *et al.*, Comput. Phys. Commun. **180**, 779 (2009).

KINEMATIC DESCRIPTION OF ALIGNMENT EFFECT IN COSMIC RAYS

I. P. Lokhtin¹⁾, A. V. Nikolskii²⁾, A. M. Snigirev^{1),2)}

¹⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, RU-119991, Moscow, Russia*

²⁾*Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, RU-141980, Dubna, Russia*

The important role of kinematic constraints for the origin of the alignment of hadron and photon families observed by the Pamir collaboration in emulsion experiments with cosmic rays is discussed. Within the framework of the suggested approach it is shown that the high degree of alignment of the interaction products of the target nuclei and cosmic rays can be a consequence of the selection procedure of the most energetic clusters of particles together with the law of conservation of transverse momentum. The obtained results correctly describe the experimental data for three energetic centers and are also close enough to the measurements in the case of four and five clusters, which indicates encouraging prospects for the proposed method of explaining the alignment phenomenon.

ОБРАЗОВАНИЕ K_S^0 -МЕЗОНОВ В π^- А-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70

© 2024 г. Н. К. Калугин^{1)*}, В. В. Моисеев¹⁾, В. В. Мочалов^{1,2),**}, В. В. Абрамов¹⁾, И. Г. Алексеев³⁾, А. Н. Васильев^{1,2)}, Ю. М. Гончаренко¹⁾, А. Б. Гриднев⁴⁾, А. А. Деревщиков¹⁾, Н. Г. Козленко⁴⁾, Е. В. Маслова¹⁾, Ю. М. Мельник¹⁾, А. П. Мешанин¹⁾, Н. Г. Минаев¹⁾, Д. А. Морозов¹⁾, В. М. Нестеров³⁾, К. Д. Новиков¹⁾, Д. В. Новинский⁴⁾, Л. В. Ногац¹⁾, М. Б. Нурушева²⁾, С. В. Рыжиков¹⁾, В. Л. Рыков²⁾, В. В. Рыльцов³⁾, А. В. Рязанцев¹⁾, Э. И. Самигуллин³⁾, Д. Н. Свирида³⁾, П. А. Семёнов^{1,2)}, В. С. Темирбулатов⁴⁾, А. В. Узунян¹⁾, А. Е. Якутин¹⁾

Поступила в редакцию 10.11.2023 г.; после доработки 28.12.2023 г.; принята к публикации 28.12.2023 г.

Представлены первые результаты экспериментального исследования инклюзивного образования K_S^0 -мезонов в π^- А-взаимодействиях ($A = \text{C, Al, Cu, Sn, W}$) при импульсе пучка ≈ 26.5 ГэВ/с. Измерены отношения дифференциальных сечений четырех из указанных ядер к дифференциальному сечению на алюминии, и исследована зависимость этих сечений от атомного номера ядра. Измерения проведены в кинематической области фейнмановской переменной $0.2 < x_F < 0.8$ и поперечного импульса $p_T < 1.2$ ГэВ/с. Регистрация K_S^0 -мезонов осуществлялась по моде распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ на экспериментальной установке СПАСЧАРМ на пучках канала 14 ускорительного комплекса У-70.

DOI: 10.31857/S0044002724030087, EDN: IWLGNH

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных областей исследования в экспериментальной физике высоких энергий является изучение адрон-ядерных взаимодействий. Изучение свойств образования странных частиц, в том числе K_S^0 -мезонов, является актуальным направлением исследований в крупных международных ускорительных центрах, как в pp -взаимодействиях [1, 2], так и в протон-ядерных реакциях [2, 3] и в экспериментах с тяжелыми ионами [4]. С помощью экспериментальной информации в форме зависимости от атомного номера ядра A из этих процессов представляется возможность проверить теоретические описания пространственно-временной картины взаимодействия и образования частиц [5, 6].

В настоящее время получены экспериментальные данные по A -зависимости инклюзивных сечений образования K_S^0 -мезонов в pA -взаимодействиях при нескольких энергиях протонного пучка [7–11]. Измерения A -зависимости на мезонных пучках в $\pi^+ A$ [12] и $K^+ A$ [12, 13] выполнены в единичных экспериментах.

В настоящей работе представлены результаты A -зависимости при импульсе пучка 26.5 ГэВ/с в реакции $\pi^- A \rightarrow K_S^0 X$ в кинематической области $0.2 < x_F < 0.8$ и $p_T < 1.2$ ГэВ/с на пяти ядрах на экспериментальной установке СПАСЧАРМ. Исследование данной реакции ранее проведено в единственном эксперименте RISK [14] при энергии 38 ГэВ только в одном кинематическом диапазоне ($x_F \approx 0$ и $p_T > 1.1$ ГэВ/с) для малой статистики (всего 1720 событий с вторичной вершиной).

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

A -зависимость реакции $\pi^- A \rightarrow K_S^0 X$ изучалась на экспериментальной установке СПАСЧАРМ, расположенной на канале 14 ускорительного комплекса У-70 НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ. Физическая программа эксперимента СПАСЧАРМ, нацеленного, прежде всего, на исследование спиновой зависимости сильного взаимодействия, подробно представлена в Концептуальном проекте эксперимента [15]. Ранее в работе [16] методом Монте-Карло продемонстрирована принципиальная возможность регистрации значительного числа K_S^0 -мезонов в различных кинематических диапазонах и оценена точность измерения односпиновой асимметрии в реакции $\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow K_S^0 X$.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Исследования проводились на пучке отрицательно заряженных частиц ($\pi^- : K^- : \bar{p} \approx 98.4 : 1.5 : 0.1\%$), образованных на внутренней мишени и выводимых

¹⁾ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

²⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

³⁾ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

⁴⁾ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

* E-mail: Nikita.Kalugin@ihep.ru

** E-mail: mochalov@ihep.ru

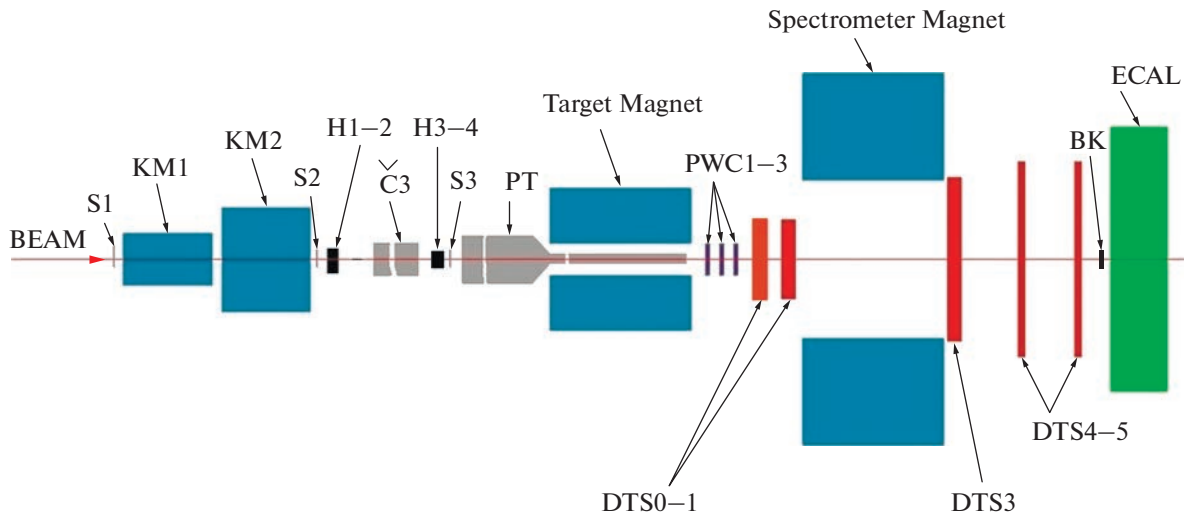


Рис. 1. Схема экспериментальной установки СПАСЧАРМ.

из вакуумной камеры ускорителя. Выведенный пучок частиц наводился на ядерные мишени, расположенные сразу после криостата поляризованной мишени (PT) на расстоянии около 24 см от ее центра. Сорт частиц определяется тремя пороговыми черенковскими счетчиками, а пучковый трек — телескопом из четырех годоскопов $H1-H4$, в том числе прецизионным волоконным годоскопом [17] с разрешением лучше 150 мкм. Регистрация K_S^0 -мезонов осуществлялась в заряженной ($\pi^-\pi^+$) моде распада, при этом идентификация адронов не проводилась.

В состав спектрометра заряженных частиц установки входит широкоапертурный магнит [18], который создает поле в центре около 0.54 Тл (интеграл поля по центральной оси составляет примерно 0.7 Тл м). Вторая функциональная часть спектрометра — трековая система, состоящая из 57 плоскостей трековых детекторов. В качестве детекторов используются три двухкоординатные пропорциональные камеры (PWC1-3) и камеры на основе дрейфовых трубок.

Регистрирующая электронная аппаратура выполнена в стандарте ЕВРОМИСС [19]. Система сбора данных, использующая контроллер крейта EM5 [20], позволяет принимать до 20 тыс. событий за цикл ускорителя. Стабильность экспериментальной установки контролируется с помощью системы медленного контроля [21]. Описание действующей экспериментальной установки приведено подробнее в работах [22, 23].

Набор данных был проведен в ноябре–декабре 2021 г. Всего для определения A -зависимости сечения инклюзивного рождения K_S^0 -мезонов набрано несколько сот миллионов триггеров на пяти ядерных (C, Al, Cu, Sn, W) и “пустой” мишенях. Эти же данные в будущем предполагается использовать для исследования спиновых характеристик, а именно: поляризации Λ -гиперонов и выстроенности векторных мезонов.

Триггером служил сигнал о взаимодействии в мишени (так называемый minbias trigger), т.е. совпадение сигналов пучкового телескопа трех сцинтилляционных счетчиков $S1 \cdot S2 \cdot S3$ при отсутствии сигнала со счетчика BK (“beam killer”). Данный счетчик регистрирует прямой пучок, который не отклонился после взаимодействия в мишени.

3. РЕКОНСТРУКЦИЯ K_S^0 -МЕЗОНОВ

При обработке реконструированных экспериментальных данных с целью выделения сигнала от K_S^0 -мезона отбирались только события, в которых был восстановлен ровно один пучковый трек, который был идентифицирован как π^- -мезон пучковыми черенковскими счетчиками. Кроме того, требовалось наличие минимум одного реконструированного вторичного трека положительного заряда и минимум одного реконструированного вторичного трека отрицательного заряда. При этом всем вторичным трекам приписывалась масса $\pi^\pm$ -мезона. Инвариантная масса всех пар противоположно заряженных адронов без отбора по событиям приведена на рис. 2а.

Следующим шагом по отбору было выделение событий, в которых количество вершин было более одной. Определение принадлежности заряженных треков к общей вершине производилось с помощью минимизации функционала (по x_v, y_v, z_v) следующего вида:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{b_{x_i} + z_v a_{x_i} - x_v}{\sigma_{x_i}} \right)^2 + \sum_{i=1}^n \left(\frac{b_{y_i} + z_v a_{y_i} - y_v}{\sigma_{y_i}} \right)^2, \quad (1)$$

где n — число реконструированных треков в событии (включая пучковой); a_{x_i}, b_{x_i} и a_{y_i}, b_{y_i} — параметры треков в плоскостях XZ и YZ соответствен-

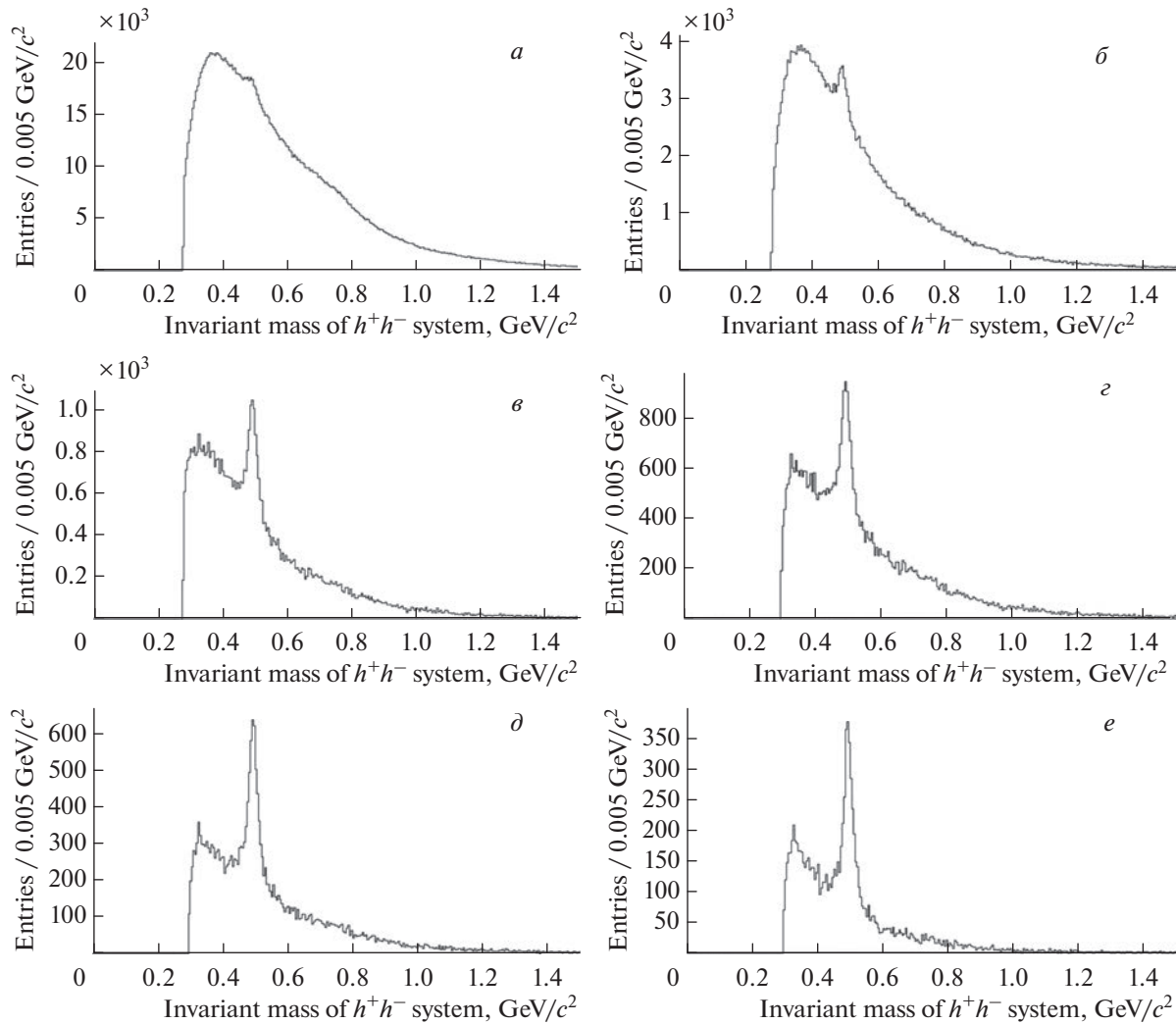


Рис. 2. Спектры инвариантных масс h^+h^- -системы для событий, выделенных с разными критериями (пояснения в тексте).

но (для вторичных треков — параметры до магнита); σ_{x_i} и σ_{y_i} — ошибки измерения параметров треков; x_v, y_v, z_v — координаты общей вершины. Нахождение x_v, y_v, z_v производилось итерационным путем: на первой итерации принималось $\sigma_{x_i}^2 = 1$ и $\sigma_{y_i}^2 = 1$, далее вычислялись значения x_v, y_v, z_v и пересчитывались значения σ_{x_i} и σ_{y_i} согласно $\sigma_{x_i}^2 = \sigma^2(a_{x_i})z_v^2 + \sigma^2(b_{x_i})$ и $\sigma_{y_i}^2 = \sigma^2(a_{y_i})z_v^2 + \sigma^2(b_{y_i})$. Итерационный процесс останавливался при $\chi_k^2 = \chi_{k-1}^2$, где k — номер итерации. Подробно данный метод описан в работе [24]. В качестве критерия принадлежности треков к одной общей вершине был использован уровень достоверности $P_v(\chi_k^2) > 0.002$ для $v = 2n - 3$ степеней свободы.

Для анализа отобранных событий с количеством вершин более одной в дальнейшем использовались только V^0 -частицы, координата распада которых находится при $31 < Z < 77$ см. Выбор данного критерия определялся местом расположения ядерных мишеней при $Z \approx 23$ см и координатой первого трекового детектора $Z = 78$ см. Массовый спектр после отбора событий с более чем одной вершиной представлен на рис. 2б.

Следующим критерием отбора было расстояние между парой противоположно заряженных треков, образующих V^0 -частицу (кандидат в K_S^0 -мезон). По результатам моделирования [16] и при анализе экспериментальных данных отбирались только те кандидаты, для которых расстояние между двумя треками было не более 0.6 см. Массовый спектр после применения этого критерия представлен на рис. 2в.

Так как в эксперименте отсутствует система идентификации вторичных заряженных частиц, то пара треков с общей вторичной вершиной должна удовлетворять гипотезе K_S^0 -мезона по критерию Армента-Подольянского [25] (см. рис. 3). На рисунке хорошо видны распады K_S^0 -мезона (большой полуэллипс) и Λ -гиперона (малый полуэллипс справа). Из дальнейшего анализа отбрасывались лептонные пары ($p_T^{\text{arm}} < 0.05$) и кандидаты в Λ -гиперона ($p_T^{\text{arm}} < 0.12$; $\alpha_{\text{arm}} > 0.45$). Массовый спектр после отбора по данному критерию приведен на рис. 2г.

Следующим критерием отбора является наличие общей вершины между восстановленной вторичной V^0 -частицей и пучковым треком. Для поиска этой

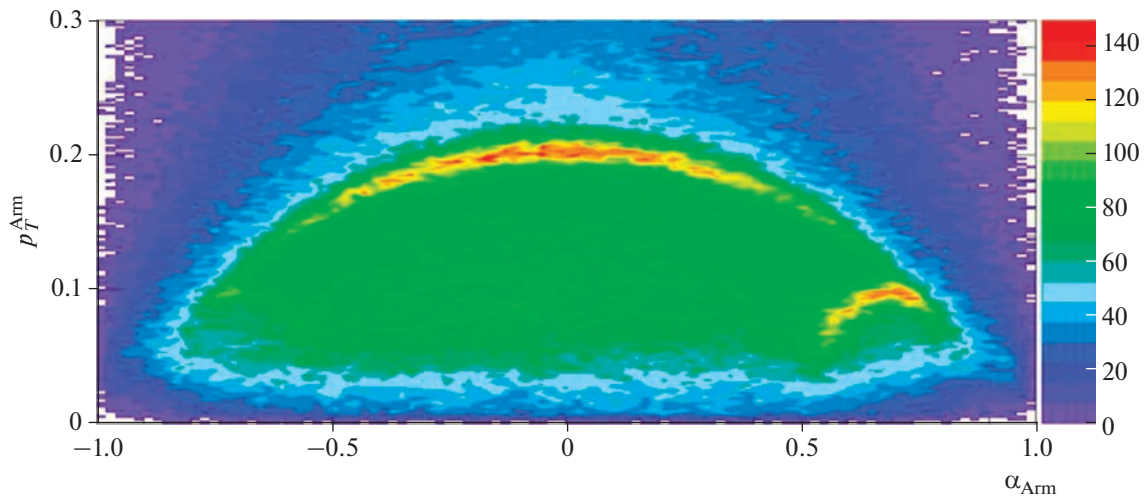


Рис. 3. Распределение Армента-Подольского для h^+h^- -пар, принадлежащих вторичной вершине.

вершины также использовался функционал, аналогичный (1). Требовалось, чтобы среднеквадратичное отклонение найденной вершины от V^0 -частицы и пучкового трека было не больше 0.2 см. Массовый спектр после этого отбора приведен на рис. 2д.

И, наконец, требовалось, чтобы вершина взаимодействия, т.е. общая вершина кандидата в K_S^0 -мезон (V^0 -частицы) и пучкового трека, примерно находилась в области ядерной мишени при $15 < Z < 30$ см и на поперечном расстоянии не более 0.9 см от центра ядерной мишени. На рис. 2е представлены спектры инвариантных масс h^+h^- -системы для событий, выделенных с учетом перечисленных выше критериев.

Спектры инвариантных масс h^+h^- -пар для всех (π^-C , π^-Al , π^-Cu , π^-S , π^-W)-взаимодействий представлены на рис. 4.

Для определения интегрального числа K_S^0 -мезона на каждой мишени распределение фитировалось функцией Гаусса и фоном. Фон описывался несколькими возможными функциями (обычные полиномы или полиномы Чебышева от второй до шестой степени, экспоненциальная функция). В качестве значения выбиралось среднее значение интеграла функции Гаусса, в качестве статистической ошибки $1/\sqrt{N}$, в качестве систематической ошибки среднеквадратичное отклонение (σ) интегралов различных функций. В дальнейшем в качестве ошибки использовалась среднеквадратичная сумма этих ошибок. На рис. 4 массовый спектр описывался суммой функции Гаусса (сигнал) и полиномом 4-ой степени (фон). Значения полученных масс, ширин и интегрального количества зарегистрированных K_S^0 -мезонов при использовании данного способа фитирования приведены в табл. 1. Наблюдаемое небольшое отличие средней массы K_S^0 -мезона от PDG [26] объясняется неточным определением интеграла магнитного поля и ошибками геометрической юстировки трековых

детекторов установки, однако в нашем случае это не влияет на результат.

4. ВЫЧИСЛЕНИЕ А-ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ

Сечения без радиационных поправок рассчитывались по формуле

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{\epsilon N(y) A}{\epsilon(y) \epsilon_d \text{Br}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \Delta y N_A \rho L J}, \quad (2)$$

где $y = x_F$ или p_T ; Δy — заданный интервал по x_F или p_T ; $N(y)$ — число K_S^0 -мезонов в заданном интервале по x_F или p_T , A , ρ — атомный вес и плотность мишени; N_A — число Авогадро; $\text{Br}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 0.6$; L — длина мишени; $\epsilon(y)$ — геометрическая эффективность (акцептанс) регистрации распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ установкой; ϵ_d — эффективность регистрации событий трековыми детекторами установки; J — поток π^- -мезонов за время экспозиции на мишени с атомным весом A . Поправки на поглощение ϵ определялись для каждой мишени расчетами, для чего были точно определены толщины и плотности мишеней.

Так как эффективности работы детекторов практически не менялись в ходе набора данных, то отношения сечений в предположении, что эффективность регистрации K_S^0 -мезонов трековыми детекторами и акцептанс слабо меняются в зависимости от мишени, рассчитывались с учетом измерений на пустой мишени по формуле в зависимости от кинематической переменной (x_F) или интегрально:

$$R_{Al}^A(x_F) = \frac{\epsilon_A \left(\frac{N(x_F)^A}{J^A} - \frac{N(x_F)^{\text{empty}}}{J^{\text{empty}}} \right) A_{Al} L_{Al}}{\epsilon_{Al} \left(\frac{N(x_F)^{Al}}{J^{Al}} - \frac{N(x_F)^{\text{empty}}}{J^{\text{empty}}} \right) A_{Al} \rho_A L_A}. \quad (3)$$

A -зависимость сечений от атомного веса ядра ми-

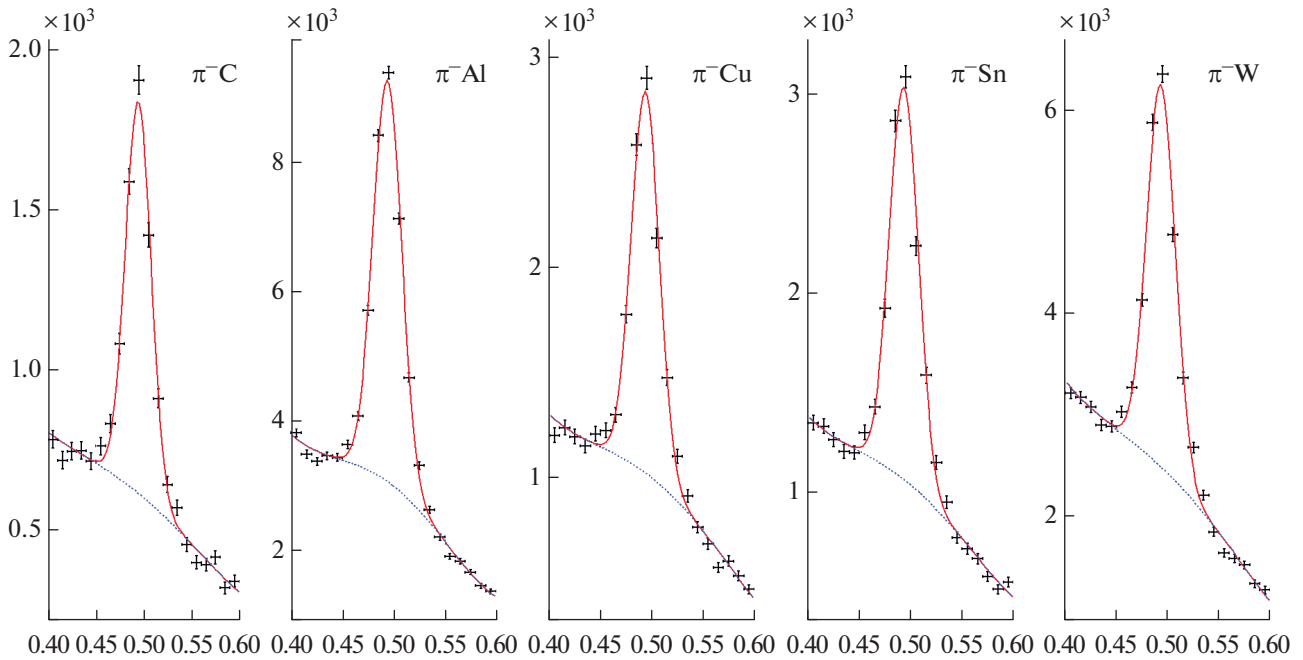


Рис. 4. Спектры инвариантных масс $h^+ h^-$ -пар для $\pi^- C$, $\pi^- Al$, $\pi^- Cu$, $\pi^- S$, $\pi^- W$ -взаимодействий. По оси X отложена инвариантная масса [ГэВ/с²], по оси Y — количество $h^+ h^-$ -пар / 0.01 ГэВ/с². Сплошная красная кривая — результат аппроксимации спектров суммой функций Гаусса и полинома 4-ой степени, точечная синяя — результат аппроксимации фоновой функции (полином 4-ой степени).

Таблица 1. Параметры реконструированных K_S^0 -мезонов

Реакция	Масса, ГэВ/с ²	σ_M , ГэВ/с ²	Число K_S^0
$\pi^- C \rightarrow K_S^0 + X$	0.494 ± 0.003	0.0134 ± 0.0004	4109 ± 64
$\pi^- Al \rightarrow K_S^0 + X$	0.4934 ± 0.0002	0.0140 ± 0.0002	21536 ± 146
$\pi^- Cu \rightarrow K_S^0 + X$	0.4934 ± 0.0003	0.0137 ± 0.0003	6202 ± 78
$\pi^- Sn \rightarrow K_S^0 + X$	0.4929 ± 0.0001	0.0141 ± 0.0003	6926 ± 83
$\pi^- W \rightarrow K_S^0 + X$	0.4930 ± 0.0002	0.0140 ± 0.0002	13230 ± 115

шени находилась в следующей параметризации:

$$R_{\frac{A}{Al}} \sim A^\alpha. \quad (4)$$

На рис. 5 представлена интегральная A -зависимость сечений реакций $\pi^- N \rightarrow K_S^0 + X$ в интервале $0.2 < x_F \leq 0.8$ и $0.0 < p_T \leq 1.2$ (ГэВ/с). Полученное значение показателя степени $\alpha = 0.77 \pm 0.02$, тогда как в единственном ранее проведенном эксперименте в π^- -взаимодействии [14] значение показателя степени измерено в одной точке и равно $\alpha = 0.90 \pm 0.17$. Полученное нами значение параметра α (0.77) несколько выше данных для инклюзивного рождения частиц, состоящих из легких кварков ($\approx 2/3$) [27], но ниже, чем для инклюзивного рождения очарованных мезонов [28], где α близка к 1.

Значения показателя степени α были также определены в зависимости от кинематических переменных x_F и p_T . Результаты данной зависимости от x_F и p_T представлены соответственно в табл. 2 и табл. 3.

На рис. 6 данные полученной зависимости $\alpha(x_F)$

из табл. 2 сопоставляются с данными для протон-ядерных при 300 [10] и 400 [11] ГэВ и каон-ядерных взаимодействий [13] с инклюзивным образованием K_S^0 -мезонов. A -зависимость от x_F в реакции $\pi^- A \rightarrow K_S^0 + X$ измерена впервые. Значение показателя степени α в трех других экспериментах в pA - [8–9] и $\pi^+ A$ - [12] взаимодействиях в диапазоне энергий 11–400 ГэВ составляет 0.57–0.78.

Значение показателя α не зависит от x_F , однако это может быть связано с корреляцией между кинематическими переменными. Есть некоторое указание, что α может зависеть (возрастать) от поперечного импульса p_T .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены отношения дифференциальных сечений на четырех ядрах (C, Cu, Sn, W) к ядру Al для реакции

$$\pi^- A \rightarrow K_S^0 + X$$

при импульсе пучка ≈ 26.5 ГэВ/с.

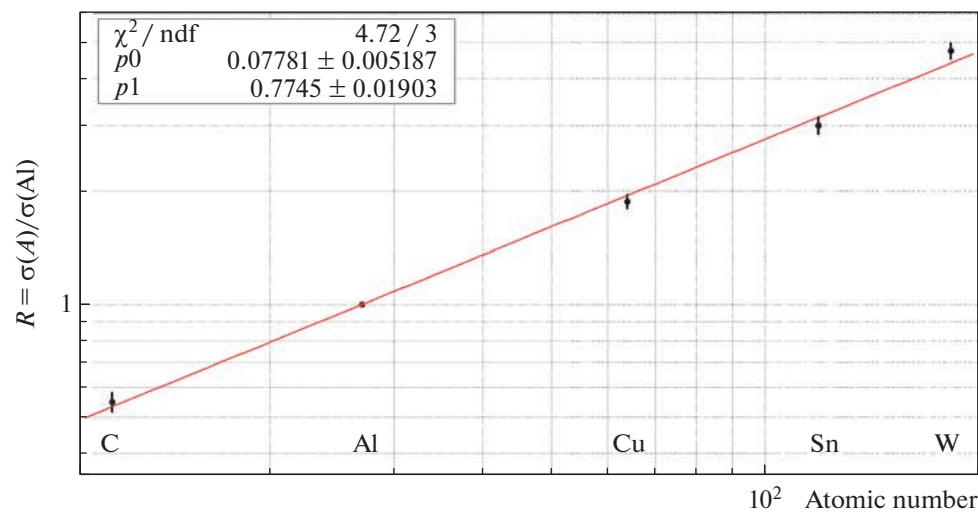


Рис. 5. A-зависимость отношений сечения инклюзивного рождения в реакции $\pi^- A \rightarrow K_S^0 X$.

Таблица 2. Зависимость показателя степени α от переменной Фейнмана x_F

	$0.2 < x_F \leq 0.3$	$0.3 < x_F \leq 0.4$	$0.4 < x_F \leq 0.6$	$0.6 < x_F \leq 0.8$
$\alpha(x_F)$	0.725 ± 0.024	0.740 ± 0.031	0.745 ± 0.044	0.695 ± 0.077
χ^2/ndf	6.05/3	0.27/3	1.49/3	2.30/3
$\langle x_F \rangle$	0.25	0.35	0.48	0.67
$\langle p_T \rangle$, ГэВ/с	0.50	0.58	0.64	0.68

Таблица 3. Зависимость показателя степени α от поперечного импульса p_T (ГэВ/с)

	$0 < p_T \leq 0.2$	$0.2 < p_T \leq 0.4$	$0.4 < p_T \leq 0.6$	$0.6 < p_T \leq 0.8$	$0.8 < p_T \leq 1.2$
$\alpha(x_F)$	0.843 ± 0.044	0.709 ± 0.030	0.730 ± 0.029	0.758 ± 0.031	0.783 ± 0.049
χ^2/ndf	3.37/3	1.85/3	4.58/3	1.94/3	3.22/3
$\langle p_T \rangle$, ГэВ/с	0.14	0.31	0.50	0.69	0.94
$\langle x_F \rangle$	0.25	0.28	0.33	0.37	0.41

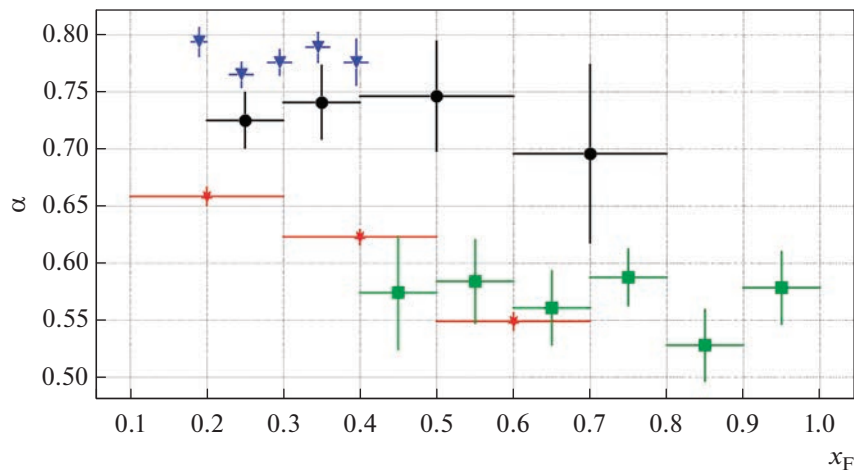


Рис. 6. Зависимость показателя степени α от x_F в сравнении с другими экспериментами. Зеленые квадраты — данные эксперимента Гиперон из [13], красные звездочки — данные ФНАЛ при 300 ГэВ из [10], синие треугольники — данные ФНАЛ при 400 ГэВ из [11], черные кружки — данные текущего эксперимента СПАСЧАРМ.

Впервые с хорошей точностью определен параметр α для реакции $\pi^- A \rightarrow K_S^0 + X$ в зависимости $R_{\text{AL}}^0 \sim A^\alpha$: $\alpha = 0.77 \pm 0.02$, и его зависимость от кинематических параметров в диапазоне $0.2 < x_F < 0.8$ и $0.0 < p_T < 1.2$ ГэВ/с. Значение α несколько выше значения показателя степени для частиц, состоящих из легких (u и d) кварков.

Зависимость показателя степени от x_F не обнаружена, есть некоторое указание на зависимость (возрастание) α с ростом p_T .

Разработан алгоритм выделения сигнала K_S^0 -мезона, что необходимо для исследования спиновой выстроенности векторного $K^{*\pm}(892) \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ -мезона в эксперименте СПАСЧАРМ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов выражает признательность администрации НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ за поддержку данной работы.

Авторы выражают благодарность Ю.В. Харлову за плодотворное обсуждение.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в НИЦ КИ — ИФВЭ при частичной финансовой поддержке Российского научно-го фонда (грант № 22-12-00164).

Работа выполнена в НИЦ КИ — ИФВЭ при частичной финансовой поддержке Министерства высшего образования и науки (программа “Приоритет-2030” в НИЯУ МИФИ).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы декларируют отсутствие конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Acharya et al. (NA61/SHINE Collab.), *Eur. Phys. J. C* **82**, 96 (2022); doi: 10.1140/epjc/s10052-021-09976-y
2. S. Acharya et al. (The ALICE Collab.), *JHEP* **2307**, 136 (2023); doi: 10.1007/JHEP07(2023)136
3. H. Adhikary et al. (NA61/SHINE Collab.), *Phys. Rev. D* **107**, 072004 (2023); doi: 10.1103/PhysRevD.107.072004
4. J. Adamczewski-Musch et al. (HADES Collab.), *Phys. Lett. B* **793**, 457 (2019); doi: 10.1016/j.physletb.2019.03.065
5. Б. З. Копелиович, в сб. Материалы XX зимней школы ЛИЯФ (ПИЯФ, 1985).
6. S. J. Brodsky and A. H. Mueller, *Phys. Lett. B* **206**, 685 (1988).
7. I. Abt et al. (The HERA-B Collab.), *Eur. Phys. J. C* **61**, 207 (2009).
8. I. Abt et al. (The HERA-B Collab.), *Eur. Phys. J. C* **29**, 181 (2003).
9. В. М. Роньжин и др., *ЯФ* **77**, 1 (2014).
10. P. Skubic, O. E. Overseth, K. Heller, M. Sheaff, L. Pondrom, P. Martin, R. March, R. Handler, G. Bunce, P. Yamin, L. Schachinger, J. Norem, R. T. Edwards, B. Edelman, and T. Devlin, *Phys. Rev. D* **18**, 3115 (1978).
11. B. Lundberg, PhD Thesis, University of Wisconsin-Madison (1984).
12. F. Botterweck et al. (EHS-NA22 Collab.), *Z. Phys. C* **55**, 373 (1992).
13. С. А. Акименко и др., *ЯФ* **53**, 429 (1991).
14. H. Barwolff et al. (RISK Collab.), *Z. Phys. C* **37**, 337 (1988).
15. В. В. Абрамов, И. Л. Ажгирей, А. А. Борисов, С. И. Букреева, А. Н. Васильев, В. И. Гаркуша, Ю. М. Гончаренко, А. М. Горин, А. А. Деревщи́ков, В. Н. Запольский, А. Н. Исаев, Н. К. Калгин, В. А. Качанов, А. С. Кожин, А. К. Лиходед, А. В. Лучинский и др., *ЭЧАЯ* **54**, 6 (2023) [*Phys. Part. Nucl.* **54**, 69 (2023); doi: 10.1134/S1063779623010021].
16. V. Abramov, N. Kalugin, V. Mochalov, V. Moiseev, D. Morozov, K. Novikov, M. Nurusheva, V. Rykov, P. Semenov, and A. Vasiliev, *JPS Conf. Proc.* **37**, 020504 (2022); doi: 10.7566/JPSCP.37.020504
17. А. В. Рязанцев, С. И. Букреева, А. Н. Васильев, А. М. Горин, Ю. М. Гончаренко, В. В. Моисеев, В. В. Мочалов, П. А. Семенов, ПТЭ, № 4, 48 (2023), doi: 10.31857/S0032816223030096 [*Instrum. Exp. Tech.* **66**, 563 (2023); doi: 10.1134/S0020441223030090].
18. A. P. Meschanin, A. N. Vasiliev, M. Yu. Goncharenko, V. A. Kormilitsyn, N. G. Minaev, V. V. Mochalov, V. L. Rykov, A. D. Ryabov, T. D. Ryabova, A. V. Ryazantsev, P. A. Semenov, S. A. Semin, and Z. G. Simonova, *Phys. At. Nucl.* **85**, 2043 (2022); doi: 10.1134/S1063778822100386
19. S. I. Bukreeva, N. M. Emel'yanov, A. N. Isaev, Yu. D. Karpekov, Yu. S. Kiselev, V. S. Petrov, V. A. Sen'ko, M. M. Soldatov, N. A. Shalanda, and V. I. Yakimchuk, *Instrum. Exp. Tech.* **57**, 671 (2014); doi: 10.1134/S0020441214050054
20. S. V. Ryzhikov, V. S. Petrov, P. A. Semenov, and V. I. Yakimchuk, *Instrum. Exp. Tech.* **57**, 676 (2014); doi: 10.1134/S0020441214060116
21. S. I. Bukreeva, A. N. Vasil'ev, Yu. M. Goncharenko, A. A. Derevshchikov, E. V. Maslova, Yu. M. Mel'nik, A. P. Meshchanin, V. V. Mochalov, A. V. Ryazantsev, S. V. Ryzhikov, P. A. Semenov, V. A. Sen'ko, and N. A. Shalanda, *Instrum. Exp. Tech.* **62**, 150 (2019); doi: 10.1134/S0020441219010032
22. P. A. Semenov, *Phys. Part. Nucl.* **86**, 817 (2023); doi: 10.1134/S1063778823050368
23. П. А. Семенов и др., Препринт 2023-13 (ИФВЭ, 2023).
24. В. Б. Виноградов и др., Препринт Б1-10-86-27 (ОИЯИ, 1985).

25. J. Podolanski and R. Armenteros, Lond., Edin., Dub. Philosoph. Mag. J. Sci. **45**, 13 (1954).
26. C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).
27. В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева, Взаимодействия адронов высоких энергий (Наука, Москва, 1983).
28. J. Badier et al. (NA3 Collab.), Z. Phys. C **20**, 101 (1983).

K_S^0 -MESON PRODUCTION IN $\pi^- A$ -INTERACTIONS AT ACCELERATOR COMPLEX U-70

N. K. Kalugin¹⁾, V. V. Moiseev¹⁾, V. V. Mochalov^{1),2)}, V. V. Abramov¹⁾, I. G. Alekseev³⁾,
A. A. Derevshchikov¹⁾, Yu. M. Goncharenko¹⁾, A. B. Gridnev⁴⁾, N. G. Kozlenko⁴⁾, E. V. Maslova¹⁾,
Yu. M. Melnick¹⁾, A. P. Meshchanin¹⁾, N. G. Minaev¹⁾, D. A. Morozov¹⁾, V. M. Nesterov³⁾,
K. D. Novikov¹⁾, D. V. Novinsky⁴⁾, L. V. Nogach¹⁾, M. B. Nurusheva²⁾, S. V. Ryzhikov¹⁾, V. L. Rykov²⁾,
V. V. Ryltsov³⁾, A. V. Ryazantsev¹⁾, E. I. Samigullin³⁾, P. A. Semenov^{1),2)}, D. N. Svirida³⁾,
V. S. Temirbulatov⁴⁾, A. V. Uzunyan¹⁾, A. N. Vasiliev^{1),2)}, A. E. Yakutin¹⁾

¹⁾ NRC "Kurchatov institute" – IHEP, Protvino, Russia

²⁾ National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia

³⁾ NRC "Kurchatov institute", Moscow, Russia

⁴⁾ NRC "Kurchatov institute" – PNPI, Gatchina, Russia

First results on A -dependence measurements in inclusive K_S^0 -meson production in $\pi^- A$ -interactions ($A = \text{C, Cu, Al, Sn, W}$) are presented at 26.5 GeV/c. The ratios of the differential cross sections of four of these nuclei to the differential cross section on aluminum were measured and the dependence of these cross-sections on the atomic number of the nucleus was studied. The measurements were carried out in the kinematic region of the Feynman variable $0.2 < F < 0.8$ and transverse momentum $p_T < 1.2$ GeV/c. K_S^0 -mesons were detected in the decay mode $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - at the SPASCHARM experimental setup using negative charged beams at beamline 14 of the U-70 accelerator complex.

ПРОЕКТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЯДЕРНОГО dd -СИНТЕЗА С ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ИСХОДНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ (PolFusion)

© 2024 г. А. Ю. Рождественский^{1)*}, А. В. Андреянов¹⁾, А. А. Васильев¹⁾, М. Е. Взнуздаев¹⁾, К. А. Ившин¹⁾, Л. М. Коченда¹⁾, П. А. Кравцов¹⁾, П. В. Кравченко¹⁾, В. Е. Ларионов¹⁾, А. Н. Соловьев¹⁾, В. А. Трофимов¹⁾, В. Д. Фотьев¹⁾

Поступила в редакцию 27.11.2023 г.; после доработки 27.11.2023 г.; принята к публикации 23.12.2023 г.

Реакция ядерного dd -синтеза может протекать по трем возможным каналам: ${}^3\text{H} + p$ ($\approx 50\%$), ${}^3\text{He} + n$ ($\approx 50\%$), ${}^4\text{He} + \gamma$ ($\approx 10^{-7}\%$). Интерес к dd -синтезу вызван как со стороны фундаментальных исследований и астрофизики, так и прикладной науки, в частности, в области создания термоядерных реакторов. В 70-х годах в Курчатовском институте была предложена идея исследования реакции ядерного dd -синтеза с использованием поляризованных пучков дейтронов. Развитие данной идеи получило продолжение в ядерно-физическом эксперименте PolFusion (Polarized Fusion). Цель ядерно-физического эксперимента PolFusion — исследование реакции ядерного dd -синтеза с поляризованными исходными частицами в области низких энергий. В эксперименте планируется измерить асимметрии рассеяния продуктов реакций dd -синтеза в конечном состоянии при различной взаимной ориентации спинов сталкивающихся дейтронов в диапазоне энергий 10–100 кэВ. Авторами будет представлен обзор текущего статуса эксперимента.

DOI: 10.31857/S0044002724030094, EDN: IWHCKX

1. ВВЕДЕНИЕ

Реакции ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$ и ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ при низких энергиях представляют большой интерес для ядерной физики малонуклонных систем. Решающую роль в таких исследованиях играют поляризованные эксперименты, которые могут дать исчерпывающую информацию для детального теоретического анализа, целью которого является разработка новых теоретических моделей, которые могли бы описать новые экспериментальные данные.

В 70-х годах в Курчатовском институте Б.П. Адьясевичем и В.Г. Антоненко была предложена идея исследования реакции ядерного dd -синтеза с использованием поляризованных пучков дейтронов [1]. В качестве реализации данной идеи был предложен эксперимент по измерению асимметрий и коэффициентов корреляции поляризаций в реакции dd -синтеза при энергиях меньше 100 кэВ [2]. К настоящему моменту успехи в развитии физики поляризованных атомарных и ионных источников позволили достичь необходимого технологического уровня для проведения подобного эксперимента. Таким образом, развитие данной идеи получило продолжение в ядерно-физическом эксперименте PolFusion (Polarized Fusion).

Актуальность исследования реакций ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$ и ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ при низких энергиях заключается не только в расширении фундаментальных знаний, но

и в возможности применимости полученных данных в прикладной и реакторной физике [3]. Данные реакции являются элементами цепочки первичного нуклеосинтеза в теории Большого Взрыва, а также протекают на ранних фазах горения звезд [4]. В мировом научном сообществе ведется активное обсуждение теоретических моделей данных реакций, результатом которого могут стать новые представления о протекании ядерных реакций в области низких энергий и возможности осуществления холодного ядерного синтеза [5].

Новые результаты астрофизических исследований привели к уменьшению ошибки оценки первичного распределения изотопов. В том числе результаты серии работ коллаборации LUNA показали, что основным источником неопределенности в вычислении первичного распределения дейтерия в момент Большого Взрыва стала сравнительная недостаточность экспериментальных данных по неполяризованному dd -синтезу [6].

Анализ последних астрофизических экспериментов показал расхождение в вычислении астрофизического S -фактора для n - и p -каналов, а также отсутствие согласия между теоретическими предсказаниями и результатами измерений [7, 8]. На данный момент существуют различные теоретические модели, позволяющие рассчитать ядерные реакции, каждая из которых имеет ограниченную область применимости, а также содержат существенные недостатки, такие как, например, отсутствие привязки параметров к физическим характеристикам (R-MATRIX) или игнорирование внутренней структуры ядра (Potential/optical

¹⁾ НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия

* E-mail: anroz@mail.ru

model) [9]. Отсутствие общей теоретической модели ядерных реакций стимулирует проведение новых экспериментов по измерению сечений ядерных реакций синтеза.

Привлекательность термоядерных реакций с точки зрения энергетических прикладных аспектов заключается в том, что на данный момент предпринимаются попытки создать энергетические установки, в которых управляемым образом могут осуществляться реакции ядерного синтеза [10, 11]. При проектировании термоядерных энергетических установок важным аспектом является исследование углового распределения продуктов ядерного синтеза, в частности нейтронов. Расчеты по влиянию поляризованного топлива на распределение нейтронных потоков внутри камеры токамака указывают на заметную разницу для полной параллельной или антипараллельной поляризации для углового распределения нейтронов в поперечном направлении (R-матричный анализ) [12].

Одним из прикладных направлений исследования реакции ядерного dd -синтеза является использование данной реакции для возможной наработки трития.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ PolFusion

На основе идеи [1] в Петербургском институте ядерной физики (Гатчина) был предложен эксперимент по исследованию реакции ядерного dd -синтеза с поляризованными исходными компонентами в области низких энергий. В эксперименте будут измерены спин-корреляционные коэффициенты и анализирующие способности (асимметрии) реакций dd -синтеза при различной взаимной ориентации спинов сталкивающихся дейтронов в диапазоне энергий 10–100 кэВ.

Схема на рис. 1 является общим обзором всех экспериментов по изучению реакции ядерного dd -синтеза. В левой части схемы приведены тип эксперимента (какие реакции изучались, а также тип поляризации) и наблюдаемые, которые измерялись в каждом эксперименте. По центру в виде цветовой диаграммы приведен диапазон энергий для каждого эксперимента, а также указано, какой именно канал реакции был изучен. Сверху схемы приведена формула полного сечения для наглядного отображения измеряемых наблюдаемых.

Таким образом, эксперимент PolFusion является не только продолжением серии экспериментов по исследованию реакции ядерного dd -синтеза, но и первым экспериментом с пучком и мишенью, поляризованными по ядерному спину. Он позволит определить вклад сечения поляризованного синтеза в полное сечение реакции при низких энергиях. В эксперименте планируется измерение дифференциального сечения ядерной реакции синтеза поляризованных дейтронов, а также измерение асимметрии дифференциального сечения и спин-корреляционных коэффициентов.

2.1. Экспериментальная установка

Общий вид экспериментальной установки приведен на рис. 2. Атомарный и ионный поляризованный источники взаимно ориентированы под прямым углом таким образом, чтобы реакция ядерного dd -синтеза протекала в центре 4 π -детектора. Поляриметр на асимметрии ядерной реакции и поляриметр на Лэмбовском сдвиге, используемые для определения поляризации, располагаются на выходных пучках ионного и атомарного поляризованных источников соответственно [13].

Основными элементами экспериментальной установки по исследованию ядерного dd -синтеза являются: источник поляризованных ионов (POLIS) с энергией ионного пучка 10–50 кэВ и током 15 мкА (параметры сопла: $d = 1.3$ мм, $T = 65$ К), а также источник поляризованных атомов (ABS) с энергией атомарного пучка 0.01 эВ и интенсивностью 4×10^{16} атомов/с (параметры сопла: $d = 2$ мм, $T = 65$ –85 К), система поляриметрии, детекторная система и система сбора данных. Конструкции поляризаторов атомарного и ионного источников позволяют получать различные виды поляризации, однако в рамках данного исследования наибольший интерес представляют чисто тензорные ($p_z = 0$, $p_{zz} = \pm 1$) и чисто векторные ($p_z = \pm 2/3$, $p_{zz} = 0$) поляризации. Расчетная степень поляризации составляет 90%.

Центральная детекторная система представляет собой кубическую структуру, внутренняя поверхность которой заполнена кремниевыми PIN-диодами (по 96 PIN-диодов на каждую грань куба). Детекторная система способна регистрировать все заряженные продукты реакции с эффективностью 50%.

В процессе подготовки эксперимента был проведен набор тестовых измерений с использованием различных типов мишеней (твердотельной и паровой). На рис. 3 представлен амплитудный спектр, полученный при энергии налетающих дейтронов 25 кэВ. Спектры амплитуд, полученные в данном тестовом запуске, приводятся для трех различных значений зенитного угла $\theta = 106^\circ$, 116° , 157° [14] (рис. 3а). На координатной схеме детектора рис. 3б отмечены выбранные угловые направления, которые соответствуют PIN-диодам под углами $\theta = 106^\circ$, 116° , 157° .

2.2. Система сцинтилляционных детекторов

Основным источником фона при регистрации заряженных продуктов реакции в центральном детекторе является космическое излучение. Особенно критично данный эффект наблюдается при регистрации ${}^3\text{He}^{2+}$ (рис. 3а). Для уменьшения влияния космического излучения и выделения пиков ${}^3\text{He}^{2+}$ из результирующего спектра было предложено разработать систему подавления фона.

Для подавления фона от космических мюонов была предложена система из пяти сцинтилляционных пластин, размещенных в одном вакуумном объеме с глав-

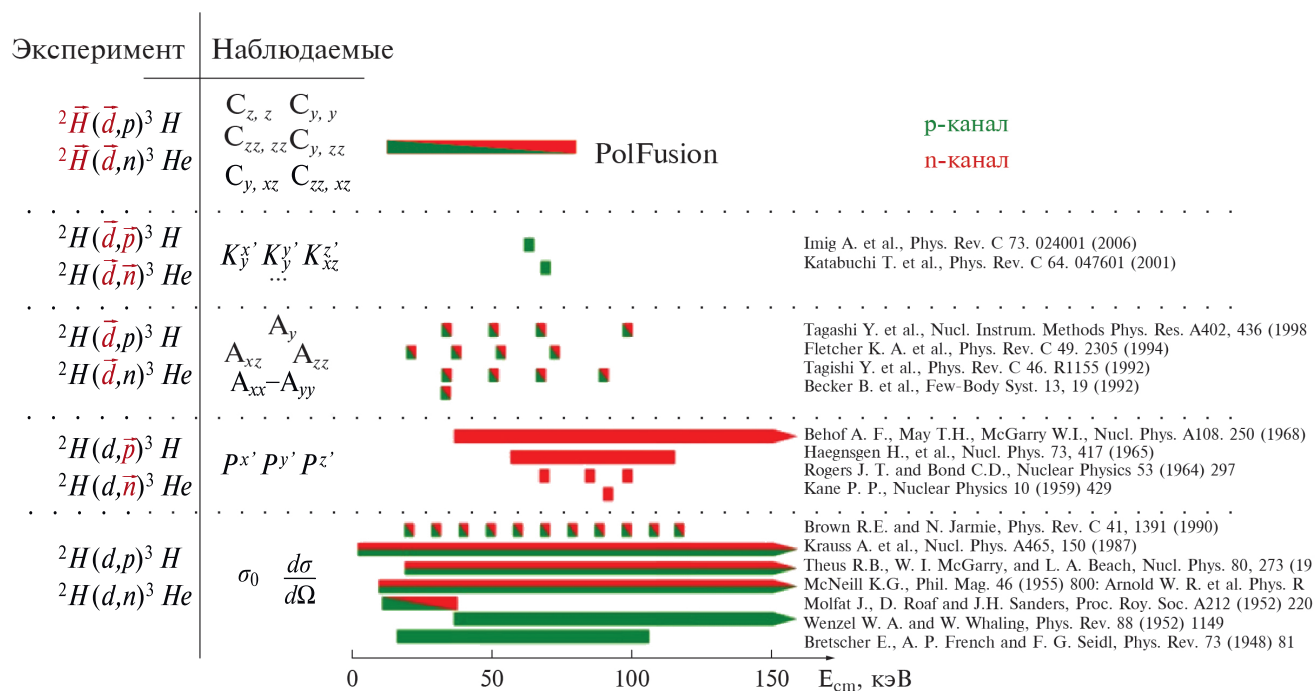


Рис. 1. История исследования ядерного dd -синтеза.

ным детектором и работающих по схеме антисовпадений. Сцинтилляционные пластины окружают главный детектор таким образом, чтобы обеспечить максимальное перекрытие граней главного детектора, а также для получения максимальной эффективности регистрации космического излучения в данной конфигурации. Принципиальный вид системы сцинтилляционных детекторов представлен на рис. 4.

С помощью программного пакета Geant 4 была построена система сцинтилляционных детекторов и описана геометрия центрального детектора (рис. 5). Спектр, полученный в результате работы программы без включенного алгоритма антисовпадений, приведен на рис. 6а. Полученный результат хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными в тестовом сеансе 2020 г., что говорит о корректности построенной модели и правильном учете физических эффектов и факторов, влияющих на конечный энергетический спектр.

Энергетический спектр продуктов реакции ядерного dd -синтеза с учетом работы алгоритма антисовпадений для двух любых из пяти сцинтилляционных пластин и PIN-диодов приведен на рис. 6б. Расчеты показывают, что общая эффективность подавления фона космического излучения составляет 73.5%. Эффективность подавления для угловых направлений 157° и 116° выше среднего и составляет порядка 85%, а для 106° существенно ниже и составляет около 28%. Данный результат объясняется отсутствием в конфигурации разработанной системы верхней сцинтилляционной пластины. Мюоны с траекториями, перпендикулярными верхней и нижней граням главного 4л-

детектора, взаимодействуют с PIN-диодами, но не попадают в алгоритм антисовпадений и оказывают сильное влияние на результирующий спектр.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках проводимого эксперимента по исследованию реакции ядерного dd -синтеза с поляризацией исходных частиц в тестовом сеансе 2020 г. на паровой мишени был зарегистрирован неполяризованный dd -синтез. В настоящее время ведется запуск атомарного источника для получения dd -синтеза на поляризованных пучках. К настоящему моменту смоделирована система сцинтилляционных детекторов для подавления фона космического излучения и ведется ее разработка. В ближайшее время планируется:

- Измерение неполяризованных сечений при энергии 20—70 кэВ и получение отношения сечений p - и n -каналов.
- Измерение асимметрий при различных состояниях поляризации исходных пучков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. Adjasevich and V. Antonenko, Preprint IEA-2704 (Moscow, 1976).
2. H. Paetz gen. Schieck, Eur. Phys. J. A **44**, 321 (2010).
3. D. Casey *et al.*, Nat. Phys. **13**, 1227 (2017).
4. В. Бедняков, ЭЧАЯ **33**, 915 (2002).
5. C. Berlinguette, Y. Chiang, J. Munday, *et al.*, Nat. **570**, 45 (2019).

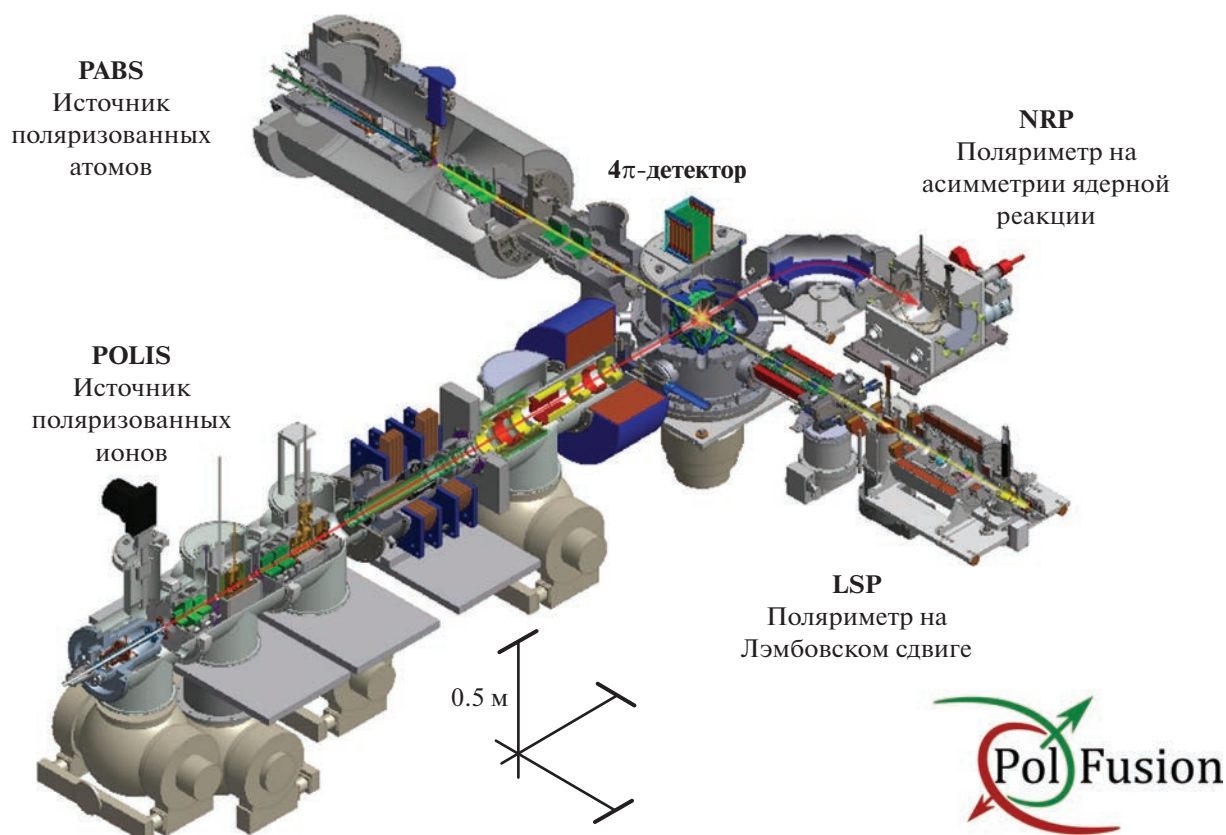


Рис. 2. Экспериментальная установка.

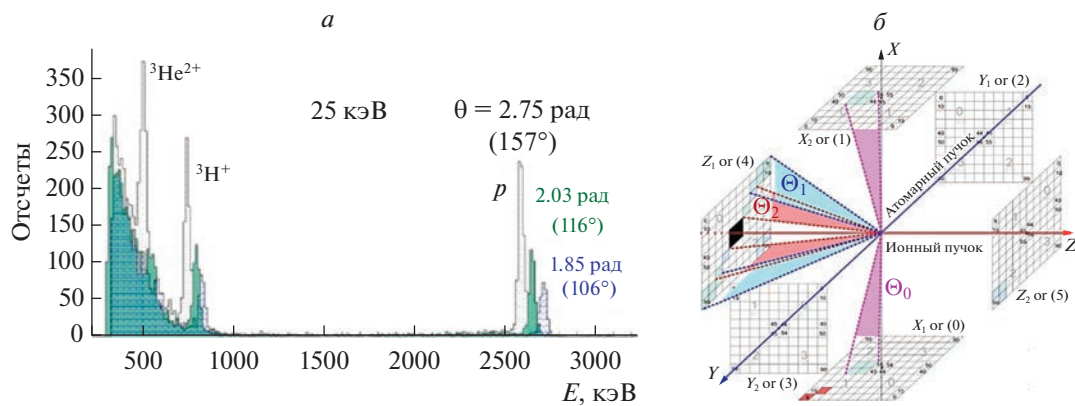


Рис. 3. Амплитудный спектр тестового сеанса 2020 г. (а) и координатная система детектора (б).

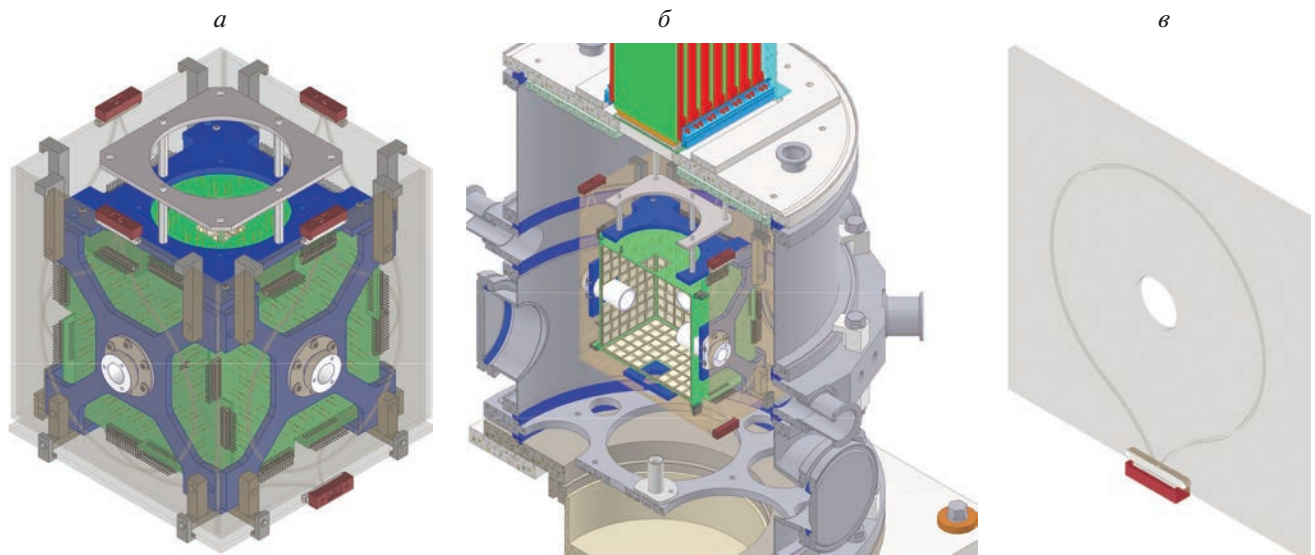


Рис. 4. Модель детекторной системы: *a* — центральный детектор и сцинтилляционные пластины; *б* — детекторная система внутри вакуумного объема; *в* — сцинтилляционная пластина с WLS-волокном.

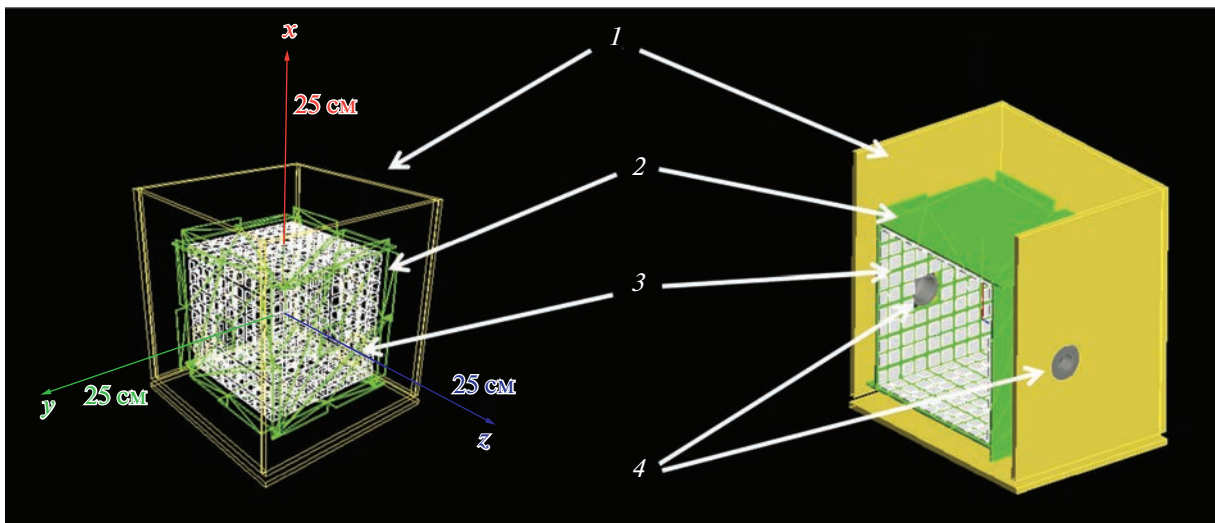


Рис. 5. Модель детекторной системы, смоделированная в программном пакете Geant 4: схематичное изображение (слева) и вид в разрезе (справа). Цифрами на рисунке обозначены основные элементы модели: 1 — сцинтилляционные панели; 2 — печатные платы; 3 — PIN-диоды; 4 — втулки для защиты шлейфов.

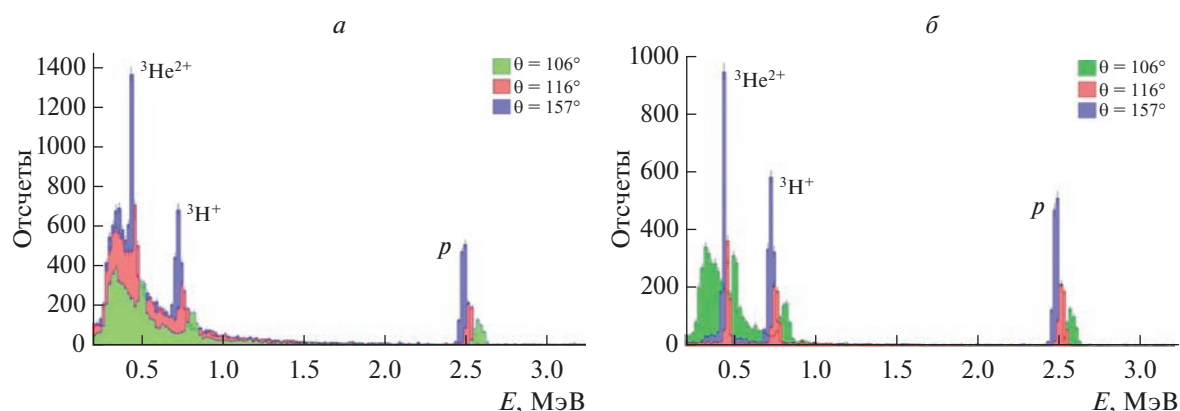


Рис. 6. Энергетический спектр с фоном космического излучения, полученный в программном пакете Geant 4 (а). Энергетический спектр продуктов реакции dd -синтеза с учетом работы алгоритма антисовпадений для двух любых сцинтилляционных пластин и PIN-диодов (б).

6. T. Yeh, K. Olive, and B. Fields, JCAP **03**, 046 (2021); arXiv: 2011.13874 [astro-ph.CO].
7. O. Pisanti, G. Mangano, G. Miele, and P. Mazzella, JCAP **04**, 020 (2021); arXiv: 2011.11537 [astro-ph.CO].
8. K. Arai, S. Aoyama, Y. Suzuki, P. Descouvemont, and D. Baye, Phys. Rev. Lett. **107**, 132502 (2011).
9. D. Pierre, EPJ Web Conf. **117**, 9001 (2016).
10. Ch. Leemann *et al.*, Helv. Phys. **44**, 141 (1971).
11. G. Hupin *et al.*, Nature Com. **10**, 321 (2019).
12. W. Yang *et al.*, Fus. Sci. Technol. **78**, 164 (2022).
13. G. Ciullo, R. Engels, M. Muescher, and A. Vasilyev, Nuclear Fusion with Polarized Fuel, Springer Proceedings in Physics, Volume 187 (August 2016); doi: 10.1007/978-3-319-39471-8.
14. A. Solovyev *et al.*, JINST **15**, C08003 (2020).

PROJECT ON RESEARCH OF NUCLEAR dd -SYNTHESIS WITH POLARIZATION OF INITIAL PARTICLES AT LOW ENERGIES (PolFusion)

A. Rozhdestvenskij¹⁾, A. Andreyanov¹⁾, A. Vasilyev¹⁾, M. Vznuzdaev¹⁾, K. Ivshin¹⁾, L. Kochenda¹⁾,
P. Kravtsov¹⁾, P. Kravchenko¹⁾, V. Larionov¹⁾, A. Solovyev¹⁾, V. Trofimov¹⁾, V. Fotyev¹⁾

¹⁾NRC “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia

The nuclear dd -fusion reaction can proceed by three possible channels: ${}^3\text{H} + p$ ($\approx 50\%$), ${}^3\text{He} + n$ ($\approx 50\%$), ${}^4\text{He} + \gamma$ ($\approx 10^{-7}\%$). Interest in dd -fusion has been aroused by both fundamental research and astrophysics and applied science, particularly in the field of fusion reactor development. In the 1970s at the Kurchatov Institute, the idea of studying the nuclear dd -fusion reaction using polarized deuteron beams was proposed. The development of this idea was continued in the PolFusion (Polarized Fusion) nuclear physics experiment, which aims to study the reaction of nuclear dd -synthesis with polarized source particles in the low energy region. The experiment is planned to measure the scattering asymmetries of dd -fusion reaction products in the final state at different mutual orientation of the spins of colliding deuterons in the energy range 10–100 keV. The authors will present an overview of the status of the experiment.

О ВАЖНОСТИ УЧЕТА НАЧАЛЬНОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТРУН ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССА АДРОНИЗАЦИИ

© 2024 г. Р. В. Николаенко^{1),*}

Поступила в редакцию 20.11.2023 г.; после доработки 20.11.2023 г.; принята к публикации 20.11.2023 г.

Данные ряда экспериментов в физике высоких энергий указывают на трудности с описанием рождения пионов и ρ^0 -мезонов существующими моделями адронных взаимодействий. Одной из возможностей введения новых неколлективных эффектов является модернизация моделей фрагментации релятивистских струн Намбу–Гото. Как вариант предлагается использование начально-протяженных струн, что позволяет вычислять параметры струны в реалистичных для адронных и ядро-ядерных взаимодействий конфигурациях. Для этого вводится специальная калибровка, подходящая для расчета с произвольными начальными данными. Возможность определения спин-орбитальных характеристик струн позволяет накладывать дополнительные ограничения на массу струн-фрагментов.

DOI: 10.31857/S0044002724030109, EDN: IWGSGA

1. ВВЕДЕНИЕ

Во взаимодействиях при высоких энергиях с рождением адронов важнейшую роль играет процесс адронизации — переход от образованных кварков и глюонов к регистрируемым детекторами стабильным частицам, адронам. Набор партонов, рожденных в результате жестких или мягких процессов, сам по себе не определяет полностью спектр конечных частиц, поэтому механизм адронизации может заметно повлиять на предсказания модели адронных взаимодействий.

В последние годы данные ряда экспериментов в физике высоких и сверхвысоких энергий указывают на наличие отклонений экспериментально измеренных величин от предсказаний расчетов. Измеренные инвариантные сечения рождения π^0 -мезонов в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ коллаборацией ALICE [1] свидетельствуют о наличии дефицита π^0 в эксперименте в сравнении с предсказаниями моделей в области поперечных импульсов 1–10 ГэВ. Данные эксперимента NA61 [2] по столкновениям пионных пучков с углеродной мишенью демонстрируют неспособность моделей адронных взаимодействий, используемых в программах моделирования широких атмосферных ливней (ШАЛ) [3], описывать рождение векторных ρ^0 -мезонов во всем интервале значений переменной x_F . Эксперименты по регистрации мюонной компоненты ШАЛ также демонстрируют наличие расхождений между предсказаниями моделей адронных взаимодействий и экспериментальными данными, что приводит к проблеме

избытка мюонов в космических лучах сверхвысоких энергий, так называемая “мюонная загадка” [4–6].

Ввиду отсутствия полноценной теории адронизации, существует множество моделей, которые используют разные предположения, механизмы и параметризации для ее описания. Модели адронизации, не направленные на учет коллективных эффектов, характерных, в основном, для столкновений тяжелых ионов, можно разделить на три основных типа. Это модель независимой фрагментации (модель Филда–Фейнмана) [7], кластерные модели, например, модель Веббера [8] и струнные модели [9, 10]. Струнные модели являются наиболее согласованными с точки зрения сохранения квантовых чисел, трактовки глюонов и описания адронизации коллинеарных партонов.

Струнная LUND-модель [9], используемая в широко известном Монте-Карло генераторе PYTHIA [11], является полностью скейлинг-инвариантным подходом и не чувствительна к конфигурации струны. Это является следствием постулатов, используемых при выводе функций фрагментации струны [9]. В связи с этим в рамках данной модели довольно трудно исследовать новые эффекты, связанные с динамикой струн.

Другим серьезным подходом стала модель адронизации по закону площади, впервые реализованная в Caltech-II [10, 12]. В ней для описания динамики релятивистских струн использовался математический аппарат, построенный на действии Намбу–Гото, который позволяет вычислять инвариантную площадь мирового листа произвольно движущейся струны, благодаря чему удается рассчитывать процесс фрагментации в любой начальной конфигурации. Данный подход обладает гораздо большим потенциалом, чем LUND-модель, и используется в современных моде-

¹⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

* E-mail: rvnikolaenko@mephi.ru

лях адронных взаимодействий NeXus 2.0 [13] и EPOS LHC [14]. Однако во всех существующих реализациях используется приближение начально-точечных струн, что ограничивает универсальность моделей и возможности для введения новых эффектов.

В этой работе исследуется влияние учета протяженности струн на процесс рождения адронов при фрагментации кварк-глюонных струн. В разд. 2 кратко изложены основные положения теории релятивистской струны Намбу–Гото и схемы фрагментации по закону площади. В разд. 3 обсуждается вид начальных условий и калибровки, требуемые для начально-протяженных струн. Четвертый раздел посвящен описанию простого механизма рождения адронов при фрагментации струны, который позволит проанализировать некоторые следствия использования начально-протяженных струн в расчетах. В разд. 5 приводится пример возникновения дополнительных ограничений на тип образованного адрона, следующих из закона сохранения углового момента.

2. ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СТРУНЫ НАМБУ–ГОТО

Разумно считать, что уже на ранних стадиях после формирования новых партонов в результате множественных элементарных взаимодействий, происходящих в адронных столкновениях, эти партоны объединяются в цветовые синглеты [15]. Цветовое поле между кварками, глюонами и антикварками вытягивается в трубку. Причиной этого является наличие вакуумных полей в КХД, оказывающих внешнее давление на поле между кварками. Стоит отметить, что в теории релятивистской струны в физике адронов обычно пренебрегают поперечным размером трубки цветового поля. Благодаря этому возможно использование математического аппарата, развитого в теории струн, однако есть указания на необходимость учета поперечного расширения поля для описания взаимодействия струн в плотной среде [16].

Действие для релятивистской струны имеет вид [17]

$$S_{\text{string}} = -\kappa \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} d\sigma \int_{\tau_1(\sigma)}^{\tau_2(\sigma)} d\tau \sqrt{(\dot{x}x')^2 - \dot{x}^2 x'^2}, \quad (1)$$

где

$$\dot{x}_\mu = \frac{\partial x_\mu}{\partial \tau}, \quad x'_\mu = \frac{\partial x_\mu}{\partial \sigma},$$

и называется действием Намбу–Гото. Здесь $x_\mu(\tau, \sigma)$ — четырехмерный вектор координат струны, τ — эволюционный параметр теории, σ — параметр, нумерующий точки струны, κ — размерный параметр теории, отождествляемый с натяжением струны (используется система единиц $\hbar = c = 1$).

Артру и Меннессье [18] предложили простой закон для фрагментации струн: он приписывает постоян-

ную вероятность P_0 разрыва струны на единицу площади мирового листа

$$dP_{\text{break}} = P_0 dA \quad (2)$$

за счет образования пары кварк-антикварк (дикварк-антидикварк) из вакуума. Этот закон, который обычно называют законом площади, является обобщением закона радиоактивного распада, где вероятность распада точечной частицы пропорциональна интервалу ее собственного времени, только здесь роль собственного времени играет инвариантная площадь A .

Для реализации закона площади необходимо вычислить координаты струны и их производные. Варьированием действия (1) можно получить уравнения движения и граничные условия. Для упрощения их вида используют ортонормальную калибровку (ОНК), которую можно осуществить благодаря репараметризационной инвариантности действия Намбу–Гото:

$$\dot{x}^2 + x'^2 = 0, \quad \dot{x}x' = 0. \quad (3)$$

С геометрической точки зрения условия (3) означают, что на мировой поверхности струны выбрана изометрическая или конформная система криволинейных координат τ, σ .

В ортонормальной калибровке можно получить уравнения движения

$$\ddot{x}_\mu - x''_\mu = 0 \quad (4)$$

и граничные условия струны со свободными концами

$$x'_\mu(\tau, 0) = x'_\mu(\tau, \pi) = 0. \quad (5)$$

Предположим теперь, что известны функции $x_\mu(0, \sigma) = \rho_\mu(\sigma)$, $\dot{x}_\mu(0, \sigma) = v_\mu(\sigma)$, $\sigma \in [0, \pi]$ (здесь и далее будут использоваться такие же обозначения и вид формул, как в трудах Б.М. Барбашова и В.В. Нестеренко [19]). Тогда получаем следующую постановку задачи на координаты конечной открытой релятивистской струны со свободными концами:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_\mu - x''_\mu &= 0; \quad \sigma \in [0, \pi], \quad \tau > 0; \\ x'_\mu(\tau, 0) &= x'_\mu(\tau, \pi) = 0; \quad x_\mu(0, \sigma) = \rho_\mu(\sigma), \\ \dot{x}_\mu(0, \sigma) &= v_\mu(\sigma). \end{aligned}$$

Решение задачи Коши рядами Фурье дает [19]

$$x_\mu(\tau, \sigma) = Q_\mu + P_\mu \frac{\tau}{\pi\kappa} + \frac{i}{\sqrt{\kappa\pi}} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{+\infty} e^{-in\tau} \frac{\alpha_{n\mu}}{n} \cos(n\sigma), \quad (6)$$

где P_μ — сохраняющийся полный импульс струны, который в ОНК (3) определяется формулой

$$P_\mu = \kappa \int_0^\pi \dot{x}_\mu(0, \sigma) d\sigma = \int_0^\pi v_\mu(\sigma) d\sigma, \quad (7)$$

Q_μ — координаты центра масс струны в момент $\tau = 0$,

$$Q_\mu = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi x_\mu(0, \sigma) d\sigma = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi p_\mu(\sigma) d\sigma, \quad (8)$$

а фурье-амплитуды $\alpha_{n\mu}$ вычисляются следующим образом:

$$\alpha_{n\mu} = \sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \int_0^\pi d\sigma \cos(n\sigma) \{v_\mu(\sigma) - inp_\mu(\sigma)\}, \quad (9)$$

$$n > 0, \quad \alpha_{-n\mu} = (\alpha_{n\mu})^*.$$

Отметим, что величина $x_\mu(\tau, \sigma)$ является действительной. Поэтому формулу для вычисления координат струны (6) можно переписать как

$$x_\mu(\tau, \sigma) = Q_\mu + \frac{P_\mu}{\pi\kappa} \tau + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{\cos(n\sigma)}{n} (\sin(n\tau) \operatorname{Re} \alpha_{n\mu} - \cos(n\tau) \operatorname{Im} \alpha_{n\mu}). \quad (10)$$

Мы избавились от мнимых величин в этой формуле и, кроме того, от необходимости суммировать по отрицательным значениям n .

Отметим, что при программной реализации расчета релятивистской струны, зная начальные данные, можно получить значения важнейших характеристик струны. Масса струны есть

$$M = \sqrt{P_\mu P^\mu}, \quad (11)$$

а классическое выражение для спина струны имеет вид [19]

$$J^2 = \frac{1}{2} \left(S_{\mu\nu} S^{\mu\nu} - \frac{2}{M^2} P_\nu S^{\nu\rho} P^\sigma S_{\sigma\rho} \right), \quad (12)$$

где

$$S_{\mu\nu} = -\frac{i}{2} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{+\infty} \frac{\alpha_{-n\mu} \alpha_{n\nu} - \alpha_{-n\nu} \alpha_{n\mu}}{n} \quad (13)$$

есть часть углового момента струны, обусловленная внутренним движением. Эти величины определяются, исходя лишь из начальных условий и, разумеется, сохраняются. Стоит обратить отдельное внимание на то, что, если струна не обладает начальным растяжением, величина J по определению обязана быть нулевой.

3. КАЛИБРОВКА И НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Теория релятивистской струны, приводящая к уравнениям движения (4) и граничным условиям (5), не дает, однако, представления о виде начальных условий задачи Коши для релятивистской струны, формируемой из партонов в процессе адронизации.

Функции, задающие начальные условия, являются модельным произволом и тесно связаны с вопросом калибровки в теории струны.

Дело в том, что наложение условий ОНК (3) не фиксирует окончательно параметры τ , σ . Действительно, какие значения параметра τ нужно подставлять в формулу (10)? Наиболее наглядно движение релятивистской струны представляется, если параметр τ пропорционален времени t . Такую калибровку называют статической и записывают обычно в следующем виде:

$$(nx) = \lambda\tau, \quad n_\mu = (1, 0, 0, 0), \quad (14)$$

где λ — коэффициент пропорциональности, а n_μ — единичный времениподобный вектор.

Статическая калибровка разумна из соображений выполнения законов сохранения в той системе отсчета, в которой определены импульсы партонов (будем называть ее лабораторной, ЛСО). Действительно, полный импульс и угловой момент струны обязаны сохраняться в каждый момент времени t в ЛСО. Но из действия (1) следуют законы сохранения для величин, зависящих от параметра τ . Если начальные данные заданы так, что согласно (10) время в точке струны зависит от ее расположения на струне, то есть $t = x_0(\tau, \sigma)$, то законы сохранения будут выполняться при фиксированных τ , но не при фиксированном времени t .

Очевидно, что это накладывает серьезные ограничения на вид начальных данных задачи Коши: функция $v_0(\lambda)$ обязана быть постоянной величиной. Поскольку распределенный импульс струны $p_\mu(\tau, \sigma)$ есть

$$p_\mu(\tau, \sigma) = \kappa \dot{x}_\mu(\tau, \sigma), \quad (15)$$

начальные данные в импульсном представлении представляют собой

$$\tilde{p}_\mu(\sigma) = p_\mu(0, \sigma) = \kappa \dot{x}_\mu(0, \sigma) = \kappa v_\mu(\sigma). \quad (16)$$

Распределенная энергия струны $p_0(0, \sigma)$ является постоянной величиной и есть полная энергия струны, деленная на π .

Обычно считают, что в статической калибровке распределенный импульс струны является кусочно-постоянной функцией. Вдобавок к этому, модели оперируют начально-точечными струнами, постулируя $p_\mu(\sigma) \equiv 0$, $\mu = 0, \dots, 3$. Это позволяет трактовать партоны на струне как “кинки” (точно приложенные импульсы), приписывая постоянное значение скорости v_i , приходящееся на условный отрезок $[\sigma_i, \sigma_{i+1}]$.

Возникает вопрос о применимости такого предположения. Во-первых, неясно, что представляет собой точечная релятивистская струна. Потенциал цветового поля между партонами, приводящий к конфайнменту, преобладает начиная лишь с определенных пространственных масштабов. Поэтому открытым вопросом остается применимость действия Намбу–Гото (1) и уравнений движений (4) для описания бесцветной системы партонов на малых расстояниях.

Во-вторых, представление о струне, как о разлетающихся из одной точки в противоположных направлениях кварке и антикварке, хорошо моделирует электрон-позитронные столкновения, которые удалось успешно описать ранними струнными моделями [9]. Однако пространственная картина адронных взаимодействий высоких энергий предполагает более сложное размещение партонов на струне и их относительное движение, как показано на рис. 1.

Для пространственно-протяженных струн задание начального распределенного импульса в виде кусочно-постоянной функции приводит к тому, что бесконечно близкие точки трубки цветового поля изначально движутся с разными скоростями, как будто между ними нет взаимодействия. Реалистичным является задание струны с переменной плотностью импульса $\tilde{p}_\mu(\sigma)$. Кроме того, поскольку дочерние струны образуются в случайный момент времени и начальными данными для них служит конфигурация струны в момент разрыва, удовлетворять приближению точечных струн с кинками они не могут.

Обобщим способ задания начальных условий в статической калибровке для начально-протяженных релятивистских струн. Для возможности нанесения произвольного количества глюонов на струну разумно использовать кусочно-линейные функции: тогда функция $\tilde{p}_i^j(\sigma)$, задающая начальный распределенный импульс струны, будет непрерывна на всем интервале $0, \pi$. Появляется необходимость учитывать потенциальную энергию цветового поля между разнесенными партонами; это приходится учитывать в начальном условии на нулевую компоненту $\tilde{p}_i^0(\sigma)$. В итоге получаем следующий вид начальных данных:

$$\tilde{p}^j(\sigma) = \bigcup_{i=1}^N \tilde{p}_i^j(\sigma), \quad i = 1, \dots, N-1,$$

$$\tilde{p}_i^j(\sigma) = \frac{2(N-1)}{\pi} \left(\frac{p_{i+1}^j \xi_{i+1} - p_i^j \xi_i}{\sigma_{i+1} - \sigma_i} (\sigma - \sigma_i) + p_i^j \xi_i \right), \quad \sigma \in [\sigma_i, \sigma_{i+1}]; \quad (17)$$

$$\tilde{p}_i^0(\sigma) = \frac{1}{\pi} \left(\sum_{i=1}^{N-1} (p_i^0 + \kappa |\tilde{\mathbf{x}}_i - \tilde{\mathbf{x}}_{i+1}|) + p_N^0 \right), \quad (18)$$

$$\rho^j(\sigma) = \bigcup_{i=1}^N \rho_i^j(\sigma), \quad i = 1, \dots, N-1,$$

$$\tilde{p}_i^j(\sigma) = \frac{\tilde{x}_{i+1}^j - \tilde{x}_i^j}{\sigma_{i+1} - \sigma_i} (\sigma - \sigma_i) + \tilde{x}_i^j, \quad \sigma \in [\sigma_i, \sigma_{i+1}]; \quad \rho^0(\sigma) \equiv 0 \quad (19)$$

$$\sigma_i = \frac{\pi}{N-1} (i-1), \quad i = 1, \dots, N;$$

$$\xi_i = 1, \quad i = 1, N; \quad \xi_i = \frac{1}{2}, \quad i = 2, \dots, N-1.$$

Здесь N — число партонов на струне, $N \geq 2$, p_i^μ , $\mu = 0, \dots, 3$, — импульсы партонов, $\tilde{x}_i^j$, $j = 1, 2, 3$ — их координаты. При задании начального импульса согласно (17) скорость точек струны линейно меняется от партона к партону и выполняется условие

$$\int_0^\pi \tilde{p}^j(\sigma) d\sigma = P^j = \sum_{i=1}^N p_i^j. \quad (20)$$

4. РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ

Полноценная реализация перехода струна-адрон требует квантования теории релятивистской струны. Завершенной и согласованной процедуры для квантования масс струны не существует. Поэтому модель будет неизбежно содержать некоторую параметризацию, описывающую рождение наблюдаемых адронов. Цель — ввести наиболее фундаментальный механизм рождения частиц с наименьшим количеством параметров и с как можно более слабой функциональной зависимостью от параметров, чтобы как можно меньше физики оказалось “спрятанной” внутри параметризации.

Описанный выше алгоритм будет генерировать бесконечное число безмассовых струн, поэтому в модели не избежать введения порога на массу дочерних струн. Для этого разумно взять величину $2m_\pi$, так как струна обязана распасться как минимум на две частицы, не легче пиона. Что же касается фрагментации тяжелых струн, есть три возможных канала распада струны:

$$\text{струна} \rightarrow \text{струна} + \text{струна}, \quad (*)$$

$$\text{струна} \rightarrow \text{струна} + \text{адрон}, \quad (**)$$

$$\text{струна} \rightarrow \text{адрон} + \text{адрон}. \quad (***)$$

Канал (***) для произвольной массивной струны маловероятен, хотя и возможен. В любом случае, выбор канала распада должен определяться массой струн-фрагментов и ароматом партонов на концах (и, возможно, другими характеристиками струны).

Определим следующую схему рождения адронов. В точку разрыва струны помещается образованная из вакуума пара: это либо пара кварк-антикварк, либо дикварк-антидикварк. Соответствующие вероятности есть $P_{u\bar{u}} = P_{d\bar{d}}$, $P_{s\bar{s}}$, $P_{uu\bar{u}\bar{u}} = P_{dd\bar{d}\bar{d}}$, они являются свободными параметрами модели. Затем с помощью (11) вычисляется масса каждой из струн-фрагментов. Используя таблицу масс для данного кваркового состава струны, можно определить адрон, наиболее близкий по массе. Как поступить далее — тоже модельный произвол. Можно сразу приступить к процедуре коррекции массы струны-фрагмента, чтобы образовавшийся адрон находился на массовой

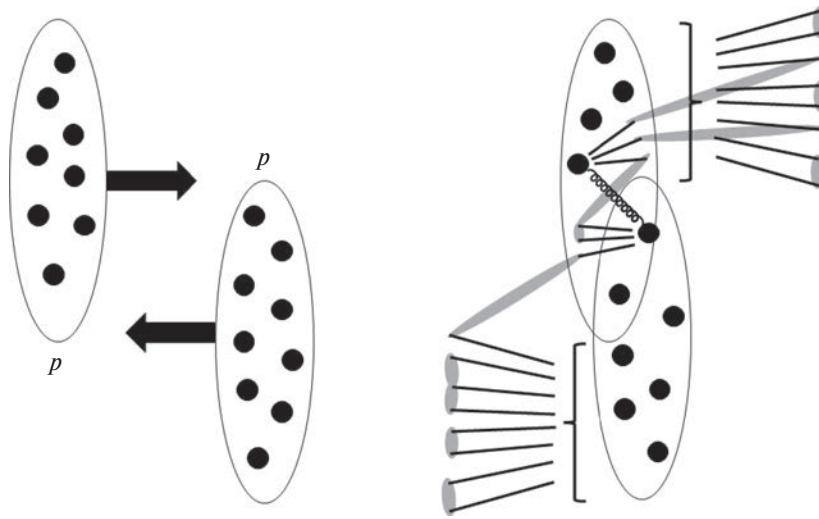


Рис. 1. Схематическая картина высокоэнергетического протон-протонного взаимодействия. Закрашенными кружочками показаны партоны — валентные кварки, кварки, антикварки и глюоны моря. Линии обозначают партоны, образовавшиеся в результате развития партонного ливня, серыми областями изображены трубки цветового поля, соединяющие партоны в струны.

оболочке. Сделать это можно, немного сдвигая точку разрыва струны, так что один из фрагментов в итоге будет иметь массу требуемого адрона. Второй вариант — задать величину σ_m , которая определяет область значений масс струны, допустимых для отождествления с адроном. Например, пусть $\sigma_m = \varepsilon m_{\text{hadr}}^i$, где m_{hadr}^i — масса i -го адрона в упорядоченной по возрастанию таблице масс адронов,

$$\varepsilon < \min \left(\frac{m_i - m_{i-1}}{m_i}, \frac{m_{i+1} - m_i}{m_{i+1}} \right).$$

Если величина $\varepsilon = 0.1$, то область значений масс струны для разрешения отождествления с адроном массой m_{hadr}^i есть $[0.9m_{\text{hadr}}^i, 1.1m_{\text{hadr}}^i]$. После этого все же остается необходимость коррекции массы струны. Сделать это можно, опять-таки, малыми сдвигами точки разрыва или приданием требуемого импульса в касательном к струне направлении в точке разрыва. Вообще, согласно принципу неопределенности, кварку и антикварку в точке разрыва приписывается поперечный импульс $p_{\perp}$, модуль которого разыгрывается по распределению

$$\frac{dP}{dp_{\perp}} \propto e^{-\frac{p_{\perp}^2}{2p_{\perp}^{\text{break}}}}. \quad (21)$$

Поперечный импульс необходимо учитывать при расчете масс струн-фрагментов и в начальных данных задачи Коши на их движение.

5. СОХРАНЕНИЕ ПОЛНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА СТРУНЫ

Точный переход между струной и адронами требует также выполнения закона сохранения полного углового момента системы. К сожалению, в полной мере

реализовать это невозможно из-за проблем с квантованием теории релятивистской струны. Тем не менее, возможно развить модельную классическую интерпретацию этого закона. Можно считать, что полный угловой момент струны (12) складывается из спинов образованного адрона и дочерней струны и орбитального углового момента их относительного движения. В результате, сгенерированная точка разрыва струны может отбраковываться в случае, когда пространственного растяжения струны недостаточно для обеспечения выполнения закона сохранения углового момента.

Поскольку масса дочерней струны однозначно определяется точкой фрагментации, данный алгоритм косвенно влияет и на массовый состав вторичных частиц. Удовлетворить закону сохранения углового момента в данном случае проще частицам со спином больше нуля. Так как такие частицы тяжелее пионов, это может приводить к утяжелению массового состава конечных адронов. Рис. 2 демонстрирует этот механизм для струны между легкими кварком и антикварком. Начальные данные задаются следующими импульсами и координатами партон-нов: $p_q^{\mu} = \{1, 0, 0, 1\}$ ГэВ, $\hat{x}_q^{\mu} = \{0, 1, 0, 0\}$ ГэВ $^{-1}$, $p_{\bar{q}}^{\mu} = \{1, 0, 0, -1\}$ ГэВ, $\hat{x}_{\bar{q}}^{\mu} = \{0, -1, 0, 0\}$ ГэВ $^{-1}$. Пусть условием для отождествления фрагмента струны $[0, \sigma_{\text{break}}]$ или $[\sigma_{\text{break}}, \pi]$ является выполнение неравенства $0.8 \leq \frac{m_{\text{fragment}}}{m_{\text{hadr}}} \leq 1.2$, то есть $\varepsilon = 0.2$. Область значений параметров τ , σ , в которой это условие выполняется, закрашена темным цветом. В качестве критерия для отбора σ_{break} в соответствии с сохранением углового момента, будем считать, что фрагмент струны может быть адроном, если

$$J \leq J_2 + p_1 r_1 + S_{\text{hadr}}. \quad (22)$$

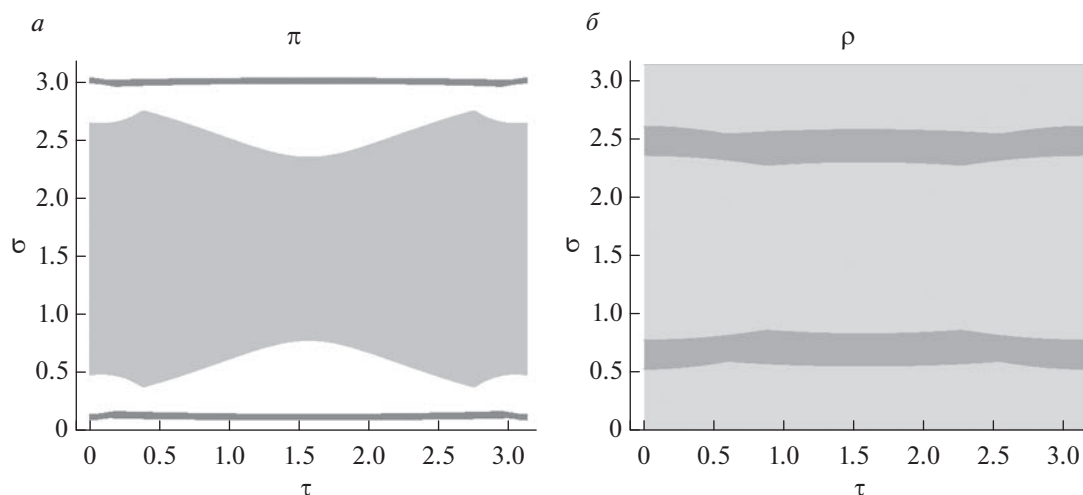


Рис. 2. Области значений параметров τ , σ , в которых выполняются условия для отождествления фрагмента струны с адрон. Темным цветом показана область, в которой масса фрагмента близка к массе адрона, светлым — область, в которой может удовлетворяться сохранение углового момента заданной струны (см. текст). *a* — Результаты для случая, когда адрон является пион, *б* — для ρ -мезона.

где J — полный угловой момент струны, J_2 — угловой момент другого фрагмента струны, p_1 — модуль импульса адрона, который равен импульсу фрагмента струны, r_1 — максимальное возможное расстояние до точечного адрона от центра масс струны, S_{hadr} — спин адрона. Область значений параметров τ , σ , в которой выполняется условие (22), закрашена светлым цветом. Видно, что в случае пиона нет такой конфигурации струны, при которой одновременно выполнялись бы условия на массу и спин. С другой стороны, для ρ -мезона дополнительных ограничений вообще не возникает.

Отметим, что реализация подобного механизма невозможна в предположении о начально-точечных струнах, так как согласно (12), (13) полный угловой момент струн всегда будет равен нулю.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель релятивистской струны является перспективным подходом для описания процесса адронизации и обладает большим потенциалом для введения новых физических механизмов в адронных взаимодействиях высоких энергий даже без учета коллективных эффектов. Однако в существующих моделях адронизации теория релятивистской струны применяется далеко не в полной мере. Одним из вариантов модернизации моделей является учет начальной протяженности струн между партонами.

Предложенный вид начальных условий и калибровки оказывается более реалистичным для расчета динамики струны. На примере простого механизма рождения адронов при фрагментации протяженной струны показано, что вследствие сохранения полного углового момента может подавляться рождение легких скалярных пионов, в то время как дополнительных огра-

ничений для рождения векторных ρ -мезонов не возникает.

Работа выполнена в рамках плана исследований на Уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание, проект “Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей”, № FSWU-2023-0068). Автор выражает благодарность профессору Петрухину Анатолию Афанасьевичу за интересную тему исследования, полезные дискуссии и ценные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ALICE Collab., arXiv: 1708.08745 [hep-ex].
2. NA61/SHINE Collab., arXiv: 1705.08206 [nucl-ex].
3. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, FZKA 6019 (Forschungszentrum Karlsruhe, 1998).
4. A. A. Petrukhin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **i742**, 228 (2014).
5. H. P. Dembinski, J. C. Arteaga-Velazquez, L. Cazon, R. Conceicao, J. Gonzalez, Y. Itow, D. Ivanov, N. N. Kalmykov, I. Karpikov, S. Muller, T. Pierog, F. Riehn, M. Roth, T. Sako, D. Soldin, R. Takeishi, et al., EPJ Web Conf. **i210**, 02004 (2019).
6. T. Pierog, S. Baur, H. Dembinski, M. Perlin, R. Ulrich, and K. Werner, PoS (ICRC2021) 469 (2021).
7. R. D. Field and R. P. Feynman, Nucl. Phys. B **i136**, 1 (1978).
8. B. R. Webber, Nucl. Phys. B **i238**, 492 (1984).
9. B. Andersson, G. Gustafson, and B. Soderberg, Z. Phys. C **i20**, 317 (1983).

10. D. A. Morris, Nucl. Phys. B **i288**, 717 (1987).
11. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **i178**, 852 (2008); arXiv: 0710.3820 [hep-ph].
12. D. A. Morris, PhD Thesis (California Institute of Technology, 1987).
13. H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, and K. Werner, Phys. Rep. **i350**, 93 (2001); hep-ph/0007198.
14. T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner, Phys. Rev. C **i92**, 034906 (2015).
15. D. Amati and G. Veneziano, Phys. Lett. B **i83**, 87 (1979).
16. C. Bierlich, G. Gustafson, and L. Lonnblad, arXiv: 1710.09725v1.
17. Y. Nambu, in Symmetries and Quark Models, Ed. By R. Chand (Gordon and Breach, New York, 1970), p. 269.
18. X. Artru and G. Mennessier, Nucl. Phys. B **i70**, 93 (1974).
19. Б. М. Барбашов, В. В. Нестеренко, Модель релятивистской струны в физике адронов (Энергоатомиздат, Москва, 1987).

ON THE IMPORTANCE OF CONSIDERATION OF INITIALLY-EXTENDED RELATIVISTIC STRINGS FOR HADRONIZATION MODELING

R. V. Nikolaenko¹⁾

¹⁾ National Research Nuclear University “MEPhI” (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia

Data from a number of experiments in high-energy physics indicate difficulties in the description of the production of pions and ρ^0 -mesons using existing models of hadronic interactions. One of the possibilities for introducing new non-collective effects is to modernize the fragmentation models of relativistic Nambu–Goto strings. As an option, the use of initially extended strings is proposed, which makes it possible to calculate string parameters in configurations that are realistic for hadronic and nucleus-nucleus interactions. For this purpose, a special gauge is introduced, suitable for calculations with arbitrary initial conditions. The ability to determine the spin–orbital characteristics of strings allows us to impose additional restrictions on the mass of string fragments.

СПЕКТРЫ Z -БОЗОНОВ И ЛЕПТОННЫЕ УГЛОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ В ЛИДИРУЮЩЕМ ПРИБЛИЖЕНИИ ПРП С УЧЕТОМ СЛЕДУЮЩЕЙ ПОПРАВКИ

© 2024 г. С. С. Омельячук^{1)*}, В. А. Салеев^{1,2)**}, А. В. Шипилова^{1,2)***}

Поступила в редакцию 13.11.2023 г.; после доработки 13.11.2023 г.; принята к публикации 13.11.2023 г.

В статье изучается рождение Z -бозонов в протон-протонных столкновениях при энергиях коллайдера ЛНС. Проведен расчет сечений рождения и спектров Z -бозонов по поперечному импульсу, а также лептонных угловых коэффициентов в зависимости от поперечного импульса Z -бозона. Расчеты выполнены в подходе реджезации партонов (ПРП) в рамках лидирующего приближения по константе сильного взаимодействия ($Q\bar{Q} \rightarrow Z$) с учетом следующей поправки от процесса рассеяния реджезованного кварка на реджезованном глюоне ($RQ \rightarrow Zq$). Численное моделирование выполнено с помощью Монте-Карло генератора KaTie. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными коллаборации ATLAS.

DOI: 10.31857/S0044002724030116, EDN: IWDUPK

1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс рождения лептонных пар ($l\bar{l} = e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$) с большой инвариантной массой, или процесс Дрелла–Яна, справедливо рассматривается, как один из самых релевантных жестких процессов при высоких энергиях для проверки пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД) и как источник информации о партонных функциях распределения (ПФР) в протоне [1–3]. При энергиях коллайдера ЛНС, $\sqrt{s} = 7–13$ ТэВ, в области больших инвариантных масс лептонных пар, $60 \leq M_{l\bar{l}} \leq 120$ ГэВ, основной вклад в рождение массивных лептонных пар дает процесс рождения Z -бозона с его последующим распадом в пару лептон-антилептон. В настоящее время результаты измерений для таких процессов представлены несколькими коллаборациями при энергиях 7, 8 и 13 ТэВ: ATLAS [4, 5, 7, 8, 11], CMS [6, 12], LHCb [9, 10]. Особый интерес представляют экспериментальные данные по лептонным угловым коэффициентам A_n , которые описывают угловое распределение лептонов в системе отсчета Коллинса–Сопера [13],

$$\frac{d\sigma}{dQd\mathbf{q}_T^2 dy d\Omega_l} = \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma}{dQd\mathbf{q}_T^2 dy} \left\{ (1 + \cos^2 \theta_l) + \frac{A_0}{2} (1 - 3 \cos^2 \theta_l) + A_1 \sin 2\theta_l \cos \phi_l + \frac{A_2}{2} \sin^2 \theta_l \times \right. \\ \left. \times \cos 2\phi_l + A_3 \sin \theta_l \cos \phi_l + A_4 \cos \theta_l + A_5 \sin^2 \theta_l \sin 2\phi_l + \right. \\ \left. + A_6 \sin 2\theta_l \sin \phi_l + A_7 \sin \theta_l \sin \phi_l \right\}, \quad (1)$$

где $\mathbf{q}_T$ – суммарный поперечный импульс лептонной пары, y – быстрая лептонной пары, $Q = M_{l\bar{l}} = \sqrt{(q_l + q_{\bar{l}})^2}$ – инвариантная масса лептонной пары.

Угловые коэффициенты несут информацию о спиновой структуре партонных амплитуд и о вкладе по-

правок старших порядков теории возмущений КХД. Например, в коллинеарной партонной модели предсказывается, что нарушение соотношения Лама–Тунга ($A_0 = A_2$) можно описать только после учета поправок второго порядка ($\sim \alpha_s^2$) к расчету, основанному на лидирующем приближении (ЛП) по константе сильного взаимодействия. В настоящее время расчеты сечения рождения процесса Дрелла–Яна в коллинеарной партонной модели в следующем за лидирующим приближением (СЛП) и следующим за СЛП (ССЛП) выполняются при помощи Монте-Карло генераторов DYNNLO [14], FEWZ [15] и ряда других программных пакетов.

В пределе высоких энергий, в неупругих взаимодействиях доминируют процессы в мультiredжевской кинематике, для описания которых в партонной модели необходимо учитывать в партонных функциях распределения не только продольные импульсы партонов, но и их ненулевые поперечные импульсы. При этом факторизация коллинеарной партонной модели [3] нарушается, и более адекватным становится описание жестких процессов в подходе факторизации при высоких энергиях или в подходе k_T -факторизации [16–18]. Калибровочно-инвариантное описание партонов с ненулевыми поперечными импульсами и виртуальностями достигается путем учета эффектов реджезации партонов и партонных амплитуд [30–32]. В настоящей работе мы рассматриваем процесс рождения Z -бозонов с распадом в лептон-

¹⁾ Самарский национальный исследовательский университет, Самара, Россия

²⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

* E-mail: omelancuksavelij@gmail.com

** E-mail: saleev@samsu.ru

*** E-mail: alexshipilova@yandex.ru

антилептонную пару в рамках подхода реджезации партонов (ПРП) [19–21],

$$p + p \rightarrow Z \rightarrow l + \bar{l} + X. \quad (2)$$

Впервые этот процесс изучался в ПРП в работе [21] в рамках ЛП по константе сильного взаимодействия, когда на партонном уровне учитывался только подпроцесс кварк-антикварковой аннигиляции в Z -бозон:

$$Q_q + \bar{Q}_q \rightarrow Z \rightarrow l + \bar{l}, \quad (3)$$

где $Q_q(\bar{Q}_q)$ – реджезованный кварк (антикварк), $q = u, d, s, c, b$. Последовательный учет высших поправок в ПРП находится в стадии разработки [22], основанной на теории эффективного действия в КХД при высоких энергиях, предложенной Л.Н. Липатовым [28]. Однако, как было показано в работах [20, 23], основной вклад СЛП теории возмущений дают подпроцессы с дополнительным партоном в конечном состоянии и он может быть точно вычислен. В рассматриваемом нами процессе это вклад подпроцессов

$$Q_q(\bar{Q}_q) + R \rightarrow q(\bar{q}) + Z \rightarrow q(\bar{q}) + l + \bar{l}, \quad (4)$$

где R – реджезованный глюон.

2. ПОДХОД РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ

ПРП основан на факторизации при высоких энергиях [16–18]. Зависящие от поперечного импульса ПФР реджезованных кварков и глюонов могут быть получены в модели Кимбера–Мартина–Рыскина–Вотта (КМРВ) [26, 27], с учетом важной модификации, предложенной в работе [21]. Реджезованные амплитуды процессов в древесном приближении рассчитываются по правилам Фейнмана эффективной теории поля Л.Н. Липатова реджезованных глюонов и реджезованных кварков [28, 29]. Обзор основных результатов, полученных в ПРП, можно найти в работах [19–21]. Учет старших порядков теории возмущений в ПРП обсуждается в работах [22, 33–35]

В ПРП сечение протон-протонного жесткого процесса связано с сечением партонного подпроцесса формулой факторизации

$$d\sigma = \sum_{i,j} \int_0^1 \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2 \mathbf{q}_{T1}}{\pi} \Phi_i(x_1, t_1, \mu^2) \times \\ \times \int_0^1 \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2 \mathbf{q}_{T2}}{\pi} \Phi_j(x_2, t_2, \mu^2) \cdot d\hat{\sigma}_{\text{PRA}}, \quad (5)$$

где $t_{1,2} = -\mathbf{q}_{T1,2}^2$, $\hat{\sigma}_{\text{PRA}}$ – сечение партонного подпроцесса с реджезованными партонами в начальном состоянии. В ПРП немассовые партонные амплитуды являются калибровочно-инвариантными, т.к. партонны рассматриваются как квантовые поля реджезованных глюонов и кварков эффективной теории Л.Н. Липатова [28, 29], описывающей процессы в мультиреджевской кинематике. Неинтегрированные партонные

функции распределения (нПДФ) вычисляются в модифицированной модели КМРВ по формулам [21]:

$$\Phi_i(x, t, \mu) = \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \frac{T_i(t, \mu^2, x)}{t} \times \\ \times \sum_{j=q,\bar{q},g} \int_x^1 dz P_{ij}(z) F_j\left(\frac{x}{z}, t\right) \theta(\Delta(t, \mu) - z), \quad (6)$$

где $F_i(x, \mu_F^2) = x f_j(x, \mu_F^2)$. Здесь и ниже параметры факторизации и ренормализации выбираются равными, $\mu_F = \mu_R = \mu$ и $\Delta(t, \mu^2) = \sqrt{t}/(\sqrt{\mu^2} + \sqrt{t})$ – функция обрезания Кимбера–Мартина–Рыскина [26]. $T_i(t, \mu^2, x)$ – формфактор Судакова с граничными условиями, $T_i(t = 0, \mu^2, x) = 0$ и $T_i(t = \mu^2, \mu^2, x) = 1$. Причем, как показано в [21],

$$T_i(t, \mu^2, x) = \exp \left[- \int_t^{\mu^2} \frac{dt'}{t'} \frac{\alpha_s(t')}{2\pi} (\tau_i(t', \mu^2) + \right. \\ \left. + \Delta \tau_i(t', \mu^2, x)) \right], \quad (7)$$

где

$$\tau_i(t, \mu^2) = \sum_j \int_0^1 dz z P_{ji}(z) \theta(\Delta(t, \mu^2) - z), \\ \Delta \tau_i(t, \mu^2, x) = \sum_j \int_0^1 dz \theta(z - \Delta(t, \mu^2)) \times \\ \times \left[z P_{ji}(z) - \frac{F_j\left(\frac{x}{z}, t\right)}{F_i(x, t)} P_{ij}(z) \theta(z - x) \right].$$

В отличие от КМРВ модели, формфактор Судакова (7) зависит от x , что является следствием условия точной нормировки нПДФ (6) для любых x и μ .

3. ПРП И МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОР KaTie

В работах [21, 24] в ЛП ПРП, с учетом вклада процесса (3), для расчетов использовалась факторизационная формула (5). Используя метод гармонических проекционных операторов, для угловых коэффициентов A_n (1) были получены аналитические формулы. Однако при расчетах с учетом СЛП по константе сильного взаимодействия, партонный процесс (4) – это процесс $2 \rightarrow 3$, поэтому нахождение аналитической формулы для расчета коэффициентов A_n , как и аналитическое вычисление квадратов модулей реджезованных амплитуд, становится технически весьма сложной задачей. Вместо этого мы используем метод Монте-Карло моделирования, основанный на численной генерации множества событий на партонном уровне по полученному численно матричному

элементу и нПФР реджезованных кварков и глюонов.

В работах [36, 37] был предложен новый подход для численного моделирования калибровочно-инвариантных амплитуд партонных подпроцессов с немассовыми начальными партонами в жестких процессах при высоких энергиях. Подход основан на методе спиральных амплитуд и рекуррентных соотношениях BCFW-типа (Britto-Cachazo-Feng-Witten) между партонами амплитудами в пределе высоких энергий, описывающими процессы с разным числом внешних линий. Метод реализован в генераторе событий на партонном уровне KaTie [25] и, как было показано в работах [20, 38], на древесном уровне он дает результаты эквивалентные полученным аналитическим методом из амплитуд, построенных по правилам Фейнмана эффективной теории Л.Н. Липатова [28]. Таким образом, при численных вычислениях мы будем использовать Монте-Карло генератор KaTie [25], потребовав достижения точности 0.05% для полных сечений изучаемых процессов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Ниже будут представлены результаты расчетов спектров массивных лептонных пар по поперечному импульсу и угловых коэффициентов A_n в зависимости от поперечного импульса пары в кинематических условиях коллаборации ATLAS при энергиях $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ [8, 11]. Теоретические расчеты выполнены при выборе жесткого масштаба $\mu = \sqrt{Q^2 + q_T^2}$. Для оценки неопределенности, связанной с выбором жесткого масштаба, мы варьируем его от $\mu/2$ до 2μ . На рисунках, приведенных ниже, наши теоретические предсказания показаны заштрихованной областью, в которую попадают рассчитанные величины при изменении жесткого масштаба от минимального ($\mu/2$) до максимального (2μ).

Как показывают численные расчеты, сечение рождения в интервале по инвариантной массе пары Q от 60 до 120 ГэВ определяется не только доминирующим вкладом от подпроцесса с промежуточным Z -бозоном, но и вкладом от подпроцессов образования пары через виртуальный фотон. Вклад этих подпроцессов в полное сечение составляет несколько процентов и включен в суммарные значения инклюзивных сечений, представленных в табл. 1. В рамках неопределенности, связанной с выбором жесткого масштаба, сумма ЛП и СЛП вкладов хорошо описывает эксперимент при всех энергиях от 7 до 13 ТэВ. Существенным отличием предсказаний ПРП от результатов расчета в КПП является существенно малый вклад от СЛП, около 1/3 от вклада в ЛП. Это дает основание считать, что ССЛП вклад в ПРП должен быть порядка 1/10 от вклада ЛП, т.е. меньше неопределенности теоретических расчетов.

На рис. 1 показаны результаты расчетов для нормированного спектра по поперечному импульсу лептонных пар при энергии 13 ТэВ. Мы видим, что учет СЛП существенно улучшает согласие с экспериментальными данными при $q_T > 10$ ГэВ. Теоретические расчеты, в пределах неопределенности от выбора жесткого масштаба, согласуются с экспериментальными данными при всех q_T .

Для вычисления угловых коэффициентов мы должны преобразовать файл событий, полученный с использованием генератора KaTie, с 4-импульсами лептонов в лабораторной системе отсчета, в файл с 4-импульсами лептонов в системе координат Коллинса–Сопера, используя соотношения между величинами в лабораторной системе и системе Коллинса–Сопера:

$$E^l(\text{CS}) = \frac{Q}{2},$$

$$p_x^l(\text{CS}) = \frac{Q}{2} \sin(\theta_l) \cos(\phi_l) = \frac{p_x^l - p_x^{\bar{l}}}{2\sqrt{1+r^2}},$$

$$p_y^l(\text{CS}) = \frac{Q}{2} \sin(\theta_l) \sin(\phi_l) = p_y^l,$$

$$p_z^l(\text{CS}) = \frac{Q}{2} \cos(\theta_l) = \frac{p_z^l E^{\bar{l}} - p_z^{\bar{l}} E^l}{Q\sqrt{1+r^2}},$$

где $r = q_T/Q$.

Определим среднее значение функции углов θ_l и ϕ_l положительно заряженного лептона в системе координат Коллинса–Сопера $\langle F(\theta_l, \phi_l) \rangle$ как среднее по всем событиям рождения лептонной пары с заданными кинематическими параметрами: поперечным импульсом, быстротой и инвариантной массой пары. Тогда коэффициенты A_0 и A_2 находятся из соотношений

$$\langle 1 - 3 \cos^2 \theta_l \rangle = \frac{3}{10} (A_0 - \frac{2}{3}), \quad (8)$$

$$\langle \sin^2 \theta_l \cos 2\phi_l \rangle = \frac{A_2}{10}. \quad (9)$$

Результаты расчетов коэффициентов $A_{0,2}$ как функций поперечного импульса лептонной пары, при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ показаны на рис. 2 и 3, при этом на быстроту лептонной пары наложено ограничение $|y| < 3.5$ [11]. Учет вклада от СЛП существенно улучшает согласие с экспериментальными данными для коэффициента A_0 , но небольшое расхождение остается. В случае коэффициента A_2 , расчет с учетом СЛП хорошо описывает экспериментальные данные при поперечных импульсах до 200 ГэВ. При больших значениях поперечного импульса лептонной пары теоретические предсказания превышают данные для A_2 на 10–20 %.

Коллаборация ATLAS [11] представила данные не только для угловых коэффициентов $A_{0,2}$, но и для $A_{1,3,4,5}$. Кроме этого, недавно появились данные коллаборации LHCb [39] для угловых коэффициентов A_n при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и быстроте лептонной пары

Таблица 1. Сечения инклюзивного рождения Z -бозона при энергиях $\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ; экспериментальные данные кол-лаборации ATLAS; σ^{LO} – расчет в ЛП ПРП, σ^{NLO} – расчет в СЛП ПРП, $\sigma^{\text{LO+NLO}}$ – суммарный вклад ЛП и СЛП

$\sqrt{s}$, ТэВ	σ^{exp} , нбн	σ^{LO} , нбн	σ^{NLO} , нбн	$\sigma^{\text{LO+NLO}}$, нбн
7	$0.396^{+0.026}_{-0.026}$	0.303	0.155	$0.458^{+0.052}_{-0.059}$
8	$0.410^{+0.030}_{-0.030}$	0.311	0.162	$0.476^{+0.056}_{-0.064}$
13	$0.731^{+0.027}_{-0.027}$	0.569	0.349	$0.918^{+0.103}_{-0.230}$

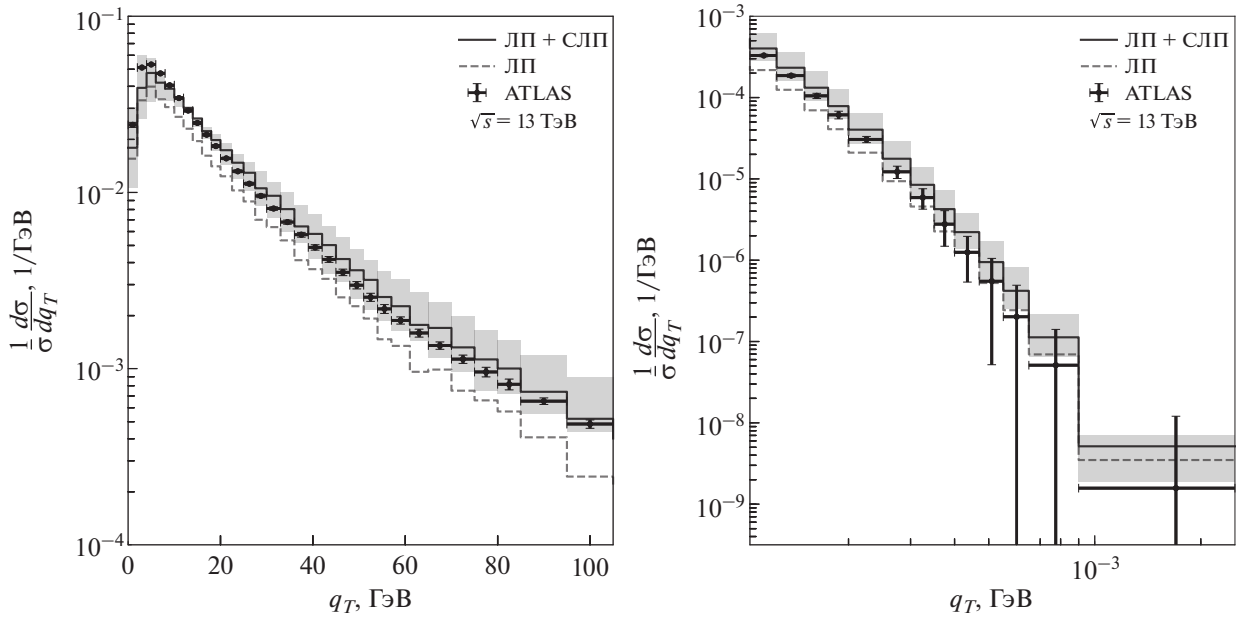


Рис. 1. Спектр $\mu^+\mu^-$ -пар по поперечному импульсу пары при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, $66 < Q < 116$ ГэВ, $|y| < 3.5$. На поперечные импульсы лептонов наложено условие $q_{T,l} > 27$ ГэВ. $a - 0 < q_T < 105$ ГэВ, $b - q_T > 105$ ГэВ. Пунктирная гистограмма – расчет в ЛП, заштрихованная область – суммарный вклад ЛП и СЛП с учетом неопределенности в выборе жесткого масштаба. Экспериментальные данные коллаборации ATLAS [8].

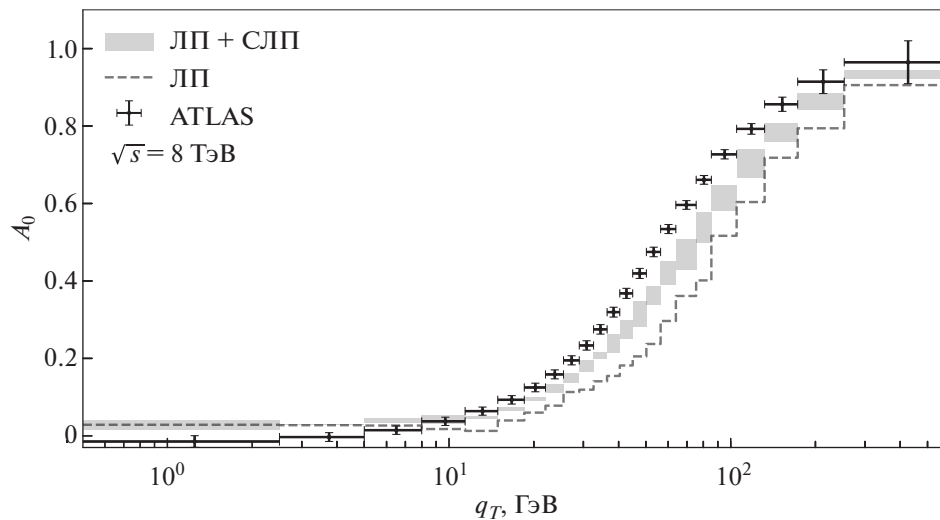


Рис. 2. Зависимость A_0 от поперечного импульса лептонной пары при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $60 < Q < 120$ ГэВ, $|y| < 3.5$. Пунктирная гистограмма – расчет в ЛП, заштрихованная область – суммарный вклад ЛП и СЛП с учетом неопределенности в выборе жесткого масштаба. Экспериментальные данные коллаборации ATLAS [11].

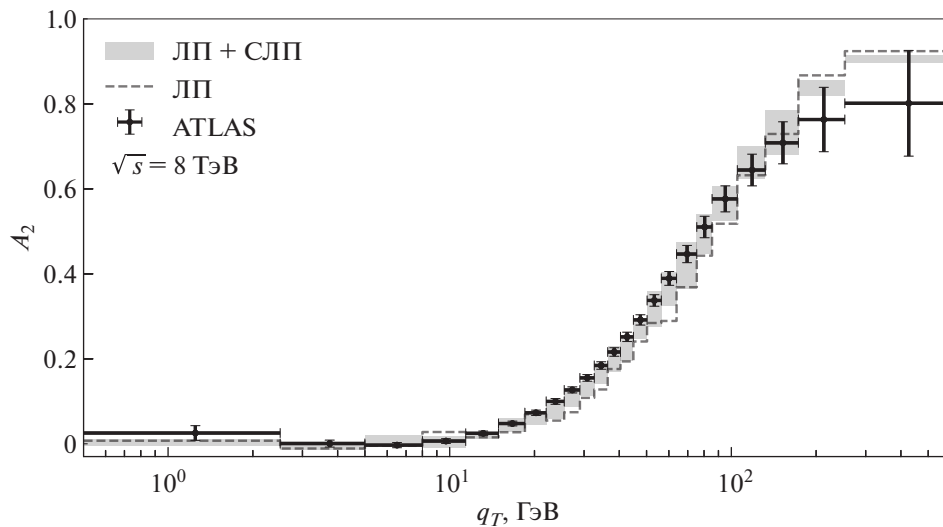


Рис. 3. Зависимость A_2 от поперечного импульса лептонной пары при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $60 < Q < 120$ ГэВ, $|y| < 3.5$. Пунктирная гистограмма – расчет в ЛП, заштрихованная область – суммарный вклад ЛП и СЛП с учетом неопределенности в выборе жесткого масштаба. Экспериментальные данные коллаборации ATLAS [11].

в диапазоне $y > 2$. Сравнение результатов расчета в ПРП с этими экспериментальными данными выходит за рамки представленной работы и будет дано в следующих публикациях.

5. ВЫВОДЫ

В ЛП и СЛП ПРП рассмотрено рождение Z -бозонов при энергиях коллайдера ЛНС от 7 до 13 ТэВ. Предсказания в СЛП ПРП хорошо согласуются с экспериментальными данными для полных инклюзивных сечений рождения Z -бозонов и их спектров по поперечному импульсу. Результаты расчетов в СЛП для угловых коэффициентов хорошо согласуются с данными коллаборации ATLAS для A_2 , но для коэффициента A_0 лежат примерно на 20% ниже экспериментальных точек в области $q_T = 20\text{--}200$ ГэВ. Проведенные расчеты и в целом успешное сравнение с экспериментальными данными показывают, что подход факторизации при высоких энергиях, а именно ПРП, адекватно описывает жесткие процессы в КХД при высоких энергиях, не уступая по точности расчетам в ССЛП коллинеарной партонной модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. D. Drell and T.-M. Yan, Phys. Rev. Lett. **25**, 316 (1970); Phys. Rev. Lett. **25**, 902 (Erratum) (1970).
2. W. J. Marciano and H. Pagels, Phys. Rep. **36**, 137 (1978).
3. J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5**, 1 (1989), hep-ph/0409313.
4. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Rev. D **85**, 072004 (2012); arXiv: 1109.5141.
5. M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collab.), Eur. Phys. J. C **77**, 367 (2017); arXiv: 1612.03016.
6. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 191802 (2014); arXiv: 1402.0923.
7. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Lett. B **759**, 601 (2016); arXiv: 1603.09222.
8. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Eur. Phys. J. C **80**, 616 (2020); arXiv: 1912.02844.
9. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1206**, 058 (2012); arXiv: 1204.1620.
10. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1505**, 109 (2015); arXiv: 1503.00963.
11. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), JHEP **1608**, 159 (2016); arXiv: 1606.00689.
12. V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **750**, 154 (2015); arXiv: 1504.03512.
13. J. C. Collins and D. E. Soper, Phys. Rev. D **16**, 2219 (1977).
14. S. Catani, L. Cieri, G. Ferrera, D. de Florian, and M. Grazzini, Phys. Rev. Lett. **103**, 082001 (2009); arXiv: 0903.2120.
15. Y. Li and F. Petriello, Phys. Rev. D **86**, 094034 (2012); arXiv: 1208.5967.
16. J. C. Collins and R. K. Ellis, Nucl. Phys. B **360**, 3 (1991).
17. S. Catani and F. Hautmann, Nucl. Phys. B **427**, 475 (1994); hep-ph/9405388.
18. L. V. Gribov, E. M. Levin, and M. G. Ryskin, Phys. Rep. **100**, 1 (1983).
19. M. A. Nefedov, V. A. Saleev, and A. V. Shipilova, Phys. Rev. D **87**, 094030 (2013); arXiv: 1304.3549.
20. A. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, and V. A. Saleev, Phys. Rev. D **96**, 096019 (2017); arXiv: 1707.04068.
21. M. A. Nefedov and V. A. Saleev, Phys. Rev. D **102**, 114018 (2020); arXiv: 2009.13188.

22. M. Nefedov and V. Saleev, EPJ Web Conf. **191**, 04007 (2018).
23. M. A. Nefedov and V. A. Saleev, Phys. Part. Nucl. **51**, 714 (2020).
24. M. A. Nefedov, N. N. Nikolaev, and V. A. Saleev, Phys. Rev. D **87**, 014022 (2013); arXiv: 1211.5539.
25. A. van Hameren, Comput. Phys. Commun. **224**, 371 (2018); arXiv: 1611.00680.
26. M. A. Kimber, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Phys. Rev. D **63**, 114027 (2001); hep-ph/0101348.
27. G. Watt, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Eur. Phys. J. C **31**, 73 (2003); hep-ph/0306169.
28. L. N. Lipatov, Nucl. Phys. B **452**, 369 (1995); hep-ph/9502308.
29. L. N. Lipatov and M. I. Vyazovsky, Nucl. Phys. B **597**, 399 (2001); hep-ph/0009340.
30. L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **23**, 338 (1976).
31. E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **44**, 443 (1976).
32. E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **45**, 199 (1977).
33. M. Nefedov and V. Saleev, Mod. Phys. Lett. A **32**, 1750207 (2017); arXiv: 1709.06246.
34. M. A. Nefedov, JHEP **2008**, 055 (2020); arXiv: 2003.02194.
35. M. A. Nefedov, Nucl. Phys. B **946**, 114715 (2019); arXiv: 1902.11030.
36. A. van Hameren, P. Kotko, and K. Kutak, JHEP **1301**, 078 (2013); arXiv: 1211.0961.
37. A. van Hameren, K. Kutak, and T. Salwa, Phys. Lett. B **727**, 226 (2013); arXiv: 1308.2861.
38. K. Kutak, R. Maciula, M. Serino, A. Szczurek, and A. van Hameren, JHEP **1604**, 175 (2016); arXiv: 1602.06814.
39. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **129**, 091801 (2022); arXiv: 2203.01602.

SPECTRA OF Z -BOSONS AND LEPTON ANGULAR COEFFICIENTS IN THE LEADING ORDER PRA WITH THE NEXT TO LEADING ORDER CORRECTION

S. S. Omelyanchuk¹⁾, V. A. Saleev^{1),2)}, A. V. Shipilova^{1),2)}

¹⁾Samara National Research University, Samara, Russia

²⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The article studies the production of Z -bosons in proton-proton collisions at LHC collider energies. Production cross sections and transverse momentum spectra of Z -bosons have been calculated, as well as lepton angular coefficients as functions of the transverse momentum of the Z -boson. Calculations were performed using the parton Reggeization approach (PRA) within the framework of the leading approximation in the strong coupling constant ($Q\bar{Q} \rightarrow Z$), taking into account the next to leading order correction from processes of quark-gluon scattering ($RQ \rightarrow Zq$). Numerical modeling was performed using Monte-Carlo generator KaTie. The calculation results are compared with experimental data from the ATLAS collaboration.

ПРОВЕРКА КОНЦЕПЦИИ КЛАССИЧНОСТИ НА ЗАПУТАННЫХ СОСТОЯНИЯХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЗАВИСЯЩИХ ОТ ТРЕХ МОМЕНТОВ ВРЕМЕНИ НЕРАВЕНСТВ ВИГНЕРА

© 2024 г. А. Ю. Ефимова^{1),*}, Н. В. Никитин^{2),3),4),5),**}

Поступила в редакцию 15.08.2023 г.; после доработки 09.10.2023 г.; принята к публикации 17.10.2023 г.

В работе сформулирована концепция классичности. С ее помощью получены зависящие от трех моментов времени неравенства Вигнера. Исследована возможность экспериментальной проверки нарушения данных неравенств на чистых и смешанных флейворных состояниях пар нейтральных псевдоскалярных мезонов. В рамках модели фона по Вернеру показано, что нарушение зависящих от времени неравенств Вигнера можно наблюдать даже при 50% доле фоновых процессов.

DOI: 10.31857/S0044002724030122, EDN: IWCDKG

1. ВВЕДЕНИЕ

С момента создания квантовой механики принимались многочисленные попытки свести сугубо вероятностную квантовую парадигму к более привычной и наглядной детерминированной классической парадигме. Все подобные попытки, быть может, кроме не вполне классической теории волн-пилотов де Бройля–Бома [1, 2] и предложенного несколько лет назад весьма спорного расширенного парадокса друга Вигнера [3], окончились неудачей. Заметим, что в теории волн-пилотов для описания квантовых явлений в классических терминах пришлось отказаться от локальности. Поэтому полного замещения квантового описания физических систем и явлений классическим описанием, по большому счету, достичь не удалось.

Для сведения квантового подхода к классическому прежде всего требуется сформулировать строгие критерии, которым должны удовлетворять физические объекты в классической парадигме. Затем необходимо переложить эти критерии на математический язык.

Первый набор критериев для классических объ-

ектов был предложен в широко известной работе А. Эйнштейна, Б. Подольского и Н. Розена [4]. Впоследствии этот набор получил название концепции Локального реализма (LR). На основе данной концепции были получены статические неравенства Белла–Клаузера–Хорна–Шимони–Хольта (BCHSH-неравенства) [5–7] и не зависящие от времени неравенства Вигнера [8]. Концепция локального реализма включает в себя три базовых принципа:

1) Классический реализм (сокращенно “CR”): все характеристики любой физической системы существуют совместно и независимо от наблюдателя. При этом допускается, что наблюдатель не в состоянии совместно измерить все эти характеристики любым возможным классическим измерительным прибором.

Под классическим измерительным прибором подразумевается такой прибор, которому на вход подаются настройки и/или команды, сформулированные в терминах классической парадигмы. После этого прибор взаимодействует с физическим объектом (классическим или квантовым) и на выходе выдает информацию о результатах взаимодействия исключительно в терминах классической физики. Возможно, подобное определение неявно подразумевает, что к классическому прибору всегда применим принцип причинности. Действительно, этот принцип является прямым следствием классической логики, в которой причина всегда предшествует следствию. А нелокальность потенциально может приводить к нарушению принципа причинности. Поэтому представляется вполне естественным потребовать выполнения условия локальности в рамках концепции LR.

¹⁾ Швейцарская высшая техническая школа, Цюрих, Швейцария.

²⁾ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

³⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобелевича Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

⁴⁾ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия.

⁵⁾ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

* E-mail: efimovaa@student.ethz.ch

** E-mail: Nikolai.Nikitine@cern.ch

2) Локальность: если два измерения выполнены классическими измерительными приборами D_1 и D_2 в двух точках 4-мерного пространства–времени, которые разделены между собой пространственноподобным интервалом в течение всего времени измерения, то состояние классического прибора D_1 , находящегося в первой точке, никак не влияет на показания классического прибора D_2 , который находится во второй точке. И наоборот.

Как было сказано выше, локальность должна быть тесно связана с возможностью познания мира при помощи классических измерительных приборов. Однако эта связь в настоящее время не закреплена ни одной строгой математической теоремой. Косвенно на это указывает тот факт, что при помощи нелокальности на уровне квантовых систем в рамках нерелятивистской квантовой механики невозможно передать информацию от одного классического наблюдателя к другому быстрее скорости света [9–13]. Такой сверхсветовой передаче мешает процедура измерения состояния квантовых систем классическим измерительным прибором.

3) Свобода воли: состояние физической системы в любой момент времени не может со стопроцентной вероятностью влиять на выбор экспериментатором целей эксперимента и набора классических приборов для достижения поставленных целей.

В данной формулировке важно словосочетание “со стопроцентной вероятностью”, поскольку, вполне естественно, что экспериментатор планирует свои последующие работы по изучению некоторой физической системы, опираясь на анализ ранее полученной информации. Впрочем, тут мы опрометчиво рискуем углубиться в область философии науки. Необходимо также отметить, что принцип свободы воли экспериментатора вступает в противоречие с лапласовским детерминизмом, который часто считают неотъемлемой частью классической парадигмы. Однако в этом вопросе авторы вполне соглашаются с доводами Д.И. Блохинцева [14] и И.Р. Пригожина [15], что на физическом уровне изучения природы при помощи классических измерительных приборов, каждый из которых обладает определенной разрешающей способностью, даже в рамках классической парадигмы имеет место принципиальная неопределенность в формировании начальных условий и порожденная этой неопределенностью “свобода воли”.

На языке математики концепция локального реализма может быть сформулирована в терминах совместных вероятностей, которые возникают естественным образом из принципа CR. Поскольку в квантовой парадигме далеко не всегда можно корректно определить совместные вероятности, это открывает возможность продемонстрировать, что квантовая парадигма не может быть сведена к классической. Локальность может быть записана на языке No-signaling condition (NSC) [16, 17]. А свобода воли

экспериментатора позволяет оперировать с подобными вероятностями как с независимыми. В разд. 2 будет более подробно рассмотрено, как концепция LR связана с NSC и почему при строгом рассмотрении данная концепция должна быть дополнена еще одним принципом.

Гораздо чаще, чем принцип CR или свобода воли экспериментатора, в литературе обсуждаются вопросы, связанные именно с принципом локальности. Нередко считается, что за нарушение неравенств Белла в рамках квантовой парадигмы ответственна исключительно нелокальность запутанных составных квантовых систем [18, 19]. Возникающие вследствие такой запутанности квантовые корреляции формально должны противоречить как классическому принципу общей причины Ханса Райхенбаха (Reichenbach's principle) [20], так и принципу ослабления корреляций Н.Н. Боголюбова. Более подробно данные вопросы обсуждаются в обзорных статьях и сборниках [19, 21–23]. Там же можно найти многочисленные ссылки на оригинальные работы.

Необходимо отметить, что концепция LR – это стационарная концепция, в которой не предполагается эволюция физической системы во времени. Поэтому оригинальные неравенства Белла [5], BCHSH-неравенства [6], неравенства Вигнера [8] и тесно примыкающий к ним парадокс Мермана [24] от времени не зависели.

В настоящей работе авторы сначала попытаются показать, что трех принципов концепции LR недостаточно для корректного получения неравенства Вигнера [8]. Необходимо ввести четвертый принцип, который по своей сути близок к принципу неразрушающего измерения концепции макроскопического реализма [25].

4) Классическое измерение (сокращенно “СМ”): если физическая система содержит две наблюдаемые A и C , которые могут быть как совместно измеримы, так и совместно неизмеримы, то конечный результат измерения спектров этих наблюдаемых не зависит от того, в какой последовательности измеряются рассматриваемые наблюдаемые.

Раздел 2 содержит необходимую аргументацию для введения нового принципа. Принцип СМ может быть записан при помощи Enhanced no-signaling condition (ENSC).

Следующий набор критериев, которому удовлетворяют классические физические системы, был предложен в работе [25]. С его помощью авторы работы – Э. Леггетт и А. Гарг – конкретизировали поведение классических физических систем во времени. Этот набор критериев получил название концепции макроскопического реализма (“Macroscopic realism” или “Macrorealism”, сокращенно MR). Первоначально концепция содержала два принципа: “Macroscopic realism per se” (MSps) и “Non-invasive measurability” (NIM). Используя эти принципы, авторы предложи-

ли неравенства, которым удовлетворяет любая физическая система, отвечающая привычной и каждодневно используемой "макроскопической интуиции". Эти неравенства получили название неравенств Леггетта–Гарга (сокращенно – LGIs). В настоящее время к двум каноническим принципам добавляют третий – принцип индукции или "Induction" [26–28]. Таким образом, концепция макроскопического реализма включает в себя следующие принципы:

1) Истинный макроскопический реализм или Macroscopic realism per se: физическая система, обладающая несколькими макроскопически различными состояниями, в каждый момент времени находится в одном и только в одном из всех своих возможных состояний.

Данное утверждение полностью согласуется с интуитивно понятным представлением об эволюции классических физических объектов. Заметим, что в рамках квантового подхода MSps близок к ψ -эпистемизму [29]. Для концепции макроскопического реализма истинный макроскопический реализм играет ту же роль, что и классический реализм в концепции локального реализма.

2) Принцип неразрушающего измерения или NIM. Этот принцип утверждает, что можно сколь угодно точно измерить состояние физической системы, но при этом сколь угодно мало повлиять на последующую динамику системы.

Из формулировки NIM следует, что вероятность найти то или иное значение спектра любой наблюдаемой, которая относится к физической системе, не зависит от того, проводились ли измерения над этой системой в предшествующие моменты времени. Очевидно, что NIM противоречит концепции проективных измерений в НКМ (в этом случае, например, не работает формула фон Неймана для условных вероятностей) и требует применения так называемых мягких или неразрушающих измерений, техника которых получила большое развитие за последние тридцать лет. Однако подобная прецизионная техника измерений не может быть реализована в рамках физики высоких энергий, где проверка справедливости концепции макроскопического реализма представлялась бы особенно интересной. Принцип NIM явно перекликается с принципами классического измерения и локальности в концепции LR, поскольку все три принципа отражают различные аспекты измерений над классическими объектами при помощи классических измерительных приборов.

3) Принцип индукции: результат текущего измерения характеристик физической системы не может со стопроцентной вероятностью повлиять на то, какие измерения экспериментатор будет проводить или не проводить над физической системой в будущем, т.е. только экспериментатор решает, каким образом он будет действовать дальше.

Принцип индукции практически совпадает с прин-

ципом свободы воли. Он позволяет применять к результатам серии однотипных экспериментов стандартные приемы статистической обработки экспериментальных данных. Принцип индукции должен выполняться как в классической, так и в квантовой парадигме.

Концепцию макроскопического реализма удобно переформулировать на языке вероятностей. Тогда принцип истинного макроскопического реализма означает, что некоторая наблюдаемая $Q(t)$ в каждый момент времени t_m может иметь только одно фиксированное значение спектра $q_m = Q(t_m)$ вне зависимости от того, измеряется или нет величина $Q(t)$ в другие моменты времени. Такой подход позволяет ввести, например, следующие совместные вероятности:

$$0 \leq w_{ji}(q_j, \dots, q_k, \dots, q_i | t_j, \dots, t_k, \dots, t_i) \leq 1, \quad (1)$$

где в момент времени $t_k \neq \{t_i, t_j\}$ значение наблюдаемой $Q(t)$ не измеряется, а в моменты времени t_i и t_j измерение величины $Q(t)$ производится.

А из принципа неразрушающего измерения следует так называемое условие No-signaling in time (NSIT):

$$\begin{aligned} \sum_{q_k} w_{ji}(q_j, \dots, q_k, \dots, q_i | t_j, \dots, t_k, \dots, t_i) = \\ = w_{ji}(q_j, \dots, q_i | t_j, \dots, t_i), \end{aligned} \quad (2)$$

т.е. вероятность измерить значения q_i и q_j спектра наблюдаемой $Q(t)$ не зависит от того, проводилось или нет измерение наблюдаемой $Q(t)$ в момент времени $t_k \neq \{t_i, t_j\}$.

В рамках концепции LR были получены не зависящие от времени неравенства Вигнера как неравенства для трех дихотомных наблюдаемых [8] в один момент времени. На основе концепции MR были найдены зависящие от времени неравенства Леггетта–Гарга в форме Вигнера, в которых фигурирует одна наблюдаемая для трех различных моментов времени [30–32]. Далее эти неравенства были распространены на n моментов времени [30]. Естественным образом возникает идея написать неравенства в духе неравенств Вигнера для нескольких наблюдаемых в различные моменты времени. Дополнительно потребуем, чтобы для проверки нарушения новых неравенств применялись только проективные измерения, поскольку именно такие измерения используются в физике высоких энергий. Будем называть подобные неравенства зависящими от времени неравенствами Вигнера для n моментов времени. В настоящей работе мы подробно рассмотрим случай, когда $n = 3$, и лишь кратко поговорим про случай $n = 2$. Чтобы обосновать неравенства Вигнера для трех моментов времени, требуется сформулировать новую концепцию, отражающую как статические, так и динамические свойства классической парадигмы. Подобная концепция, очевидно, должна отличаться от концепций локаль-

ного и макроскопического реализма. Для новой концепции авторы предлагают ввести термин "Классичность" (Classicality или "CL").

Работа устроена следующим образом. Во Введении подробно обсуждаются концепции локального и макроскопического реализма, раскрывается смысл каждого из принципов, входящих в обе концепции. Это важно для последующей формулировки концепции классичности. В разд. 2 обосновывается необходимость введения дополнительного принципа классического измерения в концепцию локального реализма для того, чтобы корректно получить не зависящие от времени неравенства Вигнера [8]. В разд. 3 будет предложен набор принципов, которые составляют новую концепцию классичности. В разд. 4 представлен последовательный вывод неравенств Вигнера для трех моментов времени из концепции классичности. Два последних разд. 5 и 6 посвящены исследованию возможности нарушения неравенств Вигнера для трех моментов времени в системах нейтральных псевдоскалярных мезонов для чистых и смешанных флейворных состояний. В Заключении сделаны основные выводы настоящей работы.

2. ЛОКАЛЬНОСТЬ И ПРИНЦИП КЛАССИЧЕСКОГО ИЗМЕРЕНИЯ

Пусть справедлива концепция локального реализма. Начнем с простого примера. Рассмотрим физическую систему, состоящую из двух подсистем "I" и "II", между которыми, возможно, существует некоторая корреляция. Для дальнейших рассуждений конкретная реализация корреляции не важна. Через $A^{(I)}$ обозначим наблюдаемую величину в подсистеме "I". Пусть для простоты эта величина обладает только дискретным невырожденным спектром $a_1^{(I)}, a_2^{(I)}, \dots, a_\alpha^{(I)}, \dots$. Значение спектра наблюдаемой $A^{(I)}$ в подсистеме "I" измеряется при помощи классического прибора $D_A^{(I)}$. При этом мы принципиально не интересуемся ни состоянием физической системы "I", ни состоянием классического прибора $D_A^{(I)}$ после измерения. Нам интересны только сам факт измерения и вероятность измерения того или иного значения спектра наблюдаемой $A^{(I)}$.

Для подсистемы "II" аналогично введем наблюдаемую $B^{(II)}$, обладающую дискретным невырожденным спектром, и классический прибор $D_B^{(II)}$. Дополнительно предположим, что приборы $D_A^{(I)}$ и $D_B^{(II)}$ в процессе проведения измерений спектров наблюдаемых $A^{(I)}$ и $B^{(II)}$ всегда разделены пространственноподобным интервалом, т.е. измерения удовлетворяют принципу локальности. Из этого следует, что оба классических прибора в процессе измерения не могут обмениваться между собой никакой информацией.

Принцип CR утверждает, что наблюдаемые $A^{(I)}$ и $B^{(II)}$ совместно существуют. Это значит, что каждой

физической системе "I + II" после измерения можно поставить в соответствие свою пару $(a_\alpha^{(I)}, b_\beta^{(II)})$ определенных значений спектров наблюдаемых $A^{(I)}$ и $B^{(II)}$. Теперь рассмотрим набор одинаково приготовленных физических систем.

Принцип свободы воли гарантирует, что измерение характеристик каждой физической системы в наборе будет статистически не зависимым от всех предшествующих и последующих измерений характеристик других систем из набора. В этом случае можно говорить о *вероятности совместного существования* всевозможных пар $(a_\alpha^{(I)}, b_\beta^{(II)})$ значений спектров наблюдаемых $A^{(I)}$ и $B^{(II)}$, которые измерены классическими приборами $D_A^{(I)}$ и $D_B^{(II)}$ соответственно. Поэтому можно утверждать, что хорошо определены условные совместные вероятности

$$w(a_\alpha^{(I)}, b_\beta^{(II)} | D_A^{(I)}, D_B^{(II)}) \quad (3)$$

существования пары $(a_\alpha^{(I)}, b_\beta^{(II)})$, если для измерения выбраны классические приборы $D_A^{(I)}$ и $D_B^{(II)}$, разделенные пространственноподобным интервалом. Таким образом, на основе концепции локального реализма построена операциональная теория (operational theory) [29] рассмотренной выше составной физической системы. Заметим, что вероятность (3) могла бы включать сведения о процедуре приготовления. Однако такая процедура по определению одинакова для каждой физической системы из набора и, следовательно, процедуру приготовления можно явно не включать в определение совместной вероятности (3).

Согласно условию локальности "классический экспериментатор" из подсистемы "I" в процессе выполнения своих измерений по определению не может ничего знать о результатах измерений спектра наблюдаемой $B^{(II)}$ в подсистеме "II". Поэтому операциональная теория экспериментатора подсистемы "I" формулируется в терминах вероятностей $w(a_\alpha^{(I)} | D_A^{(I)})$, в то время как совокупность вероятностей (3) должна рассматриваться как онтологическая модель (ontological model) измерения в подсистеме "I", в которой роль ontic states [29] играет спектр наблюдаемой $B^{(II)}$. Чтобы перейти от онтологической модели (3) к своей локальной операциональной теории, "классический экспериментатор" подсистемы "I" должен просуммировать (3) по всем значениям спектра наблюдаемой $B^{(II)}$. Для совмещения такого суммирования с принципом локальности дополнительно требуется исключить влияние выбора классического прибора $D_B^{(II)}$ на результаты измерения наблюдаемой $A^{(I)}$ в подсистеме "I". Это приводит к следующему равенству:

$$\sum_\beta w(a_\alpha^{(I)}, b_\beta^{(II)} | D_A^{(I)}, D_B^{(II)}) = w(a_\alpha^{(I)} | D_A^{(I)}). \quad (4)$$

Соотношение (4) носит название No-signaling condition [16, 17]. Очевидно, что можно написать аналогичное NSC для подсистемы "II":

$$\sum_{\alpha} w(a_{\alpha}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_B^{(II)}) = w(b_{\beta}^{(II)} | D_B^{(II)}). \quad (5)$$

Отметим, что если не использовать NSC (4) для несовместных событий, которые отвечают измерениям различных значений спектра наблюдаемой $B^{(II)}$, то по правилам сложения вероятностей несовместных событий в рамках колмогоровской аксиоматики теории вероятности суммирование по спектру наблюдаемой $B^{(II)}$ должно давать

$$\sum_{\beta} w(a_{\alpha}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_B^{(II)}) = w(a_{\alpha}^{(I)} | D_A^{(I)}, D_B^{(II)}).$$

Подобное равенство всегда допускает сверхсветовой обмен информацией между макроскопическими приборами, которые разделены пространственноподобным интервалом. А это противоречит базовым экспериментам теории относительности.

Перейдем теперь к более сложному примеру. Пусть в подсистеме "I" помимо наблюдаемой $A^{(I)}$ имеется вторая наблюдаемая $C^{(I)}$, которая для простоты также обладает дискретным невырожденным спектром $c_1^{(I)}, c_2^{(I)}, \dots, c_{\gamma}^{(I)}, \dots$. Согласно принципу CR наблюдаемые $A^{(I)}, C^{(I)}$ и $B^{(II)}$ существуют совместно. Предположим, что существуют классический прибор $D_A^{(I)}$ для измерения спектра наблюдаемой $A^{(I)}$ и классический прибор $D_C^{(I)}$ для измерения спектра наблюдаемой $C^{(I)}$. Если наблюдаемые $A^{(I)}$ и $C^{(I)}$ совместно измеримы, то $D_A^{(I)} \equiv D_C^{(I)}$. Этот случай мы отдельно рассматривать не будем. Операциональная теория такой системы будет выражаться в терминах вероятностей

$$w(a_{\alpha}^{(I)}, c_{\gamma}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}), \quad (6)$$

которые в согласии с принципом локальности удовлетворяют NSC:

$$\begin{aligned} \sum_{\beta} w(a_{\alpha}^{(I)}, c_{\gamma}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}) &= \\ &= w(a_{\alpha}^{(I)}, c_{\gamma}^{(I)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}); \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha, \gamma} w(a_{\alpha}^{(I)}, c_{\gamma}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}) &= \\ &= w(b_{\beta}^{(II)} | D_B^{(II)}). \end{aligned} \quad (8)$$

Трудности возникают, если необходимо, например, вычислить сумму вида

$$\sum_{\gamma} w(a_{\alpha}^{(I)}, c_{\gamma}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}).$$

В согласии с принципом CR мы можем воспользоваться следующим определением условной вероятности:

$$\begin{aligned} w(a_{\alpha}^{(I)}, c_{\gamma}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}) &= \\ &= w(a_{\alpha}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | c_{\gamma}^{(I)}, D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}) \times \\ &\times w(c_{\gamma}^{(I)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}). \end{aligned} \quad (9)$$

Если второй множитель в (9) удовлетворяет принципу локальности, то

$$w(c_{\gamma}^{(I)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}) = w(c_{\gamma}^{(I)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}),$$

т.е. вероятность измерения значения спектра наблюдаемой $C^{(I)}$ не зависит от состояния измерительного прибора $D_B^{(II)}$. Тогда

$$\begin{aligned} w(a_{\alpha}^{(I)}, c_{\gamma}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}) &= \\ &= w(a_{\alpha}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | c_{\gamma}^{(I)}, D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}) \times \\ &\times w(c_{\gamma}^{(I)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}). \end{aligned} \quad (10)$$

Однако очевидно, что ни один из трех принципов, которые составляют концепцию LR, не запрещает спектру наблюдаемой $C^{(I)}$ зависеть от состояния классического прибора $D_A^{(I)}$. И это представляет проблему при вычислении $\sum_{\gamma}$.

Формула (10) показывает, что концепция локального реализма, по всей видимости, логически не замкнута. Для ее логического замыкания необходимо ввести еще один принцип, который в рамках классической парадигмы отражал бы важное свойство измерения. Хорошим кандидатом на подобный принцип может служить статический аналог принципа NIM. Этот принцип авторы статьи называли принципом классического измерения. Данный принцип можно сформулировать следующим образом: если физическая система содержит две наблюдаемые A и C , которые могут быть как совместно измеримы, так и совместно неизмеримы, то конечный результат измерения спектров этих наблюдаемых не зависит от того, в какой последовательности измеряются рассматриваемые наблюдаемые.

Предполагается, что классические приборы D_A и D_C , при помощи которых измеряются спектры наблюдаемых A и C , находятся рядом или, как минимум, не разделены пространственноподобным интервалом. Т.е. к работе этих приборов не применим принцип локальности и для них не справедливо NSC. Математически принцип классического измерения можно записать в виде расширенного NSC (Enhanced NSC или ENSC):

$$\sum_{\gamma} w(a_{\alpha}^{(I)}, c_{\gamma}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}) = w(a_{\alpha}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}), \quad (11)$$

$$\sum_{\alpha} w(a_{\alpha}^{(I)}, b_{\beta}^{(II)} | D_A^{(I)}, D_C^{(I)}, D_B^{(II)}) = w(b_{\beta}^{(II)} | D_B^{(II)}). \quad (12)$$

Из (11) следует, что фактически измерение одной из наблюдаемых в подсистеме "I" не разрушает состояние подсистемы и позволяет измерить значение спектра другой наблюдаемой. Формулы (11) и (12), очевидно, совместимы с (8).

3. КЛАССИЧНОСТЬ

Неприменимость концепций локального и макроскопического реализма в микромире обычно проверяется в квантовой оптике или в рамках нерелятивистской квантовой механики. Однако существует обширная экспериментальная область — ускорительные эксперименты в физике элементарных частиц — которая до последнего времени практически не привлекалась для проверки справедливости квантовой парадигмы. Эта область чрезвычайно важна, например, ввиду того, что в физике высоких энергий мы имеем дело с массивными ультрарелятивистскими частицами, которые не использовались в предшествующих экспериментах. Заметим, что процессы в физике высоких энергий описываются при помощи квантовой теории поля (КТП). В рамках этой теории принципиально не существует замкнутых физических систем с фиксированным числом частиц. Хотя бы в силу того, что в вакууме постоянно рождаются виртуальные пары частица—античастица. Поэтому классическая концепция, которая должна конкурировать с КТП, с одной стороны, не может быть статичной, как концепция LR, а с другой стороны, должна содержать аналог принципа локальности, который отсутствует в концепции MR.

Основное внимание в физике высоких энергий уделяется проверке нарушения ВЧШН-неравенств и не зависящих от времени неравенств Вигнера [33–44]. Нарушение неравенств Леггетта—Гарга или Леггетта—Гарга в форме Вигнера для одной наблюдаемой в разные моменты времени в ускорительных экспериментах проверить невозможно, поскольку в физике высоких энергий не реализуются неразрушающие измерения. Но можно попробовать написать неравенства для нескольких наблюдаемых в различные моменты времени и допустить, чтобы при проверке нарушения таких неравенств использовались только проективные измерения. Для обоснования подобных неравенств требуется иная концепция классической парадигмы, которую в литературе чаще всего называ-

ют гипотезой реализма [30, 32, 45, 46]. Однако авторы считают более удачным термин "Классичность" (Classicality или "CL"). В настоящее время не существует общепринятого набора принципов, на основе которых строится CL.

В данной работе мы отнесли к концепции классичности следующие принципы, которые достаточно сильно пересекаются с принципами, входящими в концепции LR и MR:

1) Истинность (Ontism): в любой момент времени t_i физическая система находится в одном из возможных "истинных состояний" или "ontic states" [29, 46].

Любое "истинное состояние" полностью описывается уникальным набором значений спектров всех наблюдаемых, относящихся к данной физической системе. При этом мы не предполагаем, что все наблюдаемые, характеризующие "истинное состояние" физической системы, могут быть совместно измерены любым возможным измерительным прибором. Таким образом, можно говорить о вероятности существования каждого "истинного состояния" в любой момент времени t :

$$0 \leq w(a_{\alpha}(t), b_{\beta}(t) \dots | D_A, D_B, \dots) \leq 1. \quad (13)$$

2) Наблюдаемость (Epistemism): экспериментатор всегда имеет дело с "наблюдаемым состоянием" или "epistemic state" [29, 46] физической системы. "Наблюдаемые состояния" различаются между собой значениями наблюдаемых, которые могут быть совместно измерены в момент времени t_i .

3) Согласованность: в каждый момент времени t_i для значений спектров любой наблюдаемой в "истинном состоянии" справедливы формулы (7), (8) NSC и формулы (11), (12) ENSC.

Этот принцип нужен для того, чтобы в момент времени t_i вероятность "наблюдаемого состояния" можно было получить из вероятностей "истинных состояний", если в соответствующих вероятностях оставить только значения спектров совместно измеримых наблюдаемых, а по спектру остальных наблюдаемых выполнить суммирование. Ontism позволяет считать, что вероятности появления разных значений спектра какой-либо наблюдаемой (даже если ее невозможно совместно измерить с другими наблюдаемыми!) являются вероятностями несовместных событий и суммируются согласно формулам (7), (8), (11) и (12).

4) Классичность измерения: для значения спектра любой наблюдаемой в "истинном состоянии" всегда справедливо условие NSIT (2).

5) Независимость: наблюдатель обладает полной свободой в планировании, постановке и анализе текущего эксперимента вне зависимости от результатов предыдущих экспериментов.

В рамках классической парадигмы "ontic states" и "epistemic states" физических систем, как правило, совпадают. Например, это всегда справедливо в классической механике. Однако уже в классической ста-

тистической физике "ontic states" и "epistemic states" могут не совпадать. В качестве простого примера приведем идеальный одноатомный газ в сосуде некоторого объема. Для такого газа "ontic state" является набором координат и скоростей всех атомов, а "epistemic state" описывается в терминах температуры и давления газа.

В квантовой парадигме имеются различные суждения относительно отличия "ontic states" от "epistemic states", которые нашли свое отражение в многочисленных интерпретациях квантовой механики. В настоящей работе для обоснования зависящих от времени неравенств Вигнера это различие не имеет значения. Однако мы полагаем, что концепция классичности может быть в дальнейшем использована для решения более широкого круга вопросов с применением методов классической квантовой статистической физики, где подобное различие может оказаться важным.

В рамках классичности можно записать следующую общую вероятностную связь между значениями спектра наблюдаемой A в моменты времени t_1 и $t_2 > t_1$:

$$w(a_\epsilon(t_2), b_\beta(t_1) \dots | D_A, D_B, \dots) = \sum_a w(a_\alpha(t_1) \rightarrow a_\epsilon(t_2)) \times w(a_\alpha(t_1), b_\beta(t_1) \dots | D_A, D_B, \dots), \quad (14)$$

т.е. эволюция наблюдаемой A происходит во времени независимо от эволюции остальных наблюдаемых, которые характеризуют квантовую систему. Формула (14) будет определяющей при получении в следующем разделе неравенств Вигнера, зависящих от трех и двух моментов времени.

4. ЗАВИСЯЩИЕ ОТ ВРЕМЕНИ НЕРАВЕНСТВА ВИГНЕРА ДЛЯ ТРЕХ И ДВУХ МОМЕНТОВ ВРЕМЕНИ

Пусть физическая система подчиняется концепции классичности и состоит из двух подсистем "(1)" и "(2)", между которыми, вообще говоря, имеется некоторая корреляция. Каждая из подсистем обладает набором дихотомных наблюдаемых $A^{(i)}$, $B^{(i)}$ и $C^{(i)}$, где $i = \{1, 2\}$. Напомним, что дихотомной наблюдаемой называется такая наблюдаемая, спектр которой состоит всего из двух значений, например, значения $+1$ и значения -1 . Такие численные значения критичны при получении неравенств Белла [6], где они входят в выражение для корреляторов. При получении не зависящих и зависящих от времени неравенств Вигнера достаточно, чтобы, например, наблюдаемая $A^{(1)}$ имела только два не совпадающих друг с другом значения спектра $a_+^{(1)}$ и $a_-^{(1)}$. И эти значения необязательно равны ± 1 .

Для квантовых систем со спином $s^{(i)} = 1/2$ примерами трех дихотомных наблюдаемых служат удвоенные проекции спина на три некопланарных направления $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ и $\mathbf{c}$. Эти значения всегда равны ± 1 . Для нейтральных псевдоскалярных мезонов M "направлениями" в пространстве состояний служат состояния с определенным ароматом (M и $\bar{M}$), CP -четностью (M_1 и M_2), а также массой и временем жизни (M_L и M_H):

$$\begin{aligned} |M_1^{(i)}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|M^{(i)}\rangle + |\bar{M}^{(i)}\rangle), \\ |M_2^{(i)}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|M^{(i)}\rangle - |\bar{M}^{(i)}\rangle); \\ |M_L^{(i)}\rangle &= p |M^{(i)}\rangle + q |\bar{M}^{(i)}\rangle, \\ |M_H^{(i)}\rangle &= p |M^{(i)}\rangle - q |\bar{M}^{(i)}\rangle, \end{aligned}$$

где $\hat{C}\hat{P}|M_1^{(i)}\rangle = +|M_1^{(i)}\rangle$ и $\hat{C}\hat{P}|M_2^{(i)}\rangle = -|M_2^{(i)}\rangle$. Используемые в настоящей статье определения совпадают с определениями из предыдущих работ [30, 45, 47] при $\alpha = 0$. Очевидно, что собственные значения, отвечающие состояниям $|M_{L,H}^{(i)}\rangle$, не равны ± 1 .

Рассмотрим три момента времени: t_0 — начальный момент, и два последующих момента $\{t_1, t_2\} > t_0$. Предположим, что значения спектров наблюдаемых $A^{(i)}$ и $B^{(i)}$ каждой из подсистем "(1)" или "(2)" измеряются в моменты времени: t_2 и $t_1 \neq t_2$. Далее предположим, что в начальный момент времени t_0 спектры соответствующих наблюдаемых $A^{(i)}$, $B^{(i)}$ и $C^{(i)}$ двух подсистем "(1)" и "(2)" полностью антикоррелируют. Например, для наблюдаемой $A^{(i)}$ искомая антикорреляция может быть записана следующим образом:

$$\{a_{\pm}^{(1)}(t_0), D_A^{(1)}\} \rightarrow \{a_{\mp}^{(2)}(t_0), D_A^{(2)}\}. \quad (15)$$

Подобную ситуацию возможно воспроизвести в экспериментах на ускорителях и описать в рамках квантовой парадигмы. Например, в распадах $\phi(1020) \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ или $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ пара псевдоскалярных мезонов рождается в синглетном по аромату состоянии Белла

$$|\Psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|M^{(1)}\rangle \otimes |\bar{M}^{(2)}\rangle - |\bar{M}^{(1)}\rangle \otimes |M^{(2)}\rangle). \quad (16)$$

В состоянии $|\Psi^-\rangle$ реализуется не только антикорреляция (15) по аромату псевдоскалярных мезонов, что сразу следует из формулы (16), но также антикорреляция по CP -четности и по состояниям $|M_{L,H}\rangle$.

В момент времени t_0 в рамках классичности согласно принципу согласованности и корреляционному условию (15) выполняются следующие четыре неравенства Вигнера:

$$w(a_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0) \leq w(c_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0) + w(a_+^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0); \quad (17)$$

$$w(a_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0) \leq w(c_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0) + w(a_+^{(2)}, c_-^{(1)}, t_0); \quad (18)$$

$$w(a_-^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0) \leq w(c_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0) + w(a_-^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0); \quad (19)$$

$$w(a_-^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0) \leq w(c_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0) + w(a_-^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0), \quad (20)$$

где для сокращения записи мы используем соглашения вида

$$w(a_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0) = w(a_+^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0) | D_A^{(2)}, D_C^{(2)}, D_B^{(1)})$$

и так далее.

Хотя неравенства Вигнера были получены различными способами в ряде работ, начиная с классической статьи [8], в данной работе имеет смысл сделать это еще раз, подчеркнув роль ENSC. Выведем, например, неравенство (17). При помощи принципа наблюдаемости и формулы (11) можем записать, что

$$w(a_+^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0) | D_A^{(2)}, D_C^{(2)}, D_B^{(1)}) = \sum_{\gamma=\{-,+\}} w(a_+^{(2)}(t_0), c_\gamma^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0) | D_A^{(2)}, D_C^{(2)}, D_B^{(1)}). \quad (21)$$

Далее

$$w(c_+^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0) | D_A^{(2)}, D_C^{(2)}, D_B^{(1)}) = \sum_{\alpha=\{-,+\}} w(a_\alpha^{(2)}(t_0), c_+^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0) | D_A^{(2)}, D_C^{(2)}, D_B^{(1)}). \quad (22)$$

Заметим, что второе слагаемое в правой части (22) совпадает со вторым слагаемым в правой части (21). А первое слагаемое в правой части (22) неотрицательно согласно принципу истинности и следующему из него условию (13). Наконец:

$$w(a_+^{(2)}(t_0), c_+^{(1)}(t_0) | D_A^{(2)}, D_B^{(1)}, D_C^{(1)}) = \sum_{\beta=\{-,+\}} w(a_+^{(2)}(t_0), b_\beta^{(1)}(t_0), c_+^{(1)}(t_0) | D_A^{(2)}, D_B^{(1)}, D_C^{(1)}). \quad (23)$$

Второе слагаемое в (23) при помощи антикорреляционного условия (15) можно записать как

$$w(a_+^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0), c_+^{(1)}(t_0) | D_A^{(2)}, D_B^{(1)}, D_C^{(1)}) = w(a_+^{(2)}(t_0), c_-^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0) | D_A^{(2)}, D_C^{(2)}, D_B^{(1)}).$$

Тогда оно совпадает с первым слагаемым из (21). А первое слагаемое в (23) согласно принципу истинности неотрицательно. Таким образом, справедливо неравенство Вигнера (17). Неравенства (18)–(20) доказываются аналогичным образом.

При помощи концепции классичности свяжем вероятность $w(a_+^{(2)}(t_2), b_+^{(1)}(t_1))$ с четырьмя вероятностями $w(a_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0)$, $w(a_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0)$, $w(a_-^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0)$ и $w(a_-^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0)$. Затем учтем, что последние четыре вероятности в момент времени t_0 удовлетворяют неравенствам Вигнера (17)–(20). Это позволит нам написать новое неравенство, которое будет зависеть от трех моментов времени t_0 , t_1 и t_2 .

Начнем с вероятности $w(a_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0)$. Чтобы состояние $\{a_+^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0)\}$ перешло в состояние $\{a_+^{(2)}(t_2), b_+^{(1)}(t_1)\}$, необходимо определить вероятность переходов $a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)$ и $b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)$. Воспользовавшись принципом классичности измерения и соотношением (14), можем утверждать, что в рамках концепции классичности вклад состояния $\{a_+^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0)\}$ в вероятность состояния $\{a_+^{(2)}(t_2), b_+^{(1)}(t_1)\}$ будет иметь вид

$$w(a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) w(b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) \times w(a_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0),$$

т.е. вероятность перехода состояния $\{a_+^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0)\}$ в состояние $\{a_+^{(2)}(t_2), b_+^{(1)}(t_1)\}$ можно записать как произведение вероятностей независимых событий перехода $a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)$ и перехода $b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)$ соответственно. Для трех оставшихся состояний $\{a_+^{(2)}(t_0), b_-^{(1)}(t_0)\}$, $\{a_-^{(2)}(t_0), b_+^{(1)}(t_0)\}$ и $\{a_-^{(2)}(t_0), b_-^{(1)}(t_0)\}$ можно провести аналогичные рассуждения. Тогда согласно концепции классичности полная вероятность состояния $\{a_+^{(2)}(t_2), b_+^{(1)}(t_1)\}$ запишется в виде

$$w(a_+^{(2)}(t_2), b_+^{(1)}(t_1)) = w(a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) \times w(b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) w(a_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0) + w(a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) w(b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) \times w(a_-^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0) + w(a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) \times$$

$$\begin{aligned} & \times w(b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) w(a_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0) + \\ & + w(a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) w(b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) \times \\ & \times w(a_-^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0). \quad (24) \end{aligned}$$

Подставляя неравенства Вигнера (17)–(20) в формулу (24), получаем следующее неравенство:

$$\begin{aligned} & w(a_+^{(2)}(t_2), b_+^{(1)}(t_1)) \leq \quad (25) \\ & \leq w(a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) w(b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) \times \\ & \times [w(c_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0) + w(a_+^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0)] + \\ & + w(a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) w(b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) \times \\ & \times [w(c_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0) + w(a_-^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0)] + \\ & + w(a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) w(b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) \times \\ & \times [w(c_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0) + w(a_+^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0)] + \\ & + w(a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) w(b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) \times \\ & \times [w(c_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0) + w(a_-^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0)]. \end{aligned}$$

Сведя неравенство (25) к более удобной форме, получаем следующее неравенство:

$$\begin{aligned} & w(a_+^{(2)}(t_2), b_+^{(1)}(t_1)) \leq w(a_+^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0) \times \\ & \times (a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) [w(b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) + \\ & + w(b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1))] + w(a_-^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0) \times \\ & \times w(a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) [w(b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) + \\ & + w(b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1))] + w(c_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0) \times \\ & \times w(b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) [w(a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) + \\ & + w(a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2))] + w(c_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0) \times \\ & \times w(b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1)) \times [w(a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2)) + \\ & + w(a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2))]. \quad (26) \end{aligned}$$

Неравенство (26) назовем зависящим от времени неравенством Вигнера для трех моментов времени. Данное неравенство ранее было опубликовано в работе [45] без вывода и без ссылок на концепцию классичности, поскольку авторам [45] казалось очевидным, что для получения неравенства (26) достаточно использовать только концепцию локального реализма и «здоровый смысл». Со временем взгляды авторов менялись. Стало понятно, что для доказательства неравенств Вигнера (17)–(20) и корректного определения пространства состояний [30, 48] требуется дополнить концепцию локального реализма принципом классического измерения (который не следует

путать с принципом классичности измерения, входящим в концепцию классичности). Затем оказалось, что для доказательства (26) недостаточно даже этого. Возникла гипотеза реализма [30, 45], которая в настоящей работе трансформировалась в более формальное понятие классичности.

Стоит заметить, что для получения BCHSH-неравенств [6] в предположении существования скрытых параметров вполне достаточно концепции локального реализма в ее первоначальном виде. Однако, если отказаться от скрытых параметров, как это сделано в работе [7], и опираться только на существование совместных вероятностей спектров всех наблюдаемых, характеризующих данную физическую систему, то для корректного вывода BCHSH-неравенств требуется принцип, аналогичный обсуждаемому в настоящей статье принципу классического измерения.

Если $t_2 = t_1 = t$, то возникает более простое для анализа неравенство Вигнера для двух моментов времени. Это неравенство было впервые получено в работе [48]. А подробное исследование нарушения данного неравенства в случае, если пара псевдоскалярных мезонов рождается в чистом состоянии (16), было выполнено в работе [47]. Заметим, в [48] также предполагалось, что для получения неравенства Вигнера для двух моментов времени достаточно только концепции локального реализма, в которой не делается никаких предположений относительно временной эволюции физических систем. А эволюция во времени может быть описана исходя из классического «здорового смысла». Поэтому только в настоящей работе дано, по мнению авторов, корректное обоснование соответствующего неравенства.

5. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ НАРУШЕНИЯ ЗАВИСЯЩИХ ОТ ВРЕМЕНИ НЕРАВЕНСТВ ВИГНЕРА ДЛЯ ТРЕХ МОМЕНТОВ ВРЕМЕНИ НА ЧИСТЫХ СОСТОЯНИЯХ В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

Обобщим результаты работы [47]. Для этого изучим возможность нарушения неравенства (26) для пары псевдоскалярных мезона M и антимезона $\bar{M}$, которые в момент времени $t_0 = 0$ рождаются в чистом флейворном состоянии (16). Будем рассматривать K^0 -, D^0 - и B_s^0 -мезоны. В качестве дихотомных наблюдаемых выберем наблюдаемые аромата, CP -четности и энергии/времени жизни. После этого установим все возможные соответствия между значениями спектров этих наблюдаемых и величинами $a_{\pm}^{(i)}$, $b_{\pm}^{(i)}$ и $c_{\pm}^{(i)}$. Эти соответствия приведены в табл. 1.

Если квантовая парадигма тем или иным способом может быть сведена к классической, отражением которой служит классичность, то неравенство (26) никогда не должно нарушаться в квантовой физике,

Таблица 1. Таблица соответствия между значениями спектров дихотомных наблюдаемых $A^{(i)}$, $B^{(i)}$, $C^{(i)}$, входящих в неравенство (26), и физическими характеристиками $M/\bar{M}$, M_1/M_2 и M_L/M_H нейтральных псевдоскалярных мезонов; порядковый номер N в первой колонке совпадает с номером N , который используется в работе [47]

N	Соответствия для элементов спектров
1	$a_+ \rightarrow M_1; b_+ \rightarrow \bar{M}; c_+ \rightarrow M_H; a_- \rightarrow M_2; b_- \rightarrow M; c_- \rightarrow M_L$
2	$a_+ \rightarrow M_1; b_+ \rightarrow M; c_+ \rightarrow M_H; a_- \rightarrow M_2; b_- \rightarrow \bar{M}; c_- \rightarrow M_L$
3	$a_+ \rightarrow M_2; b_+ \rightarrow \bar{M}; c_+ \rightarrow M_H; a_- \rightarrow M_1; b_- \rightarrow M; c_- \rightarrow M_L$
4	$a_+ \rightarrow M_2; b_+ \rightarrow M; c_+ \rightarrow M_H; a_- \rightarrow M_1; b_- \rightarrow \bar{M}; c_- \rightarrow M_L$
5	$a_+ \rightarrow M_1; b_+ \rightarrow \bar{M}; c_+ \rightarrow M_L; a_- \rightarrow M_2; b_- \rightarrow M; c_- \rightarrow M_H$
6	$a_+ \rightarrow M_1; b_+ \rightarrow M; c_+ \rightarrow M_L; a_- \rightarrow M_2; b_- \rightarrow \bar{M}; c_- \rightarrow M_H$
7	$a_+ \rightarrow M_2; b_+ \rightarrow \bar{M}; c_+ \rightarrow M_L; a_- \rightarrow M_1; b_- \rightarrow M; c_- \rightarrow M_H$
8	$a_+ \rightarrow M_2; b_+ \rightarrow M; c_+ \rightarrow M_L; a_- \rightarrow M_1; b_- \rightarrow \bar{M}; c_- \rightarrow M_H$

например, в системах нейтральных псевдоскалярных мезонов. Покажем, что это не так. Для этого используем вероятности из работ [45, 47] и сведем неравенство (26) к серии алгебраических неравенств вида

$$A_N(t_2, t_1, t_0, \dots) \geq 1, \quad (27)$$

где $N = \{1, \dots, 8\}$ — порядковый номер каждого неравенства, который соответствует номеру N в табл. 1 и номеру функций $R_N(\dots)$ из работы [47].

В отличие от функций $R_N(t, t_0 = 0, \dots)$, функции $A_N(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$ зависят от двух различных моментов времени t_1 и t_2 . Поэтому двумерные графики для функций $R_N(t, t_0 = 0, \dots)$ из работы [47] являются сечениями полученных ниже трехмерных графиков рис. 1–рис. 3 для функций $A_N(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$ плоскостью $t_1 = t_2 = t$.

Если хотя бы для одного из значений N найдутся такие моменты времени t_1 и t_2 , что $A_N(t_2, t_1, t_0, \dots) < 1$, то это означает нарушения неравенства (26) и, как следствие, неприменимость классической парадигмы для описания явлений квантового мира.

Логично допустить, что неравенства (27) гарантировано будут нарушаться при таких же значениях N , при которых нарушались неравенства для функций $R_N(t, t_0 = 0, \dots)$ в работе [47]. Поэтому для K^0 - и D^0 -мезонов будем искать нарушения неравенства (26) для функций $A_{5,6}(\dots)$. В случае B_s^0 -мезонов будем изучать поведение функций $A_{7,8}(\dots)$. Предположим, что $\frac{q}{p} = e^{i\zeta}$. Тогда $A_5(\dots) \equiv A_6(\dots)$ и $A_7(\dots) \equiv A_8(\dots)$. Фазы ζ выбираются как в работе [47]: $\zeta_K = -0.18^\circ$, $\zeta_D = -10^\circ$ и $\zeta_{B_s} = 185^\circ$.

На рис. 1 показана зависимость функции $A_6(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$ от переменных ct_1 и ct_2 в миллиметрах, где c — скорость света. Это связано с тем, что в ускорительных экспериментах время жизни нестабильной частицы измеряют по длине ее пробега в детекторе. Для удобства понимания, при каких временах неравенство (27) нарушается, на рисунке проведена плоскость $A_6(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots) = 1$. Тогда область нарушения неравенств (27) — это та

область, в которой график функции $A_6(t_2, t_1, t_0, \dots)$ лежит ниже данной плоскости.

Из рис. 1 можно видеть, что при $t_2 = t_1 = t_0 = 0$ график функции $A_6(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$ лежит лишь немного ниже плоскости $A_6 = 1$. Это показывает, что при $t_2 = t_1 = t_0 = 0$ неравенства (27) нарушаются очень мало даже в чистом состоянии $|\Psi^-\rangle$. Подобное нарушение практически невозможно экспериментально измерить. При этом не зависящие от времени неравенства Вигнера (17) могут относительно сильно нарушаться. Но это нарушение находится в рамках ошибки измерения функции $A_6(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$ и исчезает при учете вклада фоновых процессов [34, 36, 49]. Если же положить $ct_1 > 0$, то неравенство (27) начнет нарушаться гораздо сильнее, что согласуется с результатами работы [47]. Если же рассмотреть сечение графика функции $A_6(\dots)$ плоскостью $t_2 = t_1 = t$, то воспроизводится график рис. 1 из работы [47].

Для функции $A_6(t_1, t_2)$ область нарушения неравенства (27) не симметрична относительно переменных ct_1 и ct_2 . Т.е. моменты времени t_1 и t_2 неэквивалентны, и важно соблюдать временную иерархию $t_0 < t_1 < t_2$. Действительно, для перехода от неравенства Вигнера для трех моментов времени (26) к предельному случаю с двумя моментами времени из статьи [48] нельзя написать, что $t_1 = t_0$ и $t_2 = t$, поскольку в этом случае вероятность, стоящая слева в неравенстве (26), окажется равной $w(a_+^{(2)}(t), b_+^{(1)}(t_0))$. Эта вероятность, очевидно, не совпадает с вероятностью $w(a_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t)$ из работ [47, 48]. Правильный предельный переход от неравенства для трех моментов времени к неравенству для двух моментов времени реализуется лишь на плоскости $t_1 = t_2 = t$.

Анализ нарушения неравенств (27) для D^0 - и B_s -мезонов принципиально не отличается от анализа нарушения (27) для K^0 -мезонов. Поведение функций $A_6(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$ для D^0 -мезонов и $A_8(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$ для B_s -мезонов в этом случае

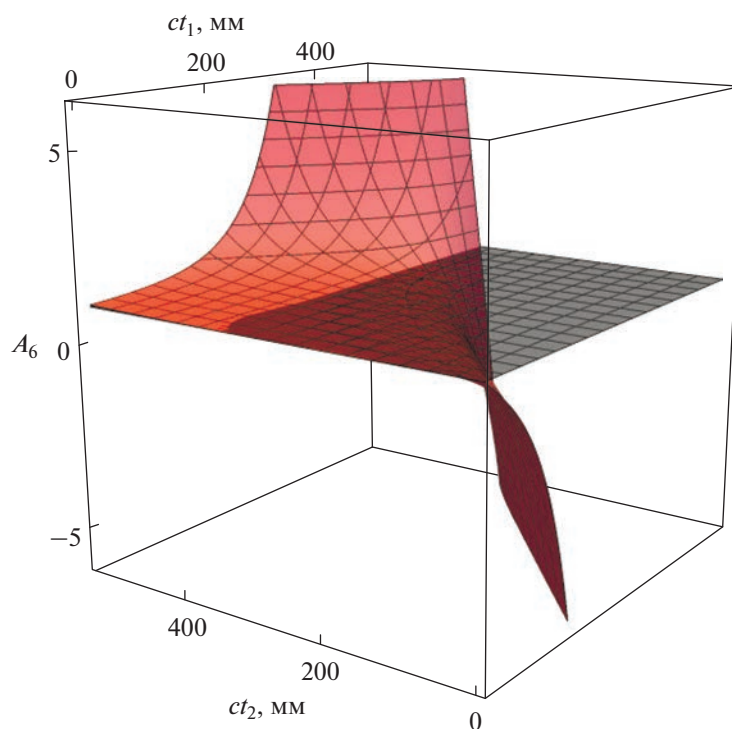


Рис. 1. График функции $A_6(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$ для K^0 -мезонов. В момент времени $t_0 = 0$ пара $K^0 \bar{K}^0$ находится в чистом флейворном состоянии (16). Значение переменных ct_1 и ct_2 измеряется в миллиметрах, где c – скорость света, отношение $q/p = e^{i\zeta_K}$. Из рисунка видно, что неравенства (27) могут сильно нарушаться.

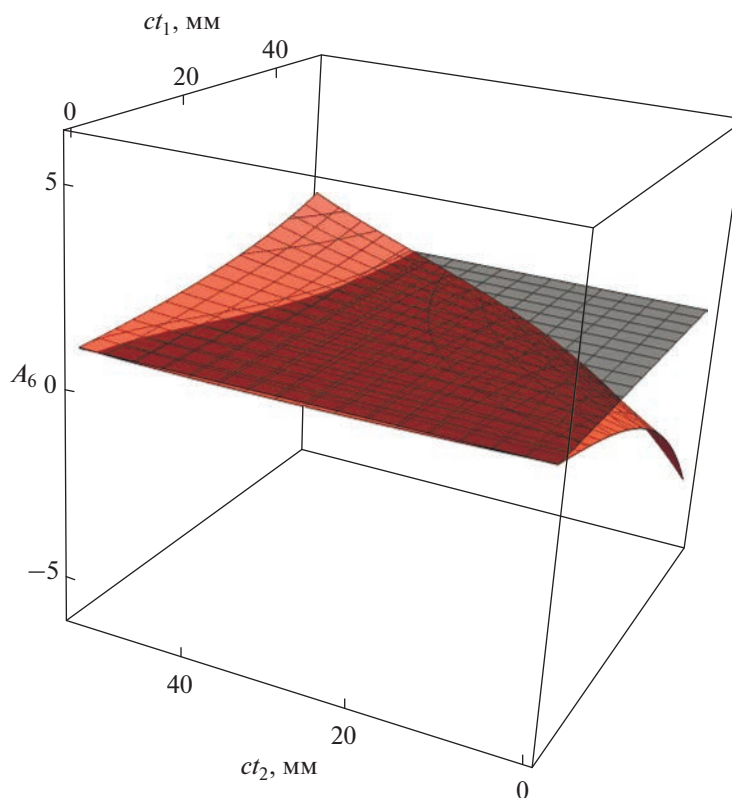


Рис. 2. График функции $A_6(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$ для D^0 -мезонов. В момент времени $t_0 = 0$ пара $D^0 \bar{D}^0$ находится в чистом флейворном состоянии (16). Значение переменных ct_1 и ct_2 измеряется в миллиметрах, где c – скорость света, отношение $q/p = e^{i\zeta_D}$. Из рисунка видно, что неравенства (27) могут сильно нарушаться.

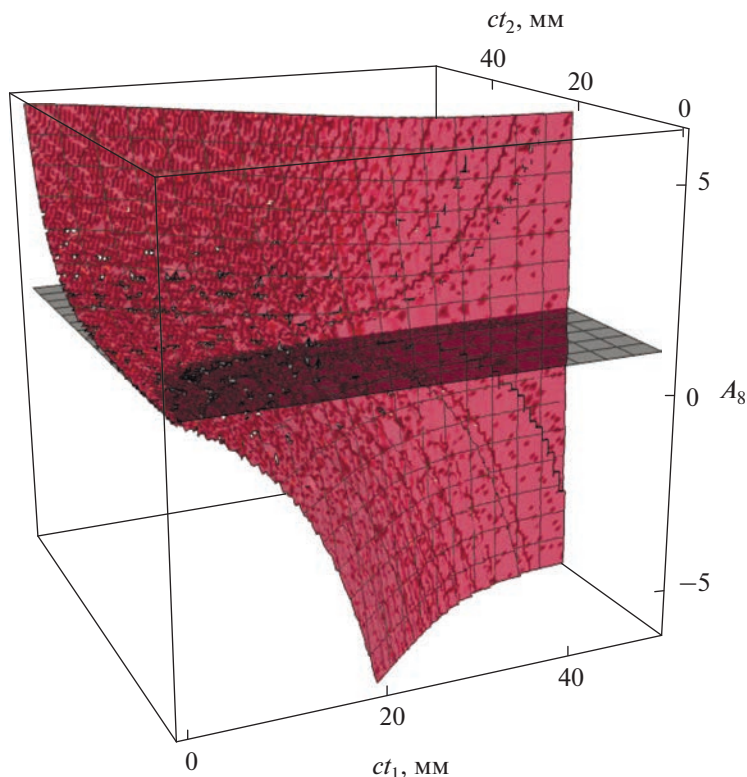


Рис. 3. График функции $A_8(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$ для B_s -мезонов. В момент времени $t_0 = 0$ пара $B_s \bar{B}_s$ находится в чистом флейворном состоянии (16). Значение переменных ct_1 и ct_2 измеряется в миллиметрах, где c — скорость света, отношение $q/p = e^{i\zeta_{B_s}}$. Из рисунка видно, что неравенства (27) могут сильно нарушаться.

представлено на рис. 2 и рис. 3. Сечение данных графиков плоскостью $t_1 = t_2 = t$ воспроизводит зависимости на рис. 4 и рис. 7 соответственно из работы [47].

Таким образом, мы показали, что если в начальный момент времени $t_0 = 0$ пара нейтральных псевдоскалярных мезонов рождается в чистом флейворном состоянии (16), то существует большая область (ct_1, ct_2) значения переменных, в которой нарушаются неравенства Вигнера (26) для трех моментов времени. И нарушение это достаточно большое, чтобы его можно было надеяться измерить экспериментально.

6. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ НАРУШЕНИЯ ЗАВИСЯЩИХ ОТ ВРЕМЕНИ НЕРАВЕНСТВ ВИГНЕРА ДЛЯ ТРЕХ МОМЕНТОВ ВРЕМЕНИ НА СОСТОЯНИЯХ ВЕРНЕРА В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

Даже на B -фабриках в электрон-позитронных столкновениях $B_s \bar{B}_s$ -пары рождаются в смеси чистого флейворного состояния (16), которое возникает из распада $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s \bar{B}_s$, и фоновых состояний, которые могут появиться, например, в цепочке распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow (B_s^* \rightarrow B_s \gamma) \bar{B}_s$. На адронных машинах, к которым относится Большой адронный коллайдер,

доля фоновых процессов много больше, чем на B -фабриках. Сказанное в равной степени относится и к реакциям рождения пар K^0 - и D^0 -мезонов на ф-фабриках и (супер) C -Тау фабриках соответственно. Простейшим описанием инклюзивного вклада фоновых процессов может служить единичная матрица. Тогда состоянию, соответствующему рождению пар нейтральных псевдоскалярных мезонов в ускорительных экспериментах, удобно сопоставить матрицу плотности состояния Вернера [50]:

$$\hat{\rho}^{(W)}(x) = x |\Psi^- \rangle \langle \Psi^-| + \frac{1}{4}(1-x) \hat{1}_4, \quad (28)$$

где $\hat{1}_4$ — единичная матрица 4×4 . Параметр чистоты $0 \leq x \leq 1$ отражает вклад фоновых процессов в конечное состояние $M^0 \bar{M}^0$ -пары. При $x = 1$ конечное состояние является чистым, и матрица плотности $\hat{\rho}^{(W)}$ совпадает с проектором на вектор состояния (16). Если $x < 1$, то появляется примесь фоновых процессов, которые препятствуют нарушению неравенства (26). С уменьшением параметра x увеличивается доля фоновых процессов, и неравенство (26) нарушается все меньше и меньше, пока начиная с некоторого значения параметра чистоты не прекратит нарушаться вовсе.

Отсюда возникает важная задача: исследовать нарушения неравенств (26) не только в зависимости от

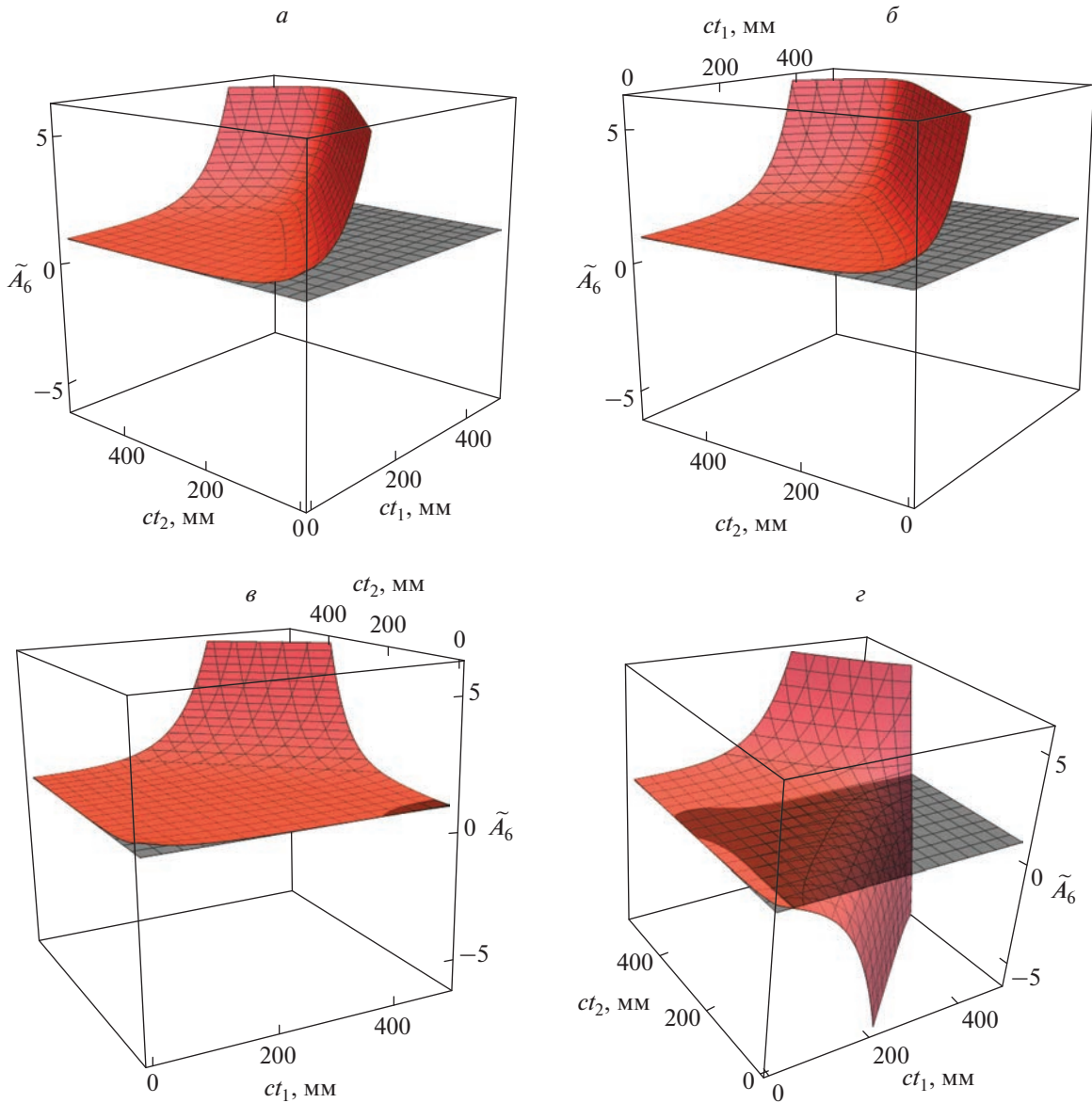


Рис. 4. Графики функций $\tilde{A}_6(t_2, t_1, t_0 = 0, x, \dots)$ для K^0 -мезонов. В момент времени $t_0 = 0$ пара $K^0 \bar{K}^0$ находится в смешанном флейворном состоянии, описываемом матрицей плотности (28). Значение переменных ct_1 и ct_2 измеряется в миллиметрах, где c – скорость света, отношение $q/p = e^{i\zeta_K}$. Приведены графики для следующих значений параметров чистоты: $a - x = 0.0$; $б - x = 0.3$; $в - x = 0.5$ и $г - x = 0.7$. График для $x = 1.0$ совпадает с графиком на рис. 1.

значения переменных ct_1 и ct_2 , но и от величины параметра чистоты x . Используя значения вероятностей из работ [30, 45, 47], в рамках квантовой парадигмы неравенство (26) можно свести к серии достаточно громоздких алгебраических неравенств вида

$$\tilde{A}_N(t_2, t_1, t_0 = 0, x, \dots) \geq 1. \quad (29)$$

Номера N функций $\tilde{A}_N(\dots)$ полностью коррелируют с соответствующими номерами функций $A_N(\dots)$. Поведение последних было изучено в разд. 5. Заметим, что в силу (5) справедливо равенство

$$\begin{aligned} \tilde{A}_N(t_2, t_1, t_0 = 0, x = 1, \dots) &= \\ &= A_N(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots). \end{aligned} \quad (30)$$

Т.е. функции $A_N(\dots)$ являются частным случаем функций $\tilde{A}_N(\dots)$.

Если для какого-то номера N найдутся такие значения t_2, t_1 и x , что $\tilde{A}_N(\dots) < 1$, то это будет означать нарушение неравенств (29) для систем с фоном и, следовательно, нарушение неравенств (26), т.е. несправедливость применения классичности в области квантовых явлений. Как следствие, невозможность сведения квантовой парадигмы к классической. Нарушение неравенств (29) естественно искать для тех же номеров N , для которых нарушаются неравенства (27).

Из вида состояния Вернера (28) следует линейная зависимость функций $\tilde{A}_N(\dots)$ от параметра чистоты x . Подобная простая зависимость позволя-

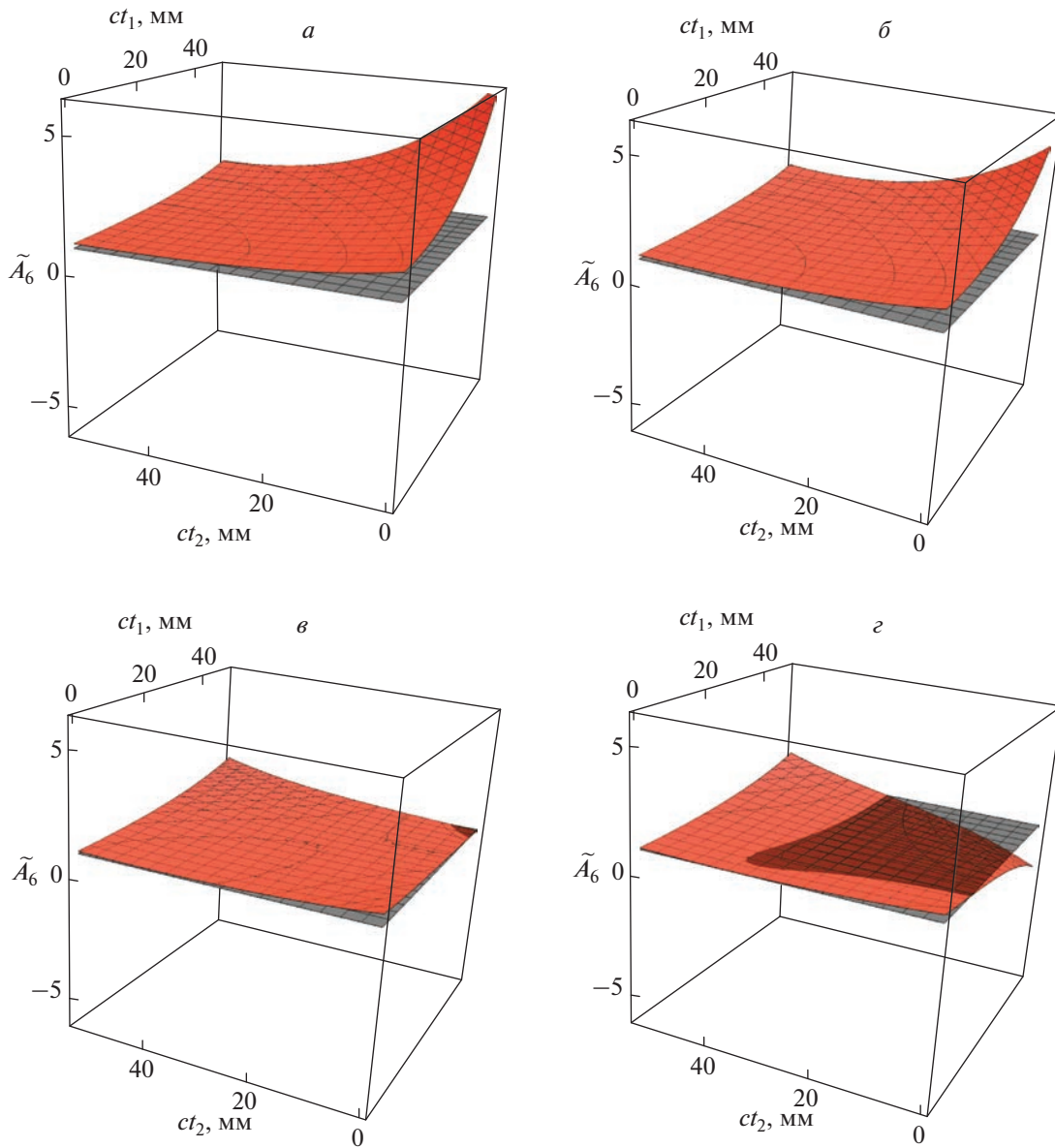


Рис. 5. Графики функций $\tilde{A}_6(t_2, t_1, t_0 = 0, x, \dots)$ для $D^0\bar{D}^0$ -мезонов. В момент времени $t_0 = 0$ пара $D^0\bar{D}^0$ находится в смешанном флейворном состоянии, описываемом матрицей плотности (28). Значение переменных ct_1 и ct_2 измеряется в миллиметрах, где c – скорость света, отношение $q/p = e^{i\varphi_D}$. Приведены графики для следующих значений параметров чистоты: $a - x = 0.0$; $б - x = 0.3$; $в - x = 0.5$ и $г - x = 0.7$. График для $x = 1.0$ совпадает с графиком на рис. 2.

ет исследовать поведение функций $\tilde{A}_N(\dots)$ только при некоторых характерных значениях параметра x . В качестве таких характерных значений выбраны $x = \{0.0, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0\}$. Последнее значение соответствует чистому состоянию (16). Соответствующие графики ранее были показаны на рис. 1, 2 и 3.

Следующий интересный предельный случай соответствует $x \rightarrow 0$, когда $M\bar{M}$ -пара рождается практически только за счет фоновых процессов, и запутанность по аромату при $t_0 = 0$ отсутствует. Данный случай представлен на рис. 4а, 5а и 6а. На всех трех рисунках соответствующие функции $\tilde{A}_N(t_2, t_1, t_0 = 0, x = 0, \dots)$ лежат выше плоскости

$\tilde{A}_N(t_2, t_1, t_0 = 0, x = 0, \dots) = 1$. Т.е. при $x = 0$ в сепарабельном состоянии $\hat{\rho}^{(W)}(0) = \hat{1}_4/4$ неравенства (29) всегда выполняются. Подобный результат отвечает наивному ожиданию, что для нарушения неравенств Вигнера требуется появление ненулевой примеси запутанного состояния (16) при $t_0 = 0$. Заметим, что подобный результат давно известен применительно к BCHSH-неравенствам [51, 52], но никогда не обсуждался применительно к неравенствам Вигнера.

При возрастании значения параметра чистоты x прослеживается тенденция все большего приближения функций $\tilde{A}_N(t_2, t_1, t_0 = 0, x, \dots)$ к плоскости $\tilde{A}_N(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots) = 1$, как это показано на рис. 4б,

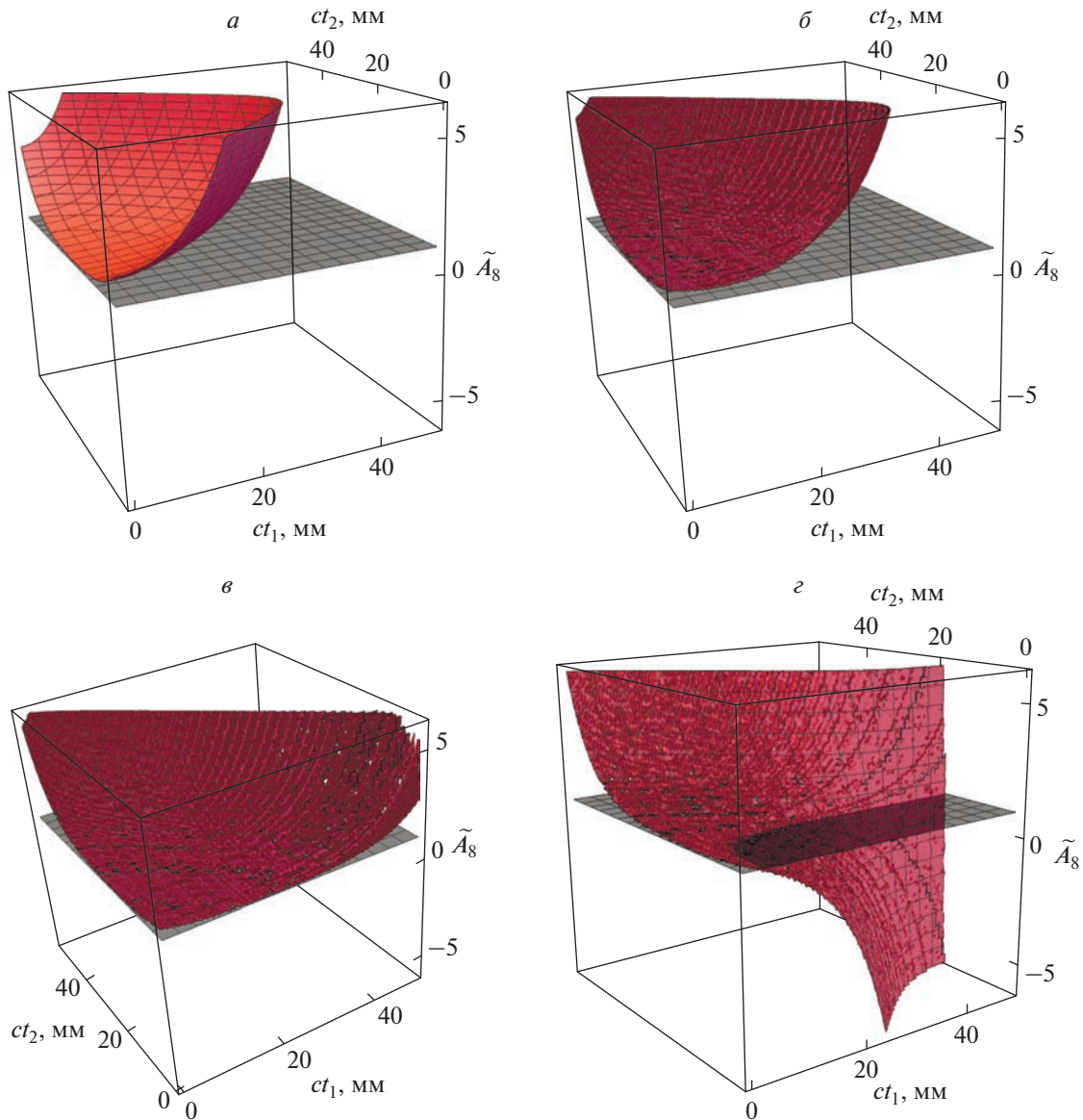


Рис. 6. Графики функций $\tilde{A}_8(t_2, t_1, t_0 = 0, x, \dots)$ для B_s -мезонов. В момент времени $t_0 = 0$ пара $B_s \bar{B}_s$ находится в смешанном флейворном состоянии, описываемом матрицей плотности (28). Значение переменных ct_1 и ct_2 измеряется в миллиметрах, где c – скорость света, отношение $q/p = e^{i\zeta_{B_s}}$. Приведены графики для следующих значений параметров чистоты: $a - x = 0.0$; $б - x = 0.3$; $в - x = 0.5$ и $г - x = 0.7$. График для $x = 1.0$ совпадает с графиком на рис. 3.

5б и 6б и на рис. 4в, 5в и 6в. Неравенства (29) для K^0 -, D^0 - и B_s -мезонов впервые начинают нарушаться, когда параметр чистоты x при выбранных нами значениях фазы ζ_M достигает величины, несколько превосходящей 0.5. Картина принципиально не меняется, если учесть экспериментально разрешенные интервалы изменения фаз ζ_M . На рис. 4г, 5г и 6г продемонстрировано уверенное нарушение неравенств (29) для параметра чистоты $x = 0.7$.

Вклад фоновых процессов с $x \geq 0.5$ характерен для мезонных фабрик. Это значение можно повысить, если применить критерии отбора для выделения сигнальных событий. На адронных машинах первонач-

ально $x \rightarrow 0$, но при помощи критериев отбора можно сформировать набор событий, в котором параметр чистоты имеет гораздо большие значения. Однако такой набор всегда будет открыт для "лазейки измерения" (иначе, "detection loophole") [53] и "лазейки контекстуальности" [54, 55]. На каждой экспериментальной установке отдельного изучения требует "лазейка локальности" [56].

В заключение заметим, что описание вклада фоновых процессов с помощью состояния Вернера является простейшей, но далеко не единственной возможностью. Более того, на любой экспериментальной установке можно найти матрицу плотности рождения

$M\bar{M}$ -пар и с ее помощью изучить возможность нарушения неравенств Вигнера для трех моментов времени (26).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Показано, что для корректного получения не зависящего от времени неравенства Вигнера (17) необходимо дополнить концепцию локального реализма принципом классического измерения.
- Строго сформулирована концепция классичности, которая включает в себя принципы истинности, наблюдаемости, согласованности, классичности измерения и независимости. Объяснена необходимость введения каждого принципа.
- На основе классичности последовательно получены неравенства Вигнера для трех моментов времени (26).
- Исследована возможность нарушения неравенств (26) в системах нейтральных псевдоскалярных K^0 -, D^0 - и B_s -мезонов в случае, если $M\bar{M}$ -пара в начальный момент времени рождается как в чистом флейворном состоянии (16), так и в смешанном состоянии Вернера (28).
- Продемонстрировано, что при описании вклада фоновых процессов в рамках приближения Вернера неравенства (26) могут нарушаться даже при 50%-ной примеси фона.

БЛАГОДАРНОСТИ

Предыдущие работы [30, 38, 45, 47, 48] данной серии были задуманы и написаны в соавторстве с нашим другом и коллегой К.С. Томсом. Это первая работа, которая написана без его участия. Мы хотели бы посвятить настоящую статью светлой памяти Константина Сергеевича.

Один из соавторов (Н. В. Н.) благодарит за финансовую поддержку Российский научный фонд, грант N 22-22-00297 "Редкие четырехлептонные распады тяжелых мезонов в Стандартной модели и ее расширениях".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Bohm, Phys. Rev. **85**, 166 (1952).
2. D. Bohm, Phys. Rev. **85**, 180 (1952).
3. D. Frauchiger and R. Renner, Nature Commun. **9**, 3711 (2018).
4. A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
5. J. S. Bell, Physics **1**, 195 (1964); Rev. Mod. Phys. **38**, 447 (1966).
6. J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, Phys. Rev. Lett. **23**, 880 (1969).
7. W. M. de Muynck, Phys. Lett. A **114**, 65 (1986).
8. E. Wigner, Am. J. Phys. **38**, 1005 (1970).
9. P. H. Eberhard, Nuovo Cimento B **46**, 392 (1978).
10. N. Herbert, Found. Phys. **12**, 1171 (1982).
11. W. K. Wootters and W. H. Zurek, Nature **299**, 802 (1982).
12. D. Dieks, Phys. Lett. A **92**, 271 (1982).
13. N. Nikitin and K. Toms, Moscow Univ. Phys. **75**, 541 (2020).
14. Д. И. Bloхинцев, *Принципиальные вопросы квантовой механики* (Наука, Москва, 1966).
15. И. Р. Пригожин, *Конец определенности* (РХД, Ижевск 2001).
16. B. S. Cirel'son, Lett. Math. Phys. **4**, 93 (1980).
17. S. Popescu and D. Rohrlich, Found. Phys. **24**, 379 (1994).
18. M. D. Reid, P. D. Drummond, W. P. Bowen, E. G. Cavalcanti, P. K. Lam, H. A. Bachor, U. L. Andersen, and G. Leuchs, Rev. Mod. Phys. **81**, 1727 (2009).
19. N. Brunner, D. Cavalcanti, S. Pironio, V. Scarani, and S. Wehner, Rev. Mod. Phys. **86**, 419 (2014); Rev. Mod. Phys. **86**, 839 (Erratum) (2014).
20. J.-M. A. Allen, J. Barrett, D. C. Horsman, C. M. Lee, and R. W. Spekkens, Phys. Rev. X **7**, 031021 (2017).
21. D. Rosset, J. -D. Bancal, and N. Gisin, J. Phys. A: Math. Theor. **47**, 424022 (2014).
22. *Quantum [Un]Speakables: From Bell to Quantum Information*, Ed. by R. A. Bertlmann and A. Zeilinger (Springer, 2002).
23. *Quantum [Un]Speakables II: Half a Century of Bell's Theorem*, Ed. by R. A. Bertlmann and A. Zeilinger (Springer, 2016).
24. N. D. Mermin, Am. J. Phys. **58**, 731 (1990).
25. A. J. Leggett and A. Garg, Phys. Rev. Lett. **54**, 857 (1985).
26. A. J. Leggett, J. Phys. Condens. Matter **14**, R415 (2002).
27. A. J. Leggett, Rep. Prog. Phys. **71**, 022001 (2008).
28. J. Kofler and C. Brukner, Phys. Rev. Lett. **101**, 090403 (2008).
29. N. Harrigan and R. W. Spekkens, Found. Phys. **40**, 125 (2010).
30. N. Nikitin and K. Toms, Phys. Rev. A **100**, 062314 (2019).
31. D. Saha, S. Mal, P. K. Panigrahi, and D. Home, Phys. Rev. A **91**, 032117 (2015).
32. J. A. Formaggio, D. I. Kaiser, M. M. Murskyj, and T. E. Weiss, Phys. Rev. Lett. **117**, 050402 (2016).
33. P. Privitera and F. Selleri, Phys. Lett. B **296**, 261 (1992).
34. F. Uchiyama, Phys. Lett. A **231**, 295 (1997).
35. A. Bramon and M. Nowakowski, Phys. Rev. Lett. **83**, 1 (1999).
36. R. A. Bertlmann and B. C. Hiesmayr, Phys. Rev. A **63**, 062112 (2001).

37. S. P. Baranov, J. Phys. G Nucl. Part. Phys. **35**, 075002 (2008).
38. N. Nikitin and K. Toms, Phys. Rev. A **82**, 032109 (2010).
39. M. Fabbrichesi, R. Floreanini, and G. Panizzo, Phys. Rev. Lett. **127**, 161801 (2021).
40. A. J. Barr, Phys. Lett. B **825**, 136866 (2022).
41. C. Severi, C. Degli, E. Boschi, F. Maltoni, and M. Sioli, Eur. Phys. J. C **82**, p.285 (2022).
42. J. A. Aguilar-Saavedra and J. A. Casas, Eur. Phys. J. C **82**, p.666 (2022).
43. J. A. Aguilar-Saavedra, A. Bernal, J. A. Casas, and J. M. Moreno, "Testing entanglement and Bell inequalities in $H \rightarrow ZZ$ ", Phys. Rev. D **107**, 016012 (2023).
44. M. M. Altakach, P. Lamba, F. Maltoni, K. Mawatari, and K. Sakurai, Phys. Rev. D **107**, 093002 (2023).
45. N. Nikitin and K. Toms, Phys. Rev. A **95**, 052103 (2017).
46. M. F. Pusey, J. Barrett, and T. Rudolph, Nat. Phys. **8**, 475 (2012).
47. N. Nikitin, V. Sotnikov, and K. Toms, Phys. Rev. D **92**, 016008 (2015).
48. N. Nikitin, V. Sotnikov, and K. Toms, Phys. Rev. A **90**, 042124 (2014).
49. A. Efimova, J. Phys.: Conf. Ser. **1439**, 012008 (2020).
50. R. F. Werner, Phys. Rev. A **40**, 4277 (1989).
51. N. Gisin, Phys. Lett. A **154**, 201 (1991).
52. S. Popescu and D. Rohrlich, Phys. Lett. A **166**, 293 (1992).
53. P. H. Eberhard, Phys. Rev. A **47**, R747(R) (1993).
54. W. De Baere, Lett. Nuovo Cimento **39**, 234 (1984).
55. W. De Baere, Lett. Nuovo Cimento **40**, 488 (1984).
56. S. Storz, J. Schar, A. Kulikov, P. Magnard, and P. Kurpiers, Nature **617**, 265 (2023).

THE TEST OF THE CLASSICALITY CONCEPT IN THE ENTANGLED STATES OF NEUTRAL PSEUDOSCALAR MESONS USING THREE TIME WIGNER INEQUALITIES

A. Yu. Efimova¹⁾, N. V. Nikitin^{2),3),4),5)}

¹⁾ *ETH Physics department, Zurich, Switzerland*

²⁾ *Lomonosov Moscow State University, Physics Faculty, Moscow, Russia*

³⁾ *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia*

⁴⁾ *NRC "Kurchatov Institute" — ITEP, Moscow, Russia*

⁵⁾ *The Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia*

In this work we have formulated the Classicality concept. Using this concept the Wigner inequalities which are dependent on three moments of time are obtained. The possibility of experimental tests of violations of these inequalities on the pure and mixed flavor states of K^0 -, D^0 - and B_s -meson pairs is investigated. In the framework of the Werner background model, it is shown that the violation of Wigner time-dependent inequalities can be observed even with 50% fraction of background processes.

ОПИСАНИЕ ЧЕТЫРЕХЧАСТИЧНЫХ РАСПАДОВ $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ В СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

© 2024 г. А. В. Данилина^{1),2),*}, Н. В. Никитин^{1),2),3),4),**}

Поступила в редакцию 02.10.2023 г.; после доработки 02.10.2023 г.; принята к публикации 25.10.2023 г.

В рамках Стандартной модели вычислены парциальные ширины, двойные и однократные дифференциальные распределения для четырехлептонных распадов $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$, где $q = \{d, s\}$. Учтены вклады излучения виртуального фотона легким q - и тяжелым b -кварками, тормозное излучение виртуального фотона заряженными лептонами в конечном состоянии, вклад "слабой аннигиляции" и вклад широких векторных $c\bar{c}$ -резонансов. Вклад узких J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов исключен. Излучение виртуального фотона легким кварком $\bar{B}_q$ -мезона описано при помощи модели доминантности векторных мезонов, в рамках которой принимались во внимание только вклады легчайших векторных мезонов, включающих в свой состав $q\bar{q}$ -пары. Для $\bar{B}_s$ -мезона это $\phi(1020)$ -резонанс. Для $\bar{B}_d$ -мезона учитывались вклады $\rho^0(770)$ - и $\omega(782)$ -резонансов. В настоящей работе рассмотрены две возможности. Первая, когда вклады узких $\phi(1020)$ - и $\omega(782)$ -мезонов исключены из парциальных ширин соответствующих распадов. Вторая, когда вклады узких резонансов учтены в парциальных ширинах. Отдельно изучен вопрос о влиянии вычитательной процедуры на величину парциальных ширин распадов $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$.

DOI: 10.31857/S0044002724030133, EDN: IVZANQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование четырехлептонных распадов нейтральных $\bar{B}_{d,s}$ -мезонов позволяет проверить предсказания Стандартной модели (СМ) в высших порядках теории возмущений для процессов с экстремально малыми парциальными ширинами $< 10^{-9}$ и на фоне подавленной "стандартной физики" попытаться найти проявления физики за пределами СМ. Рассматриваемые в настоящей статье распады связаны с переходами b -кварка в d - или s -кварки. Такие переходы обусловлены так называемыми нейтральными токами, нарушающими аромат (FCNC), которые в рамках Стандартной модели запрещены на древесном уровне и возникают в высших порядках теории возмущений за счет петлевых диаграмм типа "пингвин" и "квадратик". В работе мы сконцентрируемся на предсказаниях для распадов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$, когда в конечном состоянии имеются две пары заряженных лептонов разного аромата. Для распадов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ будут приведены правдоподобные оценки. Заметим, что распады с тождественными лептонами в конечном состоянии менее информативны, чем распады с лептонами разного аромата. Например, в распадах $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ имеет смысл говорить о зарядовой лептонной асимметрии, "нулевая точка" которой, как хорошо известно, чрезвычайно чувстви-

тельна к расширениям СМ и слабо чувствительна к различным непертурбативным описаниям вклада от сильных взаимодействий [1, 2]. Измерение зарядовой лептонной асимметрии в распадах $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ не имеет смысла, поскольку принципиально невозможно различить тождественные мюоны, входящие в разные лептонные пары.

С экспериментальной точки зрения, наоборот, существенно проще выделить и реконструировать треки мюонов, чем электронов. Четыре мюонных трека, выходящие из одной вершины и попадающие в инвариантную массу $\bar{B}_q$ -мезона, эффективно исключают практически любые возможные фоновые события. Поэтому последние десять лет коллаборация LHCb публикует верхние пределы исключительно для процессов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ [3–5]. В настоящее время экспериментально установлены следующие верхние границы:

$$\begin{aligned} \text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) &< 8.6 \times 10^{-10} \quad \text{на } 95\% \text{CL}; \\ \text{Br}(\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) &< 1.8 \times 10^{-10} \quad \text{на } 95\% \text{CL}. \end{aligned}$$

На текущий момент для парциальных ширин и других характеристик распадов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ и $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ существуют три теоретических предсказания [6–8] и одна правдоподобная теоретическая оценка [9].

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾ Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" — Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия.

³⁾ Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁴⁾ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

* E-mail: anna.danilina@cern.ch

** E-mail: Nikolai.Nikitine@cern.ch

В работе [6] даны первые теоретические предсказания для парциальных ширин распадов $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ и $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$. Предсказания были получены в предположении, что распады $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-(\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$ сводятся к простому процессу $\bar{B}_s \rightarrow (\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)(\gamma^* \rightarrow e^+e^-(\mu^+\mu^-))$, который можно домножить на фактор, отвечающий вкладу слабых и сильных взаимодействий. При этом адронные формфакторы были получены в рамках эффективной теории тяжелых кварков (HQET), которая, как известно, плохо применима для описания переходов $b \rightarrow s$ и совершенно неприменима при описании переходов $b \rightarrow d$. В результате всех вычислений в работе [6] были даны следующие теоретические предсказания:

$$\text{Br}_{\text{DS}}(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-) = (0.91 \times 10^{-4}) \times \text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \gamma\gamma) \approx 1.1 \times 10^{-10} \quad (1)$$

и

$$\text{Br}_{\text{DS}}(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-) = (0.28 \times 10^{-4}) \times \text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \gamma\gamma) \approx 0.3 \times 10^{-10}, \quad (2)$$

если $\text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \gamma\gamma) = 1.23 \times 10^{-6}$ [10]. Поскольку $\alpha_{\text{em}}^2 \approx 0.5 \times 10^{-4}$, то предсказания (1) и (2) по порядку величины неплохо согласуются с наивной оценкой

$$\text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-) \sim \kappa \alpha_{\text{em}}^2 \text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \gamma\gamma), \quad (3)$$

где в пределе нулевых масс электрона и мюона $\kappa = 2$ для конечного состояния $\mu^+\mu^-e^+e^-$ и $\kappa = 1/2$ для конечной конфигурации $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$. Значения κ можно получить из симметричных соображений. Авторы [6] предлагают иное соотношение:

$$\frac{1}{3} \text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-) = \text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-),$$

которое, по их мнению, вытекает из (1) и (2) и корректно учитывает различие масс электронов и мюонов.

Предсказания работы [6] не учитывают вклады от широких $c\bar{c}$ векторных резонансов, "хвосты" от узких J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов, "слабую аннигиляцию", резонансный вклад промежуточного $\phi(1020)$ -мезона и ряд других процессов, которые были последовательно учтены в конференционном сообщении [7]. Наконец, в краткой заметке [8] философия работы [7] была распространена на четырехлептонные распады $\bar{B}_d$ -мезонов. В настоящей статье мы всесторонне обсудим идеи и предположения, которые привели к результатам [7, 8], но из-за недостатка места не были включены в эти два конференционных сообщения. Кроме того, представим новые результаты и рассмотрим возможность модификации формул работ [7, 8] при помощи вычитательной процедуры, на желательность применения которой впервые было указано в работе [11].

В статье [9] в пределе нулевых лептонных масс предложена оценка для парциальной ширины распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ исходя из величины парциальной ширины распада $B^- \rightarrow e^+e^-\bar{\nu}_\mu\mu^-$, которая была точно вычислена в этой же работе [9]. Для получения оценки использовалось предположение, что непертурбативные вклады от сильных взаимодействий для распадов $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ и $B^- \rightarrow e^+e^-\bar{\nu}_\mu\mu^-$ совпадают по порядку величины, а основное различие между распадами возникает за счет слабых и электромагнитных взаимодействий. На основании этого предположения с учетом более корректного численного результата для $\text{Br}(B^- \rightarrow e^+e^-\bar{\nu}_\mu\mu^-)$ из работы [12] можно получить следующую оценку парциальной ширины распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ с учетом резонансного вклада от $\rho^0(770)$ - и $\omega(782)$ -мезонов:

$$\begin{aligned} \text{Br}_{\text{DNT}}(\bar{B}_d \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-) &\sim \frac{\tau_{B_d}}{2\tau_{B^-}} \left| \frac{\alpha_{\text{em}} C_{10A}}{2\pi} \right|^2 \times \\ &\times \frac{|V_{tb}V_{td}^*|^2}{|V_{ub}|^2} \left(\frac{M_{B_d}}{M_{B^-}} \right)^5 \text{Br}(B^- \rightarrow e^+e^-\bar{\nu}_\mu\mu^-) \approx \\ &\approx 0.4 \times 10^{-11}, \quad (4) \end{aligned}$$

где $|C_{10A}| = 4.41$ — абсолютное значение коэффициента Вильсона из эффективного гамильтониана переходов $b \rightarrow (d, s)\ell^+\ell^-$ [13, 14], который задается формулой (8). Заметим, что для получения парциальной ширины распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ проведение аналогичной оценки не вполне корректно, поскольку вклад $\phi(1020)$ -резонанса существенно отличается от вкладов $\rho^0(770)$ - и $\omega(782)$ -резонансов. На этом предсказания и оценки для парциальных ширин распадов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$, которые предшествуют настоящей статье, исчерпываются.

Корректность оценки (4) можно независимо проверить при помощи другого подхода. Для этого будем рассматривать распад $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ как совокупность двух каскадных распадов $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma^* \rightarrow e^+e^-)$ и $\bar{B}_d \rightarrow (\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)e^+e^-$. Тогда

$$\begin{aligned} \text{Br}_{\text{MN}}(\bar{B}_d \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-) &\sim \alpha_{\text{em}} \left(\text{Br}(\bar{B}_d \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) + \right. \\ &\left. + \text{Br}(\bar{B}_d \rightarrow e^+e^-\gamma) \right) \approx 0.4 \times 10^{-11}, \quad (5) \end{aligned}$$

где численные значения $\text{Br}(\bar{B}_d \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma)$ взяты из работ [15] и [16]. В этих работах при вычислении парциальных ширин распадов $\bar{B}_d \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ учтен вклад $\rho^0(770)$ - и $\omega(782)$ -резонансов, но исключен вклад J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов, как этого требует экспериментальная процедура [3–5]. Вклад от хвостов J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, широких $c\bar{c}$ -состояний и "слабой аннигиляции" учтен полностью. Мы видим, что оценки (4) и (5) совпадают друг с другом и задают порядок величины для парциальной ширины распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$.

Теперь можем вернуться к оценке парциальной ширины распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Этот распад включает в себя нерезонансную часть, для которой приемлемой может считаться оценка (3), и резонансный вклад. Если исключить область J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, как это сделано в работах [3–5], то основной резонансный вклад будет происходить от распада $\bar{B}_s \rightarrow (\varphi(1020) \rightarrow \ell^+ \ell^-) \ell'^+ \ell'^-$. Тогда

$$\begin{aligned} \text{Br}_\varphi(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) &\sim \text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \varphi \mu^+ \mu^-) \times \\ &\times (\text{Br}(\varphi \rightarrow e^+ e^-) + \text{Br}(\varphi \rightarrow \mu^+ \mu^-)) \approx \\ &\approx (4.5-5.3) \times 10^{-10}. \end{aligned} \quad (6)$$

Численные значения парциальных ширин, входящих в формулу (6), взяты из [17]. Практика показывает, что грубую оценку (6) можно рассматривать как нижнюю границу резонансного вклада. Для грубой оценки нижней границы парциальной ширины с учетом нерезонансного вклада и экспериментальных ограничений [3–5] на резонансный вклад используем выражение, аналогичное (5). Тогда

$$\begin{aligned} \text{Br}_{\text{MN}}(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) &\sim \alpha_{\text{em}} (\text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) + \\ &+ \text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow e^+ e^- \gamma)) \approx 3.2 \times 10^{-10}. \end{aligned} \quad (7)$$

Сравнение (6) и (7) указывает на то, что подавляющий вклад в парциальную ширину распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ дает процесс с участием промежуточного $\varphi(1020)$ -резонанса. Отсюда следует, что представляет интерес отдельное рассмотрение предсказания для парциальной ширины с участием и без участия $\varphi(1020)$ -мезона. Тем более, что предсказания [5] приводятся без учета вклада $\varphi(1020)$ -резонанса. Для распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ по аналогии следует провести вычисления с учетом и без учета вклада узкого $\omega(782)$ -резонанса, что также согласуется с экспериментальным анализом [5].

Работа устроена следующим образом. Во Введении дается общий исторический обзор теоретического и экспериментального изучения четырехлептонных распадов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$, делаются простые оценки для парциальных ширин рассматриваемых распадов. В разд. 2 приводятся основные соглашения и выписываются фундаментальные и эффективные гамильтонианы процессов, которые дают вклад в распады $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Раздел 3 содержит подробное описание всех учитываемых в настоящей работе вкладов в амплитуду распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. В разд. 4 обсуждаются особенности амплитуды распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ по отношению к амплитуде распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Раздел 5 содержит численные предсказания для парциальных ширин распадов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ с учетом и без учета резонансного вклада. В разд. 6 приводятся различные дифференциальные распределения рассматриваемых распадов.

В заключении кратко изложены основные результаты работы. Три приложения содержат громоздкие формулы, необходимые для вычисления амплитуд и парциальных ширин распадов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$.

2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТониАН РАСПАДОВ $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

Чтобы получить амплитуды четырехлептонных распадов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$, необходимо определить фундаментальные и эффективные гамильтонианы процессов, которые дают вклад в эти амплитуды. В настоящей работе примем, что вильсоновский коэффициент $C_2(M_W) = -1$ [13, 14], элементарный заряд $e = |e| > 0$ нормирован условием $e^2 = 4\pi\alpha_{\text{em}}$, где $\alpha_{\text{em}} \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры. Матрица γ^5 определена как $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ и $\sigma_{\mu\nu} = i[\gamma_\mu, \gamma_\nu]/2$. Знак полностью антисимметричного тензора четвертого ранга фиксирован условием $\epsilon^{0123} = -1$. Выбор знака для $C_2(M_W)$ задает знаки для всех гамильтонианов, которые будут выписаны ниже.

В пренебрежении массой легкого кварка q эффективный гамильтониан FCNC-переходов $b \rightarrow q \ell^+ \ell^-$, где $q = \{d, s\}$ может быть записан в форме вильсоновского разложения [13, 14]:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{eff}}^{b \rightarrow q \ell^+ \ell^-}(x) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha_{\text{em}}}{2\pi} V_{tb} V_{tq}^* \left[-2im_b \frac{C_{7\gamma}(\mu)}{q^2} \times \right. \\ &\times \bar{d}(x) \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b(x) \cdot \bar{\ell}(x) \gamma^\mu \ell(x) + C_{9V}(\mu) \times \\ &\times \bar{d}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b(x) \cdot \bar{\ell}(x) \gamma^\mu \ell(x) + C_{10A}(\mu) \times \\ &\times \bar{d}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b(x) \cdot \bar{\ell}(x) \gamma^\mu \gamma_5 \ell(x) \left. \right] + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (8)$$

где G_F – постоянная Ферми, V_{tb} и V_{tq} – элементы матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы [17], q^ν – 4-импульс лептонной пары и $q^2 = q^\nu q_\nu$. Масштабный параметр $\mu \sim m_b \sim 5$ ГэВ разделяет пертурбативный и непертурбативный вклады от сильных взаимодействий. Пертурбативный вклад содержится в вильсоновских коэффициентах $C_{7\gamma}(\mu)$, $C_{9V}(\mu)$ и $C_{10A}(\mu)$. Непертурбативный вклад в основном возникает при вычислении матричных элементов гамильтониана (8) от кварковых токов между начальным и конечным адронными состояниями. В рамках СМ при $\mu_0 = 5$ ГэВ для вильсоновских коэффициентов можно получить следующие численные значения: $C_1(\mu_0) = 0.241$, $C_2(\mu_0) = -1.1$, $C_3(\mu_0) = -0.0104$, $C_4(\mu_0) = 0.02433$, $C_5(\mu_0) = -0.00706$, $C_6(\mu_0) = 0.0294$, $C_{7\gamma}(\mu_0) = 0.312$, $C_{9V}(\mu_0) = -4.21$ и $C_{10A}(\mu_0) = 4.41$ [1, 13, 14, 18].

В коэффициенте $C_{9V}(\mu)$ дополнительно необходимо учесть пертурбативный вклад от $c\bar{c}$ - и $u\bar{u}$ -пар и непертурбативный вклад от векторных резонансов, в кварковый состав которых входят рассматриваемые пары. Введем следующие обозначения; $\hat{s} = q^2/m_b^2$ и $\hat{m}_Q = m_Q/m_b$, где $Q = \{u, c\}$. Для записи дальнейших формул удобно доопределить $\hat{m}_b = 1$ и $\hat{m}_q \approx 0$, поскольку в (8) мы пренебрегли массой легкого квар-

ка q по сравнению с массой b -кварка. Наконец обозначим $\lambda_Q = \frac{V_{Qb}V_{Qq}^*}{V_{tb}V_{tq}^*}$. В силу унитарности матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы

$$\lambda_u + \lambda_c + 1 = 0.$$

Тогда в NLO-приближении вильсоновский коэффициент $C_{9V}(\mu)$ переходит в эффективный вильсоновский коэффициент $C_{9V}^{\text{eff}}(\mu, \hat{s})$ [14], который нужно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} C_{9V}^{\text{eff}}(\mu, \hat{s}) = & \left(1 + \frac{\alpha_s(m_b)}{\pi} \omega(\hat{s})\right) C_{9V} - (3C_1 + C_2) \times \\ & \times \left(\lambda_u h(\hat{m}_u, \hat{s}) + \lambda_c h(\hat{m}_c, \hat{s})\right) + (3C_3 + C_4 + 3C_5 + C_6) \times \\ & \times \left(\frac{2}{9} + h(\hat{m}_c, \hat{s})\right) - \frac{1}{2} (4C_3 + 4C_4 + 3C_5 + C_6) \times \\ & \times h(\hat{m}_b, \hat{s}) - \frac{1}{2} (C_3 + 3C_4) h(\hat{m}_q, \hat{s}). \end{aligned} \quad (9)$$

Функции $\omega(\hat{s})$, $h(\hat{m}, \hat{s})$ и $h(0, \hat{s})$ можно найти в работах [14, 19, 20], $\alpha_s(\mu)$ — бегущая константа сильного взаимодействия, коэффициенты $C_i = C_i(\mu_0)$. Для учета вклада векторных резонансов воспользуемся подходом из работ [19, 20] и учтем коррекцию выражения для резонансного вклада, которая была выполнена в статье [15]. Тогда

$$\begin{aligned} h(\hat{m}_c, \hat{s}) \rightarrow H(\hat{m}_c, \hat{s}) = & h(\hat{m}_c, \hat{s}) - \\ & - \frac{3\pi}{\alpha_{\text{em}}^2} \sum_i \frac{q^2}{M_i^2} \frac{M_i \Gamma(V_i \rightarrow \ell^+ \ell^-)}{q^2 - M_i^2 + iM_i \Gamma_i}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} h(\hat{m}_u, \hat{s}) \rightarrow H(\hat{m}_u, \hat{s}) = & h(\hat{m}_u, \hat{s}) - \\ & - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{3\pi}{\alpha_{\text{em}}^2} \sum_j \frac{q^2}{M_j^2} \frac{M_j \Gamma(V_j \rightarrow \ell^+ \ell^-)}{q^2 - M_j^2 + iM_j \Gamma_j}, \end{aligned}$$

где $i = \{J/\psi, \psi(2S), \psi(3770), \psi(4040), \psi(4160), \psi(4415)\}$, индекс $j = \{\rho^0(770), \omega(782)\}$. Изотопический фактор $1/\sqrt{2}$ отражает вклад $u\bar{u}$ -пары в волновые функции $\rho^0(770)$ - и $\omega(782)$ -мезонов. Численные значения остальных постоянных можно найти в [17].

Согласованный с выбором знака $C_2(M_W)$ гамильтониан электромагнитного взаимодействия имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{em}}(x) = & -|e| \sum_f Q_f \left(\bar{f}(x) \gamma^\mu f(x) \right) A_\mu(x) = \\ = & -j_{\text{em}}^\mu(x) A_\mu(x), \end{aligned} \quad (11)$$

где $f(x)$ — поле фермиона аромата f , $A^\mu(x)$ — четырехпотенциал электромагнитного поля, Q_f — заряд фермиона аромата f в единицах $|e|$ и $j_{\text{em}}^\mu(x)$ — оператор электромагнитного фермионного тока.

Помимо вильсоновского коэффициента C_{9V}^{eff} векторные резонансы дают вклад непосредственно в ам-

плитуду распадов $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$, когда виртуальный фотон излучается легким кварком q . Для описания таких процессов будет использована модель доминантности векторных мезонов (VMD). Эффективный гамильтониан VMD имеет вид

$$\mathcal{H}_{\text{VMD}}(x) = -|e| \sum_i \frac{M_{V_i}^2}{f_{V_i}} V_i^\mu(x) A_\mu(x), \quad (12)$$

где $V_i^\mu(x)$ — поле нейтрального векторного мезона V_i и M_{V_i} — масса соответствующего мезона. Абсолютные величины констант взаимодействия f_{V_i} вычисляются из экспериментальных значений ширин распадов $V_i \rightarrow \ell^+ \ell^-$ в пределе $M_{V_i} \gg m_\ell$ согласно формуле

$$\Gamma(V_i \rightarrow \ell^+ \ell^-) = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\alpha_{\text{em}}}{|f_{V_i}|} \right)^2 M_{V_i}. \quad (13)$$

Безразмерные константы f_{V_i} являются действительными числами, знак которых зависит от знака заряда кварков, входящих в векторный мезон V_i . Знак константы f_{V_i} можно найти, если использовать иное определение

$$\langle 0 | j_{\text{em}}^\mu(0) | V_i(M_{V_i}, k, \varepsilon) \rangle = |e| \varepsilon^\mu M_{V_i} f_{V_i}^{\text{em}}.$$

При помощи данного определения легко вычислить матричный элемент распада $V_i \rightarrow \ell^+ \ell^-$ и получить, что $f_{V_i}^{\text{em}} = M_{V_i}/f_{V_i}$. Безразмерные постоянные f_{V_i} использовались в наших работах [9] и [21], в то время как постоянным $f_{V_i}^{\text{em}}$ было отдано предпочтение в работах [7, 8, 12, 15] и [16]. В настоящей работе нам удобно использовать безразмерные постоянные f_{V_i} и гамильтониан VMD вида (12).

Эффективный гамильтониан, описывающий переходы $\bar{q}b \rightarrow \bar{Q}Q$ (так называемые процессы "слабой аннигиляции"), имеет вид

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}}^{\bar{B}_q \rightarrow \bar{Q}Q} = & -\frac{G_F}{\sqrt{2}} a_1(\mu) V_{Qb} V_{Qq}^* \left(\bar{q}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b(x) \right) \times \\ & \times \left(\bar{Q}(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) Q(x) \right), \end{aligned} \quad (14)$$

где $a_1(\mu_0) = C_1(\mu_0) + C_2(\mu_0)/N_c \approx -0.13$ и N_c — число цветов [22].

3. ОПИСАНИЕ ВКЛАДОВ РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ В АМПЛИТУДУ РАСПАДА

$$\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$$

В настоящем разделе будут найдены вклады в амплитуду распада

$$\bar{B}_s(p, M_1) \rightarrow \mu^+(k_1) \mu^-(k_2) e^+(k_3) e^-(k_4)$$

от различных процессов, которые мы считаем ведущими. Учтены тормозное излучение, резонансный вклад от $\phi(1020)$ -мезона, нерезонансный вклад и "слабая аннигиляция". Специально подчеркнем,

что коэффициент $C_{9V}^{\text{eff}}(\dots)$, который задается формулой (9), содержит вклады от $\psi(3770)$ -, $\psi(4040)$ -, $\psi(4160)$ -, $\psi(4415)$ -, $\rho^0(770)$ - и $\omega(782)$ -резонансов. Согласно экспериментальной процедуре [3–5] мы сразу вырезаем ту часть кинематически разрешенной области, в которую дают основной вклад J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансы. Однако вклады ”хвостов” от этих резонансов учитываются в полной амплитуде.

Обозначим 4-импульс $\mu^+ \mu^-$ -пары как $q = k_1 + k_2$, 4-импульс $e^+ e^-$ -пары – как $k = k_3 + k_4$, а 4-импульс $\bar{B}_s$ -мезона – через $p = q + k$. Для дальнейших вычислений удобно воспользоваться безразмерными переменными

$$x_{12} = \frac{q^2}{M_1^2}, \quad x_{34} = \frac{k^2}{M_1^2}.$$

Практически во всех вычислениях настоящей работы мы считаем лептоны безмассовыми, т.е. полагаем, что $k_i^2 = 0$. Исключением будет только случай тормозного излучения, поскольку в безмассовом пределе тормозное излучение отсутствует.

3.1. Тормозное излучение

Рассмотрим тормозное излучение, когда виртуальный фотон испускается одним из лептонов в конечном состоянии. Такой процесс описывается четырьмя диаграммами рис. 1. Определим лептонную константу распада $\bar{B}_s$ -мезона f_{B_s} как

$$\langle 0 | \bar{s}(0) \gamma^\mu \gamma^5 b(0) | \bar{B}_s(M_1, p) \rangle = i f_{B_s} p^\mu. \quad (15)$$

Тогда амплитуда тормозного излучения $e^+ e^-$ -пары обоими мюонами в конечном состоянии имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{fi}^{(e)} = & \frac{\sqrt{2} G_F \alpha_{\text{em}}^2 V_{tb} V_{ts}^*}{M_1^2} \left[i d^{(PV)}(x_{34}, x_{134}, x_{234}) \times \right. \\ & \times q_\alpha \left(\bar{\mu}(k_2) \gamma^\mu \gamma^5 \mu(-k_1) \right) + f^{(TV)}(x_{34}, x_{134}, x_{234}) \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} p^\beta \times \\ & \left. \times \left(\bar{\mu}(k_2) \gamma^\mu \gamma^\nu \mu(-k_1) \right) \right] \left(\bar{e}(k_4) \gamma^\alpha e(-k_3) \right). \quad (16) \end{aligned}$$

Аналогичную формулу можно написать для амплитуды тормозного излучения $\mu^+ \mu^-$ -пары электроном и позитроном в конечном состоянии:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{fi}^{(\mu)} = & \frac{\sqrt{2} G_F \alpha_{\text{em}}^2 V_{tb} V_{ts}^*}{M_1^2} \left(\bar{\mu}(k_2) \gamma^\mu \mu(-k_1) \right) \times \\ & \times \left[i d^{(VP)}(x_{12}, x_{123}, x_{124}) k_\mu \left(\bar{e}(k_4) \gamma^5 e(-k_3) \right) + \right. \\ & \left. + f^{(VT)}(x_{12}, x_{123}, x_{124}) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\nu \left(\bar{e}(k_4) \gamma^\alpha \gamma^\beta e(-k_3) \right) \right]. \quad (17) \end{aligned}$$

Безразмерные функции $d^{(PV)}(\dots)$, $f^{(TV)}(\dots)$, $d^{(VP)}(\dots)$ и $f^{(VT)}(\dots)$ даны в Приложении А, формулы (A.1)–(A.4).

3.2. Нерезонансный вклад

Рассмотрим диаграмму, представленную на рис. 2. На этой диаграмме один из виртуальных фотонов излучается в FCNC-вершине и затем переходит в лептонную пару. Второй же виртуальный фотон напрямую излучается b -кварком $\bar{B}_s$ -мезона. Амплитуду такого процесса мы будем называть амплитудой нерезонансного вклада. Очевидно, что данная амплитуда не включает в себя весь нерезонансный вклад. Например, в рассматриваемую амплитуду не входит ”слабая аннигиляция” или вклад широких $c\bar{c}$ векторных мезонов. Эти вклады мы учитываем отдельно.

Для вычисления нерезонансного вклада определим следующие формфакторы [23] и [15, 16]:

$$\begin{aligned} \langle \gamma^*(q_2, \epsilon) | \bar{s}(0) \gamma_\xi \gamma^5 b(0) | \bar{B}_s(p) \rangle = & \\ = i e \epsilon^{*\eta} \left(g_{\xi\eta}(q_2 q_1) - q_{1\eta} q_{2\xi} \right) \frac{F_A(q_1^2, q_2^2)}{M_1}; \\ \langle \gamma^*(q_2, \epsilon) | \bar{s}(0) \gamma_\xi b(0) | \bar{B}_s(p) \rangle = & \\ = - e \epsilon^{*\eta} \epsilon_{\xi\eta q_2 q_1} \frac{F_V(q_1^2, q_2^2)}{M_1}; \quad (18) \\ \langle \gamma^*(q_2, \epsilon) | \bar{s}(0) \sigma_{\xi\nu} \gamma^5 b(0) | \bar{B}_s(p) \rangle q_1^\nu = & \\ = e \epsilon^{*\eta} \left(g_{\xi\eta}(q_2 q_1) - q_{1\eta} q_{2\xi} \right) F_{TA}(q_1^2, q_2^2); \\ \langle \gamma^*(q_2, \epsilon) | \bar{s}(0) \sigma_{\xi\nu} b(0) | \bar{B}_s(p) \rangle q_1^\nu = & \\ = - i e \epsilon^{*\eta} \epsilon_{\xi\eta q_2 q_1} F_{TV}(q_1^2, q_2^2). \end{aligned}$$

В формулах (18) $e = |e| > 0$, 4-импульс q_1 отвечает фотону, который излучается из FCNC-вершины, а 4-импульс q_2 -фотону, который излучается b -кварком и $p = q_1 + q_2$. В работе [15] была найдена следующая простая полюсная параметризация для формфакторов $F_i(q_1^2, q_2^2 = 0)$, где $i = \{V, A, TV, TA\}$:

$$F_i(q_1^2, q_2^2 = 0) = \frac{F_i(q_1^2 = 0, q_2^2 = 0)}{1 - q_1^2/M_{R_i}^2}. \quad (19)$$

При $i = \{V, TV\}$ параметр $M_{R_i} = M_{B_s^*}$, а при $i = \{A, TA\}$ аппроксимация хорошо работает с $M_{R_i} = M_{B_{s1}(5830)^0}$. При $q_2^2 \neq 0$ ближайший полюс, обусловленный электромагнитным током $\bar{b}(x) \gamma^\mu b(x)$, будет соответствовать вкладу $\Upsilon(1S)$ -резонанса, масса которого лежит далеко вне кинематически разрешенной области распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Тогда общая параметризация для формфакторов $F_i(q_1^2, q_2^2)$ имеет вид:

$$F_i(q_1^2, q_2^2) = \frac{F_i(q_1^2 = 0, q_2^2 = 0)}{\left(1 - q_1^2/M_{R_i}^2\right) \left(1 - q_2^2/M_{\Upsilon(1S)}^2\right)}. \quad (20)$$

При этом согласно [15] мы определяем формфакторы (20) с ошибкой порядка 10% по отношению к ”точному вычислению” в кварковой модели, что сравнимо с ошибкой, которую дает любой непертурбативный метод вычисления, как то: правила сумм, решеточные подходы или кварковые модели. Т.е. стремиться к большей точности вычисления формфакторов (20) не имеет смысла.

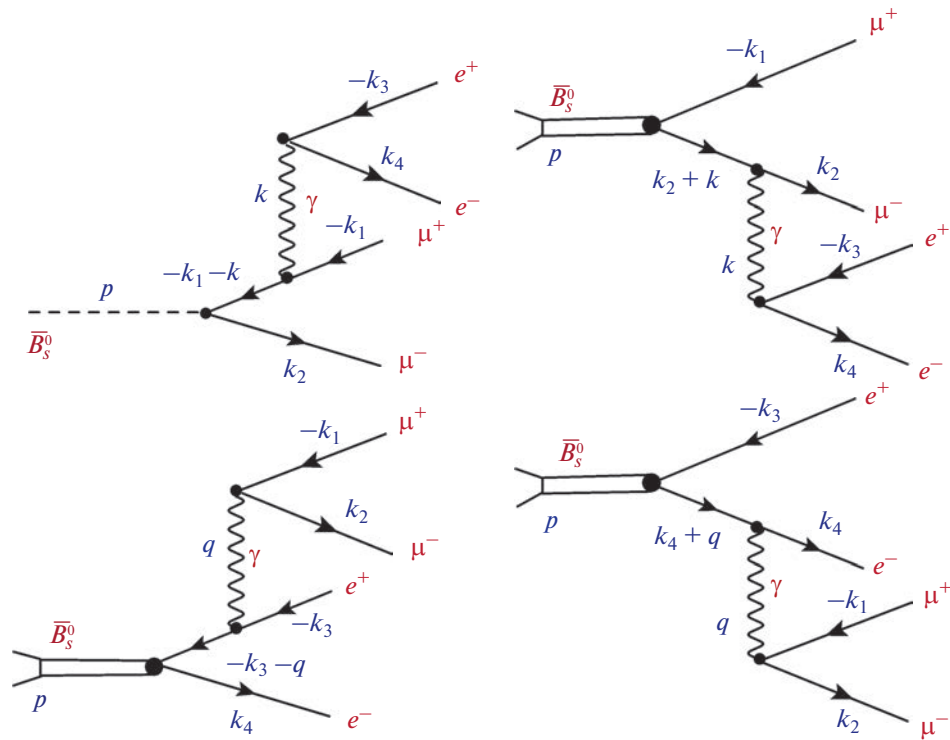


Рис. 1. Диаграммы, описывающие вклад тормозного излучения в распаде $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$.

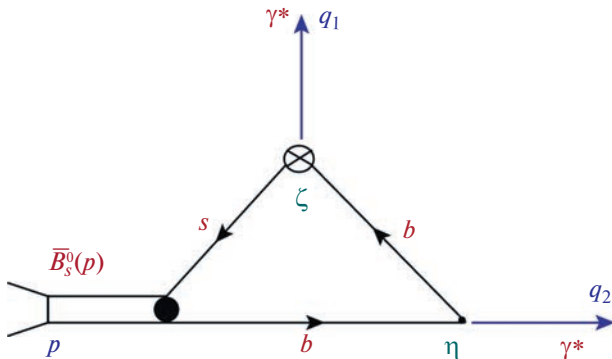


Рис. 2. Диаграмма, отвечающая излучению одного из двух виртуальных фотонов тяжелым кварком. Подобная диаграмма является основной частью нерезонансного вклада в распад $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Кругочек с крестиком внутри отвечает FCNC-вершине, которая соответствует эффективному гамильтониану (8).

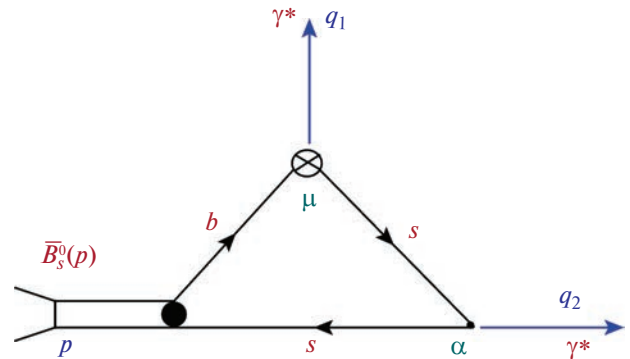


Рис. 3. Диаграмма, отвечающая излучению одного из двух виртуальных фотонов легким кварком. Подобная диаграмма определяет резонансный вклад в распад $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Кругочек с крестиком внутри отвечает FCNC-вершине, которая соответствует эффективному гамильтониану (8).

3.3. Резонансный вклад

Перейдем к диаграмме рис. 3. На этой диаграмме, как и на диаграмме рис. 2, один виртуальный фотон излучается в FCNC-вершине и переходит в лептонную пару. При этом второй виртуальный фотон излучается легким s -кварком $\bar{B}_s$ -мезона. Ближайший полюс, отвечающий матричному элементу от электромагнитного тока $\bar{s}(x)\gamma^\alpha s(x)$, в этом случае соответствует $\phi(1020)$ -мезону и лежит в кинематически разрешенной области распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$.

Поэтому для описания вклада диаграммы рис. 3 невозможно использовать матричные элементы вида (18) и простую полюсную параметризацию, аналогичную параметризации (20). Чтобы найти вклад диаграммы рис. 3, используем модель доминантности векторных мезонов. В рамках этой модели предполагается, что, излучая лептонную пару в FCNC-вершине, $\bar{B}_s$ -мезон переходит в $\phi(1020)$ -мезон за счет эффективного гамильтониана (8). Затем согласно VMD $\phi(1020)$ -мезон через промежуточный виртуальный фотон распадается на вторую лептон-

ную пару. Соответствующие диаграммы представлены на рис. 4. И этот резонансный процесс абсолютно доминирует над всеми другими процессами, которые связаны с диаграммой рис. 3. Т.е. мы пренебрегаем вкладами остальных $\bar{s}s$ векторных резонансов и нерезонансным вкладом. Определим формфакторы

$$\begin{aligned} \langle V(M_2, q, \epsilon) | \bar{s}(0) \gamma_\mu b(0) | \bar{B}_s(p) \rangle &= \\ &= -\epsilon^{*\alpha} \epsilon_{\mu\alpha qk} \frac{2V(k^2)}{M_1 + M_2}; \\ \langle V(M_2, q, \epsilon) | \bar{s}(0) \gamma_\mu \gamma^5 b(0) | \bar{B}_s(p) \rangle &= \\ &= i\epsilon^{*\alpha} \left[(M_1 + M_2) A_1(k^2) g_{\alpha\mu} - \frac{A_2(k^2)}{M_1 + M_2} P_\mu p_\alpha - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2M_2}{k^2} (A_3(k^2) - A_0(k^2)) k_\mu p_\alpha \right]; \\ \langle V(M_2, q, \epsilon) | \bar{s}(0) \sigma_{\mu\nu} b(0) | \bar{B}_s(p) \rangle k^\nu &= \\ &= -i\epsilon^{*\alpha} \epsilon_{\mu\alpha qk} 2T_1(k^2); \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle V(M_2, q, \epsilon) | \bar{s}(0) \sigma_{\mu\nu} \gamma^5 b(0) | \bar{B}_s(p) \rangle k^\nu &= \epsilon^{*\alpha} \times \\ \times \left[(Pk) T_2(k^2) g_{\alpha\mu} - 2k_\alpha q_\mu \left(T_2(k^2) + \frac{k^2}{(Pk)} T_3(k^2) \right) + \right. \\ &\quad \left. + k_\alpha k_\mu \left(\frac{2(qk)}{(Pk)} T_3(k^2) - T_2(k^2) \right) \right], \end{aligned}$$

где

$$A_3(k^2) = \frac{1}{2M_2} \left[(M_1 + M_2) A_1(k^2) - (M_1 - M_2) A_2(k^2) \right],$$

$k = p - q$ и $P = p + q = 2q + k$. В данной работе мы используем параметризацию формфакторов из (21), которая была получена при помощи дисперсионной формулировки кварковой модели [24]. Заметим, что слагаемые $\sim k_\mu$ и $\sim q_\alpha$ при свертке с лептонными токами исчезают из амплитуды резонансного вклада в пределе нулевых лептонных масс в силу сохранения векторного и аксиального лептонных токов в этом пределе. При ненулевых лептонных массах лептонный векторный ток по-прежнему сохраняется, а ненулевой вклад в амплитуду свертки с аксиальным лептонным током для электронов и мюонов сильно подавлен фактором m_ℓ/M_1 .

В рамках VMD-приближения для описания резонансного вклада при вычислении амплитуд распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ с формфакторами (21) следует выполнить замену

$$\begin{aligned} \epsilon_\alpha^*(q) &\rightarrow \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}}{f_V} \frac{M_V^2}{q^2} \frac{1}{q^2 - M_V^2 + i\Gamma_V M_V} \times \\ &\times \left(\bar{\ell}(k_2) \gamma_\alpha \ell(-k_1) \right). \end{aligned}$$

В недавней работе [11] обсуждается необходимость применения вычитательной процедуры при записи амплитуды резонансного вклада для распадов $B^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell \ell'^-$. Аналогичную вычитательную процедуру можно провести и в нашем случае. При этом вычитательный член, который пропорционален $Q_{\bar{B}_s} f_{B_s}$, где $Q_{\bar{B}_s} = 0$ — заряд $\bar{B}_s$ -мезона и f_{B_s} — лептонная константа, определенная в (15), равен нулю. И, согласно [11], резонансный вклад в амплитуду распада $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ необходимо домножить только на безразмерный фактор q^2/M_V^2 . Вследствие подобного умножения для резонансного вклада в амплитуде исчезает полюсная зависимость при $q^2 \rightarrow 0$.

3.4. Суммарная амплитуда нерезонансного и резонансного вкладов

Применяя определения (8), (18) и (21) и используя VMD-приближение (12), можно в следующем виде записать суммарную амплитуду нерезонансного и резонансного вкладов:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{fi}^{(N+R)} &= \frac{\sqrt{2}G_F\alpha_{\text{em}}^2 V_{tb}V_{ts}^*}{M_1^2} \left\{ \left[-\frac{a^{(VV)}}{M_1} \epsilon_{\mu\alpha kq} - \right. \right. \\ &\quad \left. - ib^{(VV)} M_1 g_{\alpha\mu} + 2i \frac{c^{(VV)}}{M_1} q_\alpha k_\mu \right] j^\mu(k_2, k_1) J^\alpha(k_4, k_3) + \\ &\quad + \left[-\frac{a^{(VA)}}{M_1} \epsilon_{\mu\alpha kq} - ib^{(VA)} M_1 g_{\alpha\mu} + 2i \frac{c^{(VA)}}{M_1} q_\alpha k_\mu + \right. \\ &\quad \left. + i \frac{g^{(VA)}}{M_1} k_\alpha k_\mu \right] j^\mu(k_2, k_1) J^{\alpha 5}(k_4, k_3) + \left[-\frac{a^{(AV)}}{M_1} \epsilon_{\mu\alpha kq} - \right. \\ &\quad \left. - ib^{(AV)} M_1 g_{\alpha\mu} + 2i \frac{c^{(AV)}}{M_1} q_\alpha k_\mu + i \frac{d^{(AV)}}{M_1} k_\alpha q_\mu \right] \times \\ &\quad \times j^{\mu 5}(k_2, k_1) J^\alpha(k_4, k_3) + \left[-\frac{a^{(AA)}}{M_1} \epsilon_{\mu\alpha kq} - ib^{(AA)} M_1 g_{\alpha\mu} + \right. \\ &\quad \left. + 2i \frac{c^{(AA)}}{M_1} q_\alpha k_\mu + i \frac{d^{(AA)}}{M_1} k_\alpha q_\mu + i \frac{g^{(AA)}}{M_1} k_\alpha k_\mu \right] \times \\ &\quad \left. \times j^{\mu 5}(k_2, k_1) J^{\alpha 5}(k_4, k_3) \right\}, \quad (22) \end{aligned}$$

где мы используем следующие соглашения для лептонных токов:

$$j^\mu(k_2, k_1) = \bar{\mu}(k_2) \gamma^\mu \mu(-k_1),$$

$$J^\alpha(k_4, k_3) = \bar{e}(k_4) \gamma^\alpha e(-k_3);$$

$$j^{\mu 5}(k_2, k_1) = \bar{\mu}(k_2) \gamma^\mu \gamma^5 \mu(-k_1),$$

$$J^{\alpha 5}(k_4, k_3) = \bar{e}(k_4) \gamma^\alpha \gamma^5 e(-k_3).$$

Вычисленные в рамках Стандартной модели безразмерные функции $a^{(IJ)} \equiv a^{(IJ)}(x_{12}, x_{34})$, $b^{(IJ)} \equiv b^{(IJ)}(x_{12}, x_{34})$, $c^{(IJ)} \equiv c^{(IJ)}(x_{12}, x_{34})$, $d^{(IJ)} \equiv d^{(IJ)}(x_{12}, x_{34})$ и $g^{(IJ)} \equiv g^{(IJ)}(x_{12}, x_{34})$, где $IJ =$

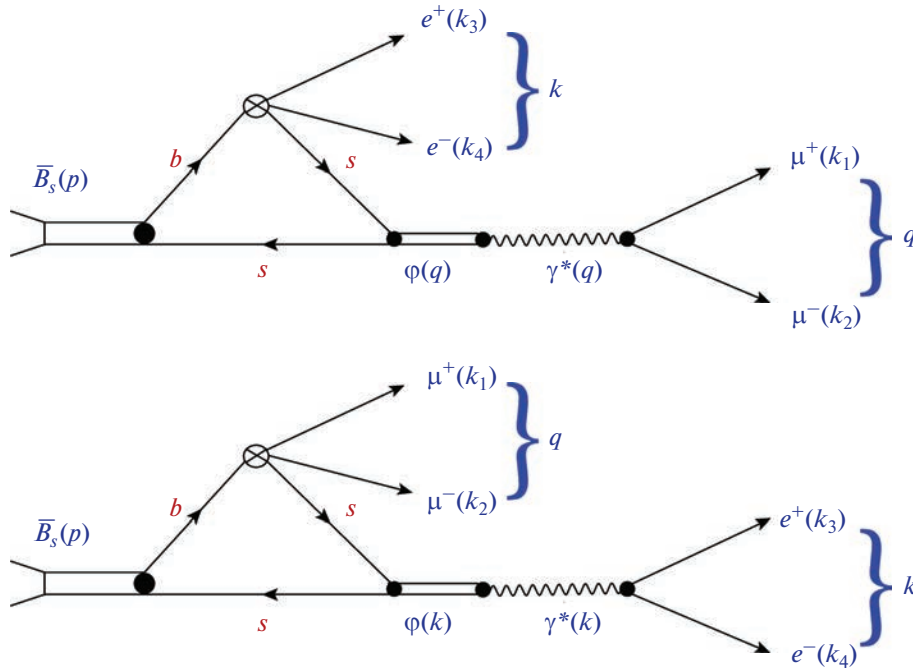


Рис. 4. Диаграммы, отвечающие резонансному вкладу $\bar{B}_s \rightarrow (\varphi \rightarrow \ell^+ \ell^-) \ell^+ \ell^-$ от промежуточного $\varphi(1020)$ -мезона в распад $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Кружочек с крестиком внутри соответствует FCNC-вершине, которая соответствует эффективному гамильтониану (8).

$= \{VV, VA, AV, AA\}$, определены в Приложении Б, формулы (Б.1) – (Б.16). В этих формулах суммирование производится только по $i = \{\varphi(1020)\}$, изотопический фактор $I_\varphi = \langle \varphi(1020) | \bar{s}s \rangle = 1$.

3.5. Вклад процессов "слабой аннигиляции"

На рис. 5 показан еще один нерезонансный вклад, определяемый матричным элементом от гамильтониана (2). Это вклад так называемых процессов "слабой аннигиляции", которые обусловлены переходами $b\bar{s} \rightarrow \{u\bar{u}, c\bar{c}\}$. Вклад пропорционален дивергенции аксиального тока и является ничем иным, как аксиальной аномалией. Пренебрегая поправками порядка $(m_u/M_1)^2$ и $(m_c/M_1)^2$, получаем следующее выражение для амплитуды "слабой аннигиляции":

$$\mathcal{M}_{fi}^{(WA)} = \frac{\sqrt{2}G_F \alpha_{em}^2 V_{tb} V_{ts}^*}{M_1^2} \left(-\frac{\varepsilon_{\mu\alpha k q}}{M_1} \right) j^\mu(k_2, k_1) \times \\ \times J^\alpha(k_4, k_3) \left(-\frac{32}{3\pi} \right) \frac{1}{x_{12} x_{34}} \frac{V_{ub} V_{us}^* + V_{cb} V_{cs}^*}{V_{tb} V_{ts}^*} a_1(\mu) \hat{f}_{B_s}, \quad (23)$$

где $\hat{f}_{B_s} = f_{B_s}/M_1$. Из (23) следует, что вклад "слабой аннигиляции" необходимо учитывать только при малых значениях x_{12} или x_{34} . Но даже в этой области рассматриваемый вклад динамически подавлен по сравнению с нерезонансным вкладом из разд. 3.2 за счет малой величины вильсоновского коэффициента $a(\mu)$.

Из сравнения формул (22) и (23) видно, что для учета вклада "слабой аннигиляции" можно следующим образом переопределить коэффициент $a^{(VV)}(x_{12}, x_{34})$ из формулы (Б.1):

$$a^{(VV)}(x_{12}, x_{34}) \rightarrow a^{(VV)}(x_{12}, x_{34}) - \\ - \frac{32}{3\pi} \frac{1}{x_{12} x_{34}} \frac{V_{ub} V_{us}^* + V_{cb} V_{cs}^*}{V_{tb} V_{ts}^*} a_1(\mu) \hat{f}_{B_s}. \quad (24)$$

4. АМПЛИТУДА РАСПАДА $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

Все вклады, кроме резонансного, в амплитуду распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ можно получить из соответствующих вкладов в амплитуду распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ простой заменой $s \rightarrow d$.

В отличие от распада $\bar{B}_s$ -мезона, резонансный вклад в распаде $\bar{B}_d$ -мезона определяется матричными элементами $\bar{d}(x) \gamma^\alpha d(x)$ - тока. Следуя логике модели доминантности векторных мезонов, мы считаем, что в FCNC-вершине $\bar{B}_d$ -мезон переходит в широкий $\rho^0(770)$ - или в узкий $\omega(782)$ -резонансы, как это показано на рис. 6. В рамках дисперсионной формулировки кварковой модели [24] вычислены только формфакторы (21) для $\bar{B} \rightarrow \rho$ -переходов. Формфакторы (21) для $B \rightarrow \omega$ -переходов принимаются теми же самыми. В формулах (Б.1)–(Б.16) суммирование происходит по $i = \{\rho^0(770), \omega(782)\}$, а изотопические факторы выбираются как $I_\rho = \langle \rho^0(770) | \bar{d}d \rangle = -1/\sqrt{2}$ и $I_\omega = \langle \omega(782) | \bar{d}d \rangle = +1/\sqrt{2}$ соответственно.

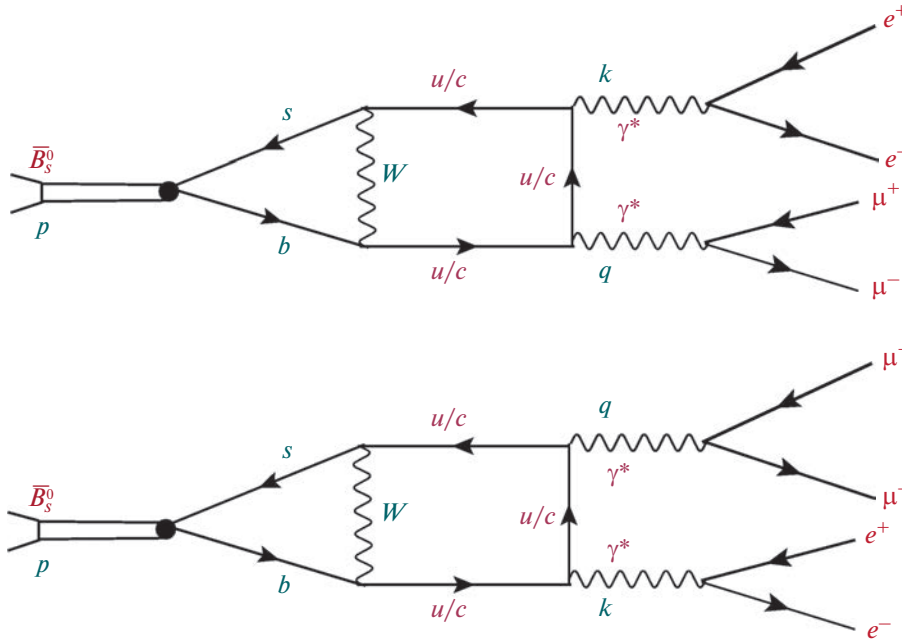


Рис. 5. Диаграммы, отвечающие вкладу "слабой аннигиляции" в распад $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$.

5. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНОЙ ШИРИНЫ РАСПАДОВ $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

Полная амплитуда распадов $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ может быть представлена в следующей форме:

$$\mathcal{M}_{fi}^{(tot)} = \mathcal{M}_{fi}^{(e)} + \mathcal{M}_{fi}^{(\mu)} + \mathcal{M}_{fi}^{(N+R)} + \mathcal{M}_{fi}^{(WA)} = \frac{\sqrt{2} G_F \alpha_{em}^2 V_{tb} V_{tq}^*}{M_1^2} \sum_{\{L\}} L_{\mu\alpha} j^\mu J^\alpha, \quad (25)$$

где j^μ и J^α — лептонные токи, $L_{\dots}$ — различные лоренцовы структуры, которые описаны в формулах (16), (17), (22) и (23). Тогда выражение для парциальной ширины распадов $\bar{B}_q(p, M_1) \rightarrow \mu^+(k_1) \mu^-(k_2) e^+(k_3) e^-(k_4)$ имеет вид

$$\text{Br}(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) = \frac{\tau_{B_q}}{2M_1} \times \int \left(\sum_{s_1, s_2, s_3, s_4} |\mathcal{M}_{fi}^{(tot)}|^2 \right) d\Phi_4 = \frac{G_F^2 \alpha_{em}^4 |V_{tb} V_{tq}^*|^2}{M_1^5} \tau_{B_q} \times \int \left(\sum_{s_1, s_2, s_3, s_4} \left| \sum_{\{L\}} L_{\mu\alpha} j^\mu J^\alpha \right|^2 \right) d\Phi_4, \quad (26)$$

где τ_{B_q} — время жизни $\bar{B}_q$ -мезона, а четырехчастичный фазовый объем $d\Phi_4$ определен в Приложении В, формула (В.4). Суммирование производится по проекциям спинов конечных лептонов s_1, s_2, s_3 и s_4 . Номер спина лептона соответствует номеру 4-импульса лептона.

Полное интегрирование выражения (26) по фазовому объему может быть проведено только численно. Для получения численных значений парциальных ширин нами применялся программный пакет EvtGen [25]. Чтобы использовать этот пакет, парциальные ширины распадов $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ необходимо записать в виде:

$$\text{Br}(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx \frac{G_F^2 \alpha_{em}^4 |V_{tb} V_{tq}^*|^2}{M_1^5} \tau_{B_q} (M_1^6 |X|^2) \times \times \frac{N_0}{N_{\text{tot}}} \Phi_4(0) = \frac{\alpha_{em}^4 |V_{tb} V_{tq}^*|^2}{3 \cdot 2^{13} \cdot \pi^5} \tau_{B_q} G_F^2 M_1^5 |X|^2 \frac{N_0}{N_{\text{tot}}}, \quad (27)$$

где N_{tot} — полное число событий, разыгранных Монте-Карло-генератором EvtGen при помощи амплитуды (25); N_0 — число принятых событий; $|X|^2$ — максимальное значение безразмерной величины

$$\frac{\sum_{s_1, s_2, s_3, s_4} \left| \sum_{\{L\}} L_{\mu\alpha} j^\mu J^\alpha \right|^2}{M_1^6}$$

и $\Phi_4(0) = \frac{M_1^4}{3 \cdot 2^{13} \cdot \pi^5}$ — значение четырехчастичного фазового объема при нулевых массах лептонов. Это значение хорошо совпадает с четырехчастичным фазовым объемом, если в конечном состоянии находятся только электроны и мюоны. Интегрирование происходит следующим образом. На первом этапе определяется значение $|X|^2$. Для этого проводится розыгрыш событий в районе предполагаемых максимумов матричного элемента. Затем выполняется Монте-Карло-интегрирование методами EvtGen

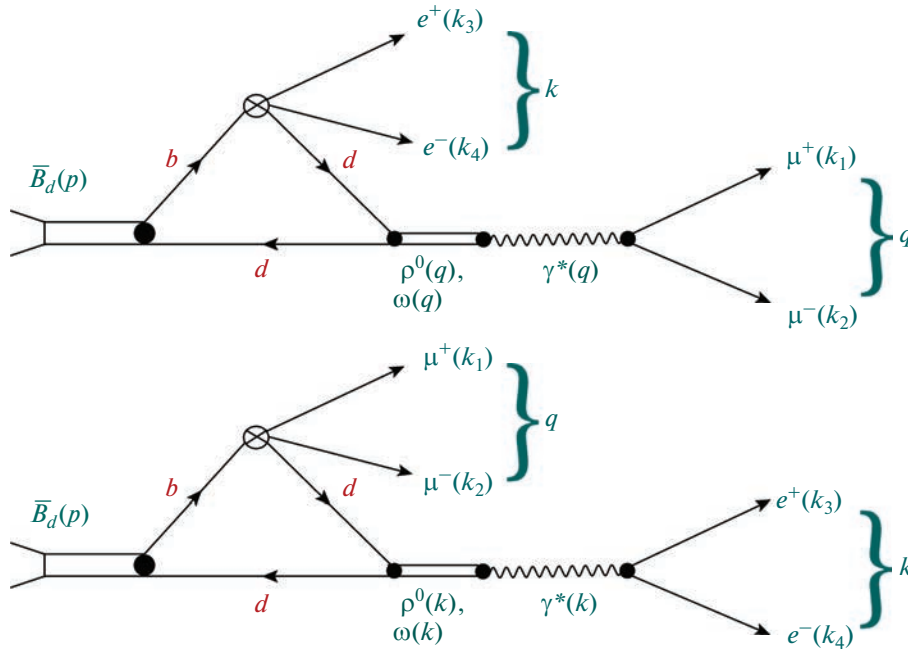


Рис. 6. Диаграммы, отвечающие резонансным вкладам $\bar{B}_d \rightarrow (\rho^0(770) \rightarrow \ell'^+ \ell'^-) \ell^+ \ell^-$ и $\bar{B}_d \rightarrow (\omega(782) \rightarrow \ell'^+ \ell'^-) \ell^+ \ell^-$ в распад $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Кружочек с крестиком внутри отвечает FCNC-вершине, которая соответствует эффективному гамильтониану (8).

при различных значениях N_{tot} , последовательно увеличивая полное число событий. Когда численное значение парциальной ширины, вычисленное при каждой последующей итерации, стабильно отличается от предыдущей итерации менее чем на 1%, процедура интегрирования прекращается. Заметим, что основная ошибка численного значения Br возникает от неточности вычисления адронных матричных элементов непертурбативными методами.

При вычислениях парциальных ширин распадов $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ согласно экспериментальной процедуре [3–5] всегда исключаются области вокруг значений масс J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов в соответствии с условием $|M_1 \sqrt{x_{ij}} - M_{\text{res}}| < 100$ МэВ, где $x_{ij} = \{x_{12}, x_{34}\}$. Дополнительно необходимо вести ограничения снизу на переменные x_{12} и x_{34} , поскольку в пределе нулевых лептонных масс парциальная ширина расходится из-за вклада фотонного полюса. Для переменной x_{12} существует естественное ограничение снизу $x_{12} \geq 4\hat{m}_\mu^2 \approx 0.0016$. Именно оно используется в настоящей работе. Для переменной x_{34} будет использоваться точно такое же ограничение снизу. Данное ограничение обусловлено тем, что в электромагнитном калориметре установки LHCb происходит отбор электронов и позитронов с поперечными импульсами $p_T > 200$ МэВ, что численно намного превосходит массу электрона и как раз порядка массы мюона. Таким образом, во всех дальнейших вычислениях настоящей статьи мы принимаем, что $x_{34} \geq 4\hat{m}_\mu^2$.

Начнем с численных значений парциальной ширины распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Без процедуры вычита-

ния, но с учетом вклада $\phi(1020)$ -резонанса, для парциальной ширины найдено значение

$$\text{Br}_R (\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (61 \pm 12) \times 10^{-10}. \quad (28)$$

Если же исключить вклад $\phi(1020)$ -резонанса согласно условию $|M_1 \sqrt{x_{ij}} - M_{\phi(1020)}| < 70$ МэВ (см. работу [5]), то получим, что

$$\text{Br} (\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (2.8 \pm 0.5) \times 10^{-10}. \quad (29)$$

На основе результата (29) можно оценить нерезонансную парциальную ширину распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$:

$$\begin{aligned} \text{Br} (\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) &\sim \frac{1}{2} \text{Br} (\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx \\ &\approx (1.4 \pm 0.3) \times 10^{-10}, \end{aligned} \quad (30)$$

что прекрасно согласуется с экспериментальным верхним пределом [5].

Заметим, что вычисленная на основе точной амплитуды (25) парциальная ширина распада с учетом резонансного вклада (28) практически на порядок превышает наивную оценку (7). Несколько меньшая разница возникает между нерезонансной оценкой (3) и точным нерезонансным результатом (29). При этом сравнение численных значений (28) и (29) полностью подтверждает качественный вывод, который был сделан во Введении: подавляющий вклад в парциальную ширину распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ дают процессы с участием промежуточного $\phi(1020)$ -мезона.

Учет вычитательной процедуры практически не меняет результат (28). В этом случае для парциаль-

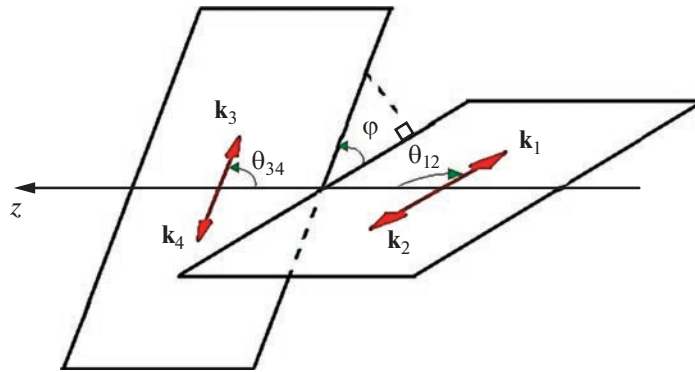


Рис. 7. Кинематика распада $\bar{B}_q(p, M_1) \rightarrow \mu^+(k_1) \mu^-(k_2) e^+(k_3) e^-(k_4)$. Угол θ_{12} определяется в системе покоя $\mu^+ \mu^-$ -пары, угол θ_{34} определяется в системе покоя $e^+ e^-$ -пары, а угол φ задается в системе покоя $\bar{B}_q$ -мезона. Ось z выбрана по направлению движения $\bar{B}_q$ -мезона в лабораторной системе координат.

ной ширины с учетом резонансного вклада $\varphi(1020)$ -мезона получается численное значение

$$\text{Br}_{R, \text{Sub}} (\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (58 \pm 11) \times 10^{-10}, \quad (31)$$

которое в пределах ошибок совпадает с (28). Нерезонансный вклад после выполнения вычитательной процедуры по сравнению с (29) уменьшается практически в 1.5 раза и составляет

$$\text{Br}_{\text{Sub}} (\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (1.6 \pm 0.2) \times 10^{-10}. \quad (32)$$

Отсюда можно оценить, что

$$\text{Br}_{\text{Sub}} (\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) \sim (0.8 \pm 0.1) \times 10^{-10}. \quad (33)$$

Обратимся теперь к вычислению парциальных ширин распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Как и для распада $\bar{B}_s$ -мезона, при получении парциальных ширин распада $\bar{B}_d$ -мезона исключается область J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов согласно экспериментальной процедуре [3–5]. Ограничение снизу на переменные x_{12} и x_{34} составляет $4m_\mu^2$.

Начнем с результатов, которые были получены без использования вычитательной процедуры. Тогда с учетом вклада широкого $\rho^0(770)$ - и узкого $\omega(782)$ -резонансов возникает следующий численный результат:

$$\text{Br}_R (\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (3.2 \pm 1.2) \times 10^{-11}, \quad (34)$$

который почти на порядок превосходит наивные оценки (4) и (5). Т.е. продолжается тенденция, которая уже была отмечена при обсуждении численных значений резонансных парциальных ширин в распаде $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Подобное расхождение между наивными оценками и точными вычислениями указывает на важность полного учета динамических характеристик распада, которые обусловлены вкладом от непертурбативной КХД. Теперь можно исключить вклад узкого $\omega(782)$ -резонанса согласно условию

$|M_1 \sqrt{x_{ij}} - M_{\omega(782)}| < 70 \text{ МэВ}$ [3–5]. Тогда получаем, что

$$\text{Br} (\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (1.1 \pm 0.3) \times 10^{-11}. \quad (35)$$

Отсюда

$$\text{Br} (\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) \sim (0.6 \pm 0.2) \times 10^{-11}. \quad (36)$$

Сравнение (34) и (35) показывает, что вклад $\omega(782)$ -резонанса в парциальную ширину распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ доминирует, но гораздо меньше, чем резонансный вклад от $\varphi(1020)$ -мезона в парциальную ширину распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. Поэтому можно предложить экспериментально искать распады $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ и $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$, не исключая при этом область $\omega(782)$ -резонанса.

Использование вычитательной процедуры приводит к следующим результатам:

$$\text{Br}_{R, \text{Sub}} (\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (3.1 \pm 1.2) \times 10^{-11}, \quad (37)$$

$$\text{Br}_{\text{Sub}} (\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (0.9 \pm 0.2) \times 10^{-11}. \quad (38)$$

Наконец,

$$\text{Br}_{\text{Sub}} (\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) \sim (0.5 \pm 0.2) \times 10^{-11}. \quad (39)$$

Сравнивая между собой нерезонансные численные значения (29) и (35) без проведения вычитательной процедуры или нерезонансные парциальные ширины (32) и (38) после проведения вычитательной процедуры, находим, что по порядку величины

$$\begin{aligned} \frac{\text{Br} (\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)}{\text{Br} (\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)} &\approx \\ &\approx \frac{\text{Br}_{\text{Sub}} (\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)}{\text{Br}_{\text{Sub}} (\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)} \sim \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2 \approx 25. \end{aligned}$$

Данное равенство показывает согласованность численного интегрирования, проведенного при помощи пакета EvtGen.

6. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В РАСПАДАХ $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$

Рассмотрим предсказания для различных дифференциальных распределений в распадах $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$. В данном разделе мы не используем вычитательную процедуру и всегда исключаем область вокруг J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов согласно критериям отбора экспериментальных событий [3–5]. Вклад остальных резонансов учитывается во всех представленных ниже распределениях.

Прежде всего представляют интерес нормированные дифференциальные распределения по квадрату инвариантной массы $\mu^+\mu^-$ или e^+e^- -пары. Для распадов $\bar{B}_s$ -мезона такие распределения представлены на рис. 8а–8г, а для распадов $\bar{B}_d$ -мезонов – на рис. 9а–9г. По оси ординат выбран логарифмический масштаб, чтобы на рис. 8 и 9 помимо резонансного вклада и вклада фотонного полюса был виден нерезонансный вклад. Вырезы на распределениях рис. 8а, 8б, 9а и 9б соответствуют исключению вкладов вокруг J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов. Полученные распределения по форме весьма похожи на аналогичные дифференциальные распределения для редких радиационных лептонных распадов $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \gamma\ell^+\ell^-$ [15, 16, 21, 23, 26]. Несмотря на то, что парциальные ширины редких радиационных лептонных распадов на порядок больше, чем парциальные ширины редких четырехлептонных распадов $\bar{B}_{d,s}$ -мезонов, с экспериментальной точки зрения последние распады гораздо легче детектировать, особенно в четырехмюонной моде. Поэтому можно ожидать, что дифференциальные распределения для редких четырехлептонных распадов будут найдены гораздо раньше, чем аналогичные распределения для $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \gamma\ell^+\ell^-$ -распадов.

На рис. 10 показаны распределения по косинусу угла между направлением движения лептона ℓ^+ и нейтрального $\bar{B}_q$ -мезона в системе покоя $\ell^+\ell^-$ -пары. Подобные угловые распределения чувствительны к структуре эффективного гамильтониана (8) в гораздо большей степени, чем распределения по квадрату инвариантной массы лептонной пары. Угловые переменные y_{12} и y_{34} определены формулой (В.2). Из рис. 10 видно, что форма угловых распределений не чувствительна к тому, рассматривается распад $\bar{B}_s$ - или $\bar{B}_d$ -мезона, и слабо чувствительна к аромату лептона ℓ .

На рис. 11 представлены нормированные распределения по косинусу угла ϕ между плоскостями, которые образованы импульсами $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- -пар в системе покоя $\bar{B}_q$ -мезона. Для безмассовых лептонов этот косинус определяется из уравнения (В.3). Из рис. 11 видно, что форма распределений по $\cos \phi$ для распадов $\bar{B}_s$ - и $\bar{B}_d$ -мезонов не отличается.

Таким образом, угловые распределения в четырехлептонных распадах $\bar{B}_s$ - и $\bar{B}_d$ -мезонов

практически не отличаются. С экспериментальной точки зрения лучше изучать такие распределения в распадах $\bar{B}_s$ -мезонов, поскольку даже нерезонансные парциальные ширины рассматриваемых распадов примерно в $|V_{ts}/V_{td}|^2 \sim 25$ раз больше, чем соответствующие нерезонансные парциальные ширины четырехлептонных распадов $\bar{B}_d$ -мезонов.

Хорошо известно, что формы угловых распределений и распределений по квадрату инвариантной массы лептонной пары чрезвычайно чувствительны к неопределенности в численных значениях адронных формфакторов [1, 2]. Гораздо меньшую чувствительность к адронным формфакторам демонстрирует зарядовая лептонная асимметрия, которая для $\mu^+\mu^-$ -пары определяется по формуле

$$A_{FB}^{(\bar{B}_q)}(x_{12}) = \left[\int_0^1 dy_{12} \frac{d^2 \text{Br}(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-)}{dx_{12}dy_{12}} - \int_{-1}^0 dy_{12} \frac{d^2 \text{Br}(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-)}{dx_{12}dy_{12}} \right] / \left[\frac{d\text{Br}(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-)}{dx_{12}} \right], \quad (40)$$

а для e^+e^- -пары – по формуле

$$A_{FB}^{(\bar{B}_q)}(x_{34}) = \left[\int_0^1 dy_{34} \frac{d^2 \text{Br}(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-)}{dx_{34}dy_{34}} - \int_{-1}^0 dy_{34} \frac{d^2 \text{Br}(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-)}{dx_{34}dy_{34}} \right] / \left[\frac{d\text{Br}(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-)}{dx_{34}} \right]. \quad (41)$$

Стоит отметить, что в силу неразличимости тождественных частиц в квантовой механике невозможно построить зарядовые лептонные асимметрии в распадах $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ и $\bar{B}_q \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

Различные зарядовые лептонные асимметрии для распадов $\bar{B}_s$ -мезона представлены на рис. 12а и 12б, а для $\bar{B}_d$ -мезона – на рис. 12в и 12г. На всех четырех графиках хорошо видна “нулевая точка” при $\{x_{12}, x_{34}\} \sim -2C_{7\gamma}(\mu_0)/C_{9V}(\mu_0) \approx 0.15$ [2].

Наконец, на рис. 13 приведем двойные дифференциальные распределения

$$\frac{d^2 \text{Br}(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-)}{dx_{12} dx_{34}}.$$

Из рисунка видим, что для формы двойных дифференциальных распределений существенно не только влияние фотонного полюса и векторных резонансов ($\phi(1029)$ для $\bar{B}_s$ и $\omega(782)$ для $\bar{B}_d$), но также влияние

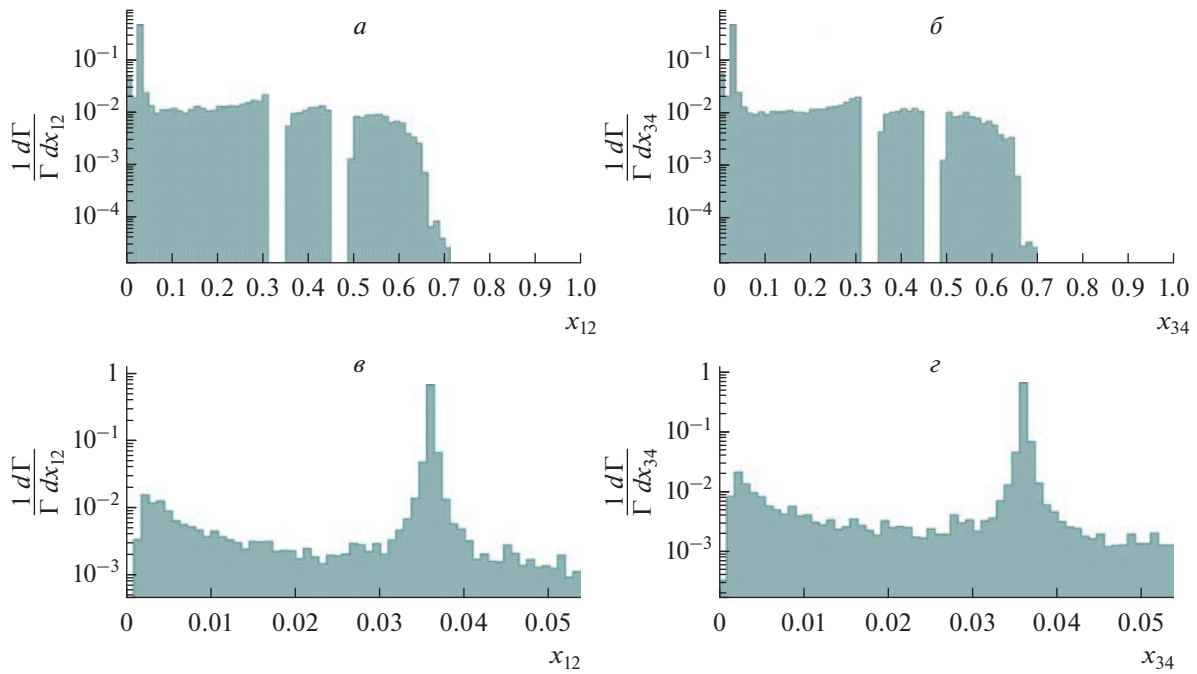


Рис. 8. Нормированные дифференциальные распределения $\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dx_{ij}}$ для распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. На рисунках *a* и *б* представлены распределения во всем диапазоне изменения переменных x_{12} и x_{34} соответственно. На рисунках *в* и *г* отдельно показаны области, в которых основной вклад дает $\phi(1020)$ -резонанс. Из рисунков видно, что высота пика $\phi(1020)$ -резонанса почти на два порядка превышает высоту пика фотонного полюса.

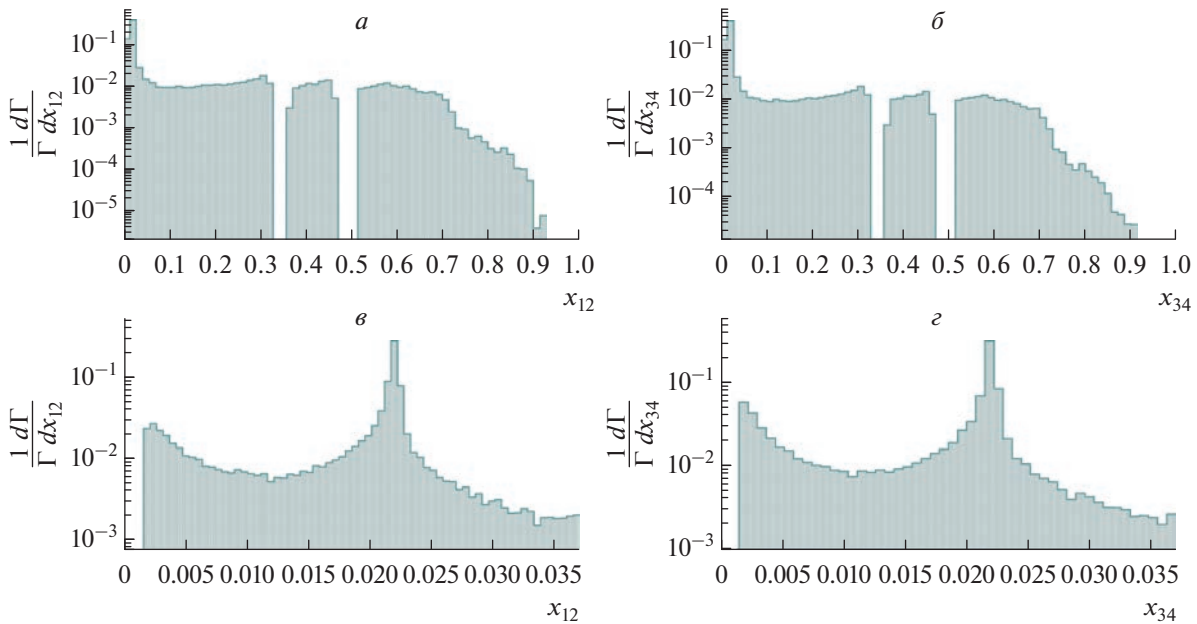


Рис. 9. Нормированные дифференциальные распределения $\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dx_{ij}}$ для распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. На рисунках *a* и *б* представлены распределения во всем диапазоне изменения переменных x_{12} и x_{34} соответственно. На рисунках *в* и *г* отдельно показаны области, в которых основной вклад дает $\omega(782)$ -резонанс и фотонный полюс. Из рисунков видно, что высота пика $\omega(782)$ -резонанса менее чем на порядок превышает высоту пика от фотонного полюса. Это наглядно показывает, что резонансный вклад для распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ играет гораздо меньшую роль, чем для распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$.

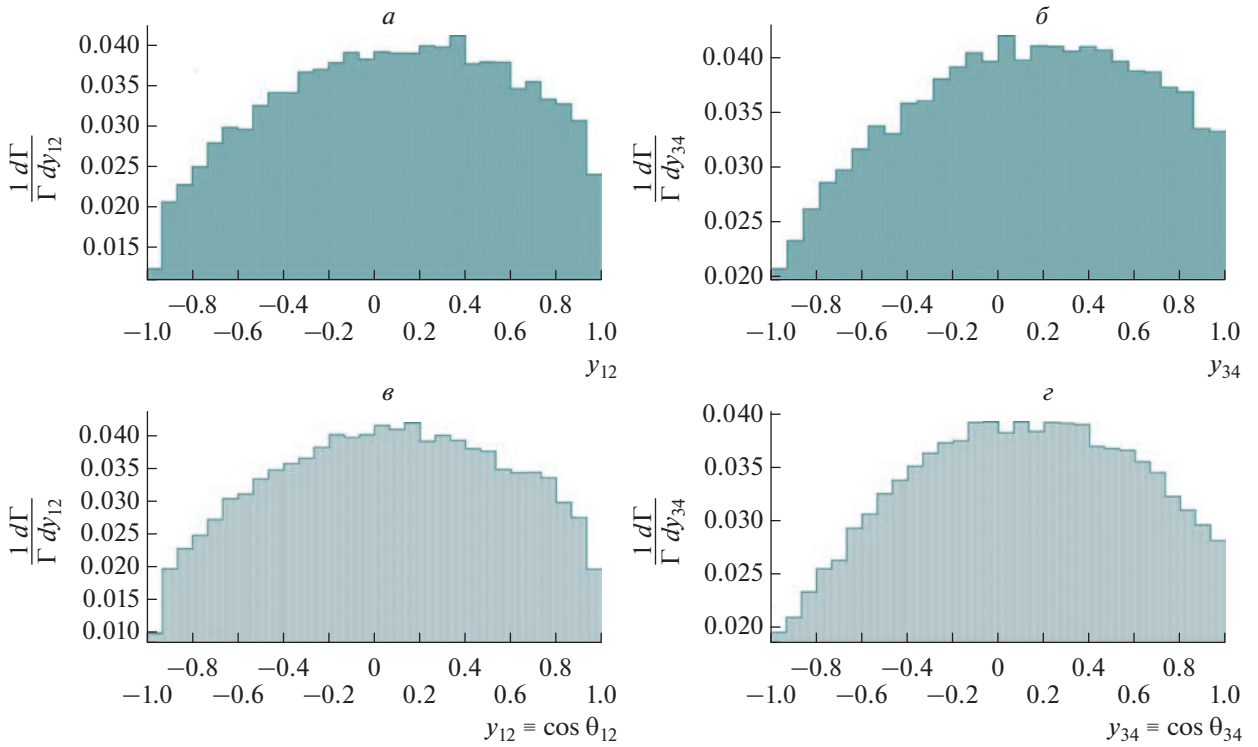


Рис. 10. Нормированные угловые дифференциальные распределения $\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dy_{ij}}$. Угловые переменные y_{12} и y_{34} определены выражением (В.2). На рисунках *а* и *б* представлены распределения для распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$, а на рисунках *в* и *г* аналогичные распределения для распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$.

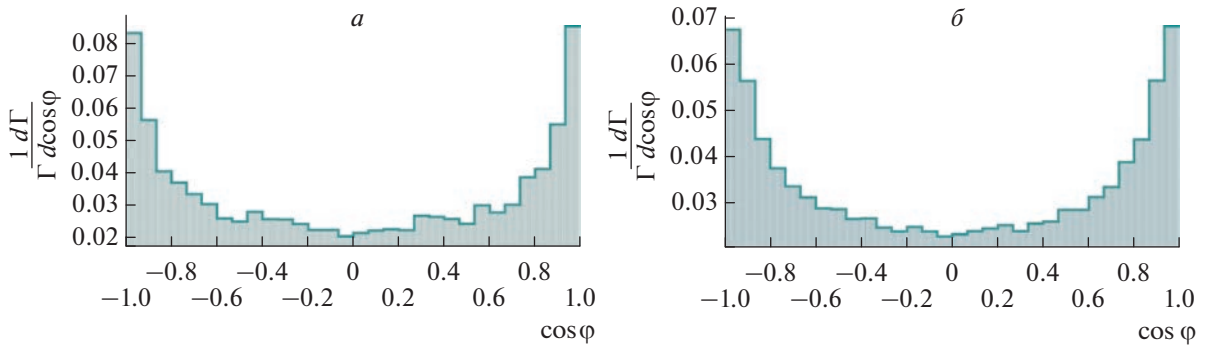


Рис. 11. Нормированные дифференциальные распределения $\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\phi}$. Выражение для $\cos\phi$ можно найти из уравнения (В.3). На рисунке *а* показано распределение для распада $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$. На рисунке *б* – соответствующее распределение для распада $\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$.

”хвостов” от J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов и вклад широких $\bar{c}s$ векторных резонансов при промежуточных и больших значениях переменных x_{ij} .

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе

- в рамках Стандартной модели получены парциальные ширины и дифференциальные распределения для распадов $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$, где $q = \{d, s\}$. Во всех вычислениях учитывались вклады излучения виртуального фотона тяжелым

b -кварком, тормозное излучение виртуального фотона заряженными лептонами в конечном состоянии, вклад ”слабой аннигиляции”, вклад широких векторных $c\bar{c}$ -резонансов. Согласно экспериментальной процедуре [3–5] всегда исключались вклады узких J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов;

- вычисления парциальных ширин проводились без учета и с учетом (индекс ”sub”) вычитательной процедуры из работы [11]. Все дифференци-

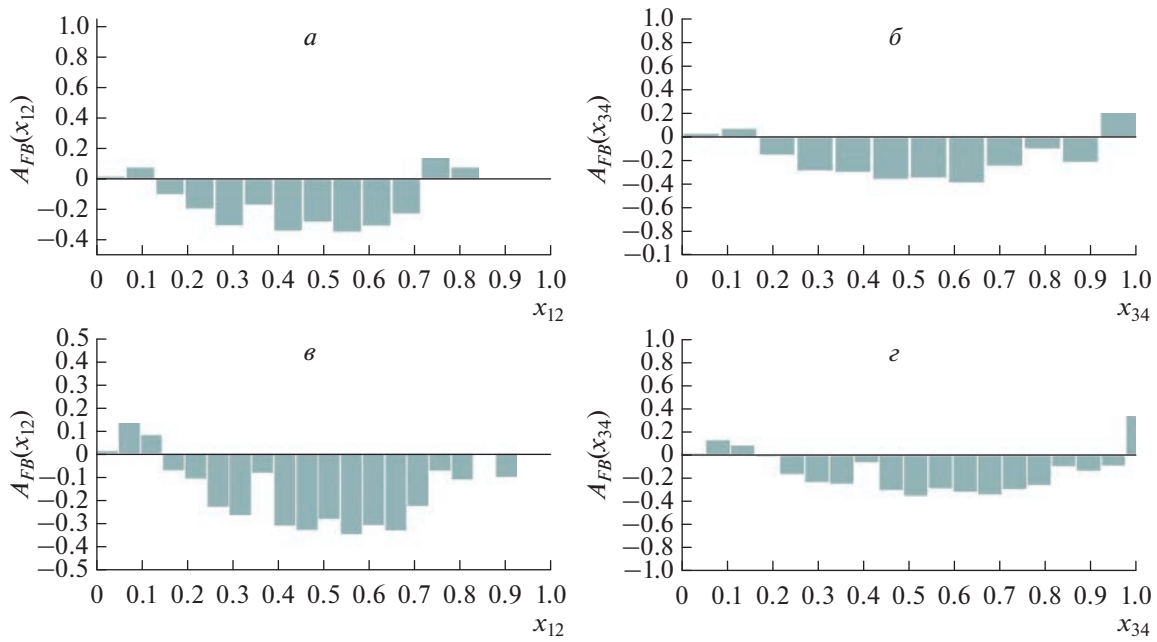


Рис. 12. Зарядовые лептонные асимметрии: $a - A_{FB}^{(\bar{B}_s)}(x_{12})$; $b - A_{FB}^{(\bar{B}_s)}(x_{34})$; $v - A_{FB}^{(\bar{B}_d)}(x_{12})$ и $z - A_{FB}^{(\bar{B}_d)}(x_{34})$. Формулы (40) и (41) определяют $A_{FB}^{(\bar{B}_q)}(x_{ij})$. Асимметрии вычислены в рамках Стандартной модели. На всех четырех графиках хорошо видна "нулевая точка" при $x_{ij} \sim 2 C_{7\gamma}(\mu_0)/C_{9V}(\mu_0) \approx 0.15$.

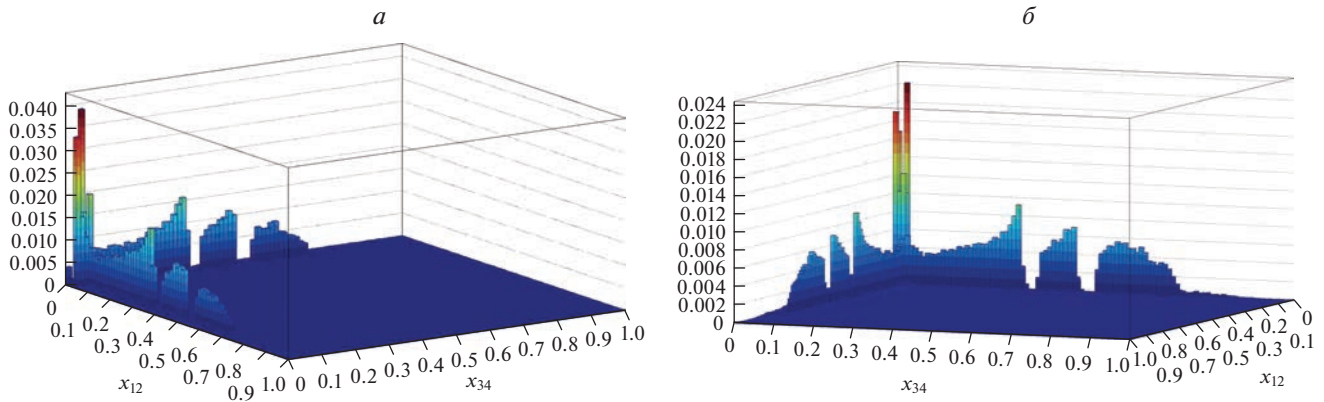


Рис. 13. Двойные дифференциальные распределения $a - \frac{d^2 \text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)}{dx_{12} dx_{34}}$ и $b - \frac{d^2 \text{Br}(\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)}{dx_{12} dx_{34}}$.

альные распределения были получены без учета вычитательной процедуры;

- вклад от излучения виртуального фотона легким d -кварком $\bar{B}_d$ -мезона описывался в рамках модели доминантности векторных мезонов. Всегда учитывался вклад широкого $\rho^0(770)$ -резонанса. Далее рассматривались два случая, когда вклад узкого $\omega(782)$ -резонанса учитывался (индекс "R") и когда этот вклад исключался согласно [5]. Было найдено, что вычитательная процедура слабо влияет на численный результат, который составляет при учете $\omega(782)$ -резонанса

$$\text{Br}_R(\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (3.2 \pm 1.2) \times 10^{-11},$$

а без учета $\omega(782)$ -резонанса

$$\text{Br}(\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (1.0 \pm 0.4) \times 10^{-11};$$

- модель доминантности векторных мезонов также использовалась при описании излучения виртуального фотона s -кварком $\bar{B}_s$ -мезона. В этом случае учитывался или исключался согласно [5] вклад узкого $\phi(1020)$ -резонанса. Для распадов $\bar{B}_s$ -мезонов вычитательная процедура сильнее влияет на численный результат. При учете $\phi(1020)$ -резонанса находим, что

$$\text{Br}_R(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (60 \pm 13) \times 10^{-10},$$

а без учета этого резонанса получаем, что

$$\text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) \approx (2.4 \pm 1.0) \times 10^{-10};$$

- дана оценка парциальных ширин распадов $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ без учета вкладов узких резонансов

$$\text{Br}(\bar{B}_d \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) \sim (0.6 \pm 0.2) \times 10^{-11};$$

$$\text{Br}(\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) \sim (1.5 \pm 0.4) \times 10^{-10}.$$

Данная оценка не противоречит текущим экспериментальным верхним пределам из работы [5].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят за финансовую поддержку Российский научный фонд, грант N 22-22-00297 "Редкие четырехлептонные распады тяжелых мезонов в Стандартной модели и ее расширениях". Отдельную благодарность авторы выражают В.Ю. Егорычеву, Д.В. Савриной и А.А. Бузиной за обсуждение различных аспектов настоящей работы.

Приложение А

ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ФУНКЦИЙ, ВХОДЯЩИХ В АМПЛИТУДУ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Выпишем безразмерные функции, которые входят в амплитуды тормозного излучения (16) и (17) распада $\bar{B}_q(p, M_1) \rightarrow \mu^+(k_1)\mu^-(k_2)e^+(k_3)e^-(k_4)$. Для этого введем новые безразмерные величины $\hat{f}_{B_q} = f_{B_q}/M_1$, $\hat{m}_e = m_e/M_1$, $\hat{m}_\mu = m_\mu/M_1$ и обобщенное обозначение $x_{lmn} = (k_l + k_m + k_n)^2/M_1^2$. Тогда

$$d^{(PV)}(x_{34}, x_{134}, x_{234}) = -4C_{10A}\hat{m}_\mu\hat{f}_{B_q} \times \frac{1}{x_{34}(x_{234} - \hat{m}_\mu^2)(x_{134} - \hat{m}_\mu^2)} \frac{(k_1 - k_2, k)}{M_1^2}; \quad (\text{A.1})$$

$$f^{(TV)}(x_{34}, x_{134}, x_{234}) = -C_{10A}\hat{m}_\mu\hat{f}_{B_q} \times \frac{1 - x_{12} + x_{34}}{x_{34}(x_{234} - \hat{m}_\mu^2)(x_{134} - \hat{m}_\mu^2)}; \quad (\text{A.2})$$

$$d^{(VP)}(x_{12}, x_{123}, x_{124}) = -4C_{10A}\hat{m}_e\hat{f}_{B_q} \times \frac{1}{x_{12}(x_{124} - \hat{m}_e^2)(x_{123} - \hat{m}_e^2)} \frac{(k_3 - k_4, q)}{M_1^2}; \quad (\text{A.3})$$

$$f^{(VT)}(x_{12}, x_{123}, x_{124}) = -C_{10A}\hat{m}_e\hat{f}_{B_q} \times \frac{1 + x_{12} - x_{34}}{x_{12}(x_{124} - \hat{m}_e^2)(x_{123} - \hat{m}_e^2)}. \quad (\text{A.4})$$

Приложение Б

ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ФУНКЦИЙ НЕРЕЗОНАНСНОГО И РЕЗОНАНСНОГО ВКЛАДОВ $a^{(IJ)}$, $b^{(IJ)}$, $c^{(IJ)}$, $d^{(IJ)}$, $f^{(IJ)}$ и $g^{(IJ)}$

В этом приложении мы приводим явный вид безразмерных функций, которые входят в амплитуду (22). Пусть $\hat{m}_b = m_b/M_1$, $\hat{M}_{2i} = M_{2i}/M_1$ и $\hat{\Gamma}_{2i} = \Gamma_{2i}/M_1$. Если вычитательная процедура из разд. 3.3 не применяется, то функция $R(x) = 1$. В случае выполнения вычитательной процедуры $R(x) = x/\hat{M}_{2i}^2$.

Если вычитательная процедура из разд. 3.3 не применяется, то функция $R(x) = 1$. В случае выполнения вычитательной процедуры $R(x) = x/\hat{M}_{2i}^2$.

$$a^{(VV)}(x_{12}x_{34}) = \frac{4\hat{m}_b C_{7\gamma}(\mu)}{x_{12}x_{34}} \left(\frac{1}{2} (F_{TV}(q^2, k^2) + F_{TV}(k^2, q^2)) - \sum_i \frac{R(x_{34})}{f_{V_i}} \frac{\hat{M}_{2i}^2 I_i T_{1i}(q^2)}{x_{34} - \hat{M}_{2i}^2 + i\hat{\Gamma}_{2i}\hat{M}_{2i}} - \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \frac{\hat{M}_{2i}^2 I_i T_{1i}(k^2)}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i\hat{\Gamma}_{2i}\hat{M}_{2i}} \right) + \frac{C_{9V}(q^2, \mu)}{x_{34}} \times \left(F_V(q^2, k^2) - \sum_i \frac{R(x_{34})}{f_{V_i}} \frac{2\hat{M}_{2i}^2 I_i}{1 + \hat{M}_{2i}} \times \frac{V_i(q^2)}{x_{34} - \hat{M}_{2i}^2 + i\hat{\Gamma}_{2i}\hat{M}_{2i}} \right) + \frac{C_{9V}(k^2, \mu)}{x_{12}} \left(F_V(k^2, q^2) - \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \frac{2\hat{M}_{2i}^2 I_i}{1 + \hat{M}_{2i}} \frac{V_i(k^2)}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i\hat{\Gamma}_{2i}\hat{M}_{2i}} \right); \quad (\text{B.1})$$

$$a^{(VA)}(x_{12}, x_{34}) = \frac{C_{10A}}{x_{12}} \left[F_V(k^2, q^2) - \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \frac{2\hat{M}_{2i}^2 I_i}{1 + \hat{M}_{2i}} \frac{V_i(k^2)}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i\hat{\Gamma}_{2i}\hat{M}_{2i}} \right]; \quad (\text{B.2})$$

$$a^{(AV)}(x_{12}, x_{34}) = \frac{C_{10A}}{x_{34}} \left[F_V(q^2, k^2) - \sum_i \frac{R(x_{34})}{f_{V_i}} \frac{2\hat{M}_{2i}^2 I_i}{1 + \hat{M}_{2i}} \frac{V_i(q^2)}{x_{34} - \hat{M}_{2i}^2 + i\hat{\Gamma}_{2i}\hat{M}_{2i}} \right]; \quad (\text{B.3})$$

$$a^{(AA)}(x_{12}, x_{34}) = 0; \quad (\text{B.4})$$

$$b^{(VV)}(x_{12}, x_{34}) = \frac{2\hat{m}_b C_{7\gamma}(\mu)}{x_{12}x_{34}} \left(\frac{1 - x_{12} - x_{34}}{2} \times \left(F_{TA}(q^2, k^2) + F_{TA}(k^2, q^2) \right) - \sum_i \frac{R(x_{34})}{f_{V_i}} \times \frac{\hat{M}_{2i}^2 (1 - \hat{M}_{2i}^2) I_i T_{2i}(q^2)}{x_{34} - \hat{M}_{2i}^2 + i\hat{\Gamma}_{2i}\hat{M}_{2i}} - \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \times \frac{\hat{M}_{2i}^2 (1 - \hat{M}_{2i}^2) I_i T_{2i}(k^2)}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i\hat{\Gamma}_{2i}\hat{M}_{2i}} \right) + \frac{C_{9V}(q^2, \mu)}{x_{34}} \times \left(\frac{1}{2} (1 - x_{12} - x_{34}) F_A(q^2, k^2) - \sum_i \frac{R(x_{34})}{f_{V_i}} \times \frac{\hat{M}_{2i}^2 (1 + \hat{M}_{2i}) I_i}{x_{34} - \hat{M}_{2i}^2 + i\hat{\Gamma}_{2i}\hat{M}_{2i}} A_{1i}(q^2) \right) + \frac{C_{9V}(k^2, \mu)}{x_{12}} \times \left(\frac{1}{2} (1 - x_{12} - x_{34}) F_A(k^2, q^2) - \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \times \frac{\hat{M}_{2i}^2 (1 + \hat{M}_{2i}) I_i}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i\hat{\Gamma}_{2i}\hat{M}_{2i}} A_{1i}(k^2) \right);$$

$$\times \left(\frac{1}{2} (1 - x_{12} - x_{34}) F_A(k^2, q^2) - \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \times \right. \\ \left. \times \frac{\hat{M}_{2i}^2 (1 + \hat{M}_{2i}) I_i}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} A_{1i}(k^2) \right); \quad (\text{Б.5})$$

$$b^{(VA)}(x_{12}, x_{34}) = \frac{C_{10A}(\mu)}{x_{12}} \left[\frac{1 - x_{12} - x_{34}}{2} F_A(k^2, q^2) - \right. \\ \left. - \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \frac{\hat{M}_{2i}^2 (1 + \hat{M}_{2i}) I_i}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} A_{1i}(k^2) \right]; \quad (\text{Б.6})$$

$$b^{(AV)}(x_{12}, x_{34}) = \frac{C_{10A}(\mu)}{x_{34}} \left[\frac{1 - x_{12} - x_{34}}{2} F_A(q^2, k^2) - \right. \\ \left. - \sum_i \frac{R(x_{34})}{f_{V_i}} \frac{\hat{M}_{2i}^2 (1 + \hat{M}_{2i}) I_i}{x_{34} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} A_{1i}(q^2) \right]; \quad (\text{Б.7})$$

$$b^{(AA)}(x_{12}, x_{34}) = 0; \quad (\text{Б.8})$$

$$c^{(VV)}(x_{12}, x_{34}) = \frac{2\hat{m}_b C_{7\gamma}(\mu)}{x_{12} x_{34}} \left\{ \frac{1}{2} (F_{TA}(q^2, k^2) + \right. \\ \left. + F_{TA}(k^2, q^2)) - \sum_i \frac{R(x_{34})}{f_{V_i}} \frac{\hat{M}_{2i}^2 I_i}{x_{34} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} \times \right. \\ \left. \times \left(T_{2i}(q^2) + \frac{T_{3i}(q^2) x_{12}}{(1 - \hat{M}_{2i}^2)} \right) - \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \times \right. \\ \left. \times \frac{\hat{M}_{2i}^2 I_i}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} \left(T_{2i}(k^2) + \frac{T_{3i}(k^2) x_{34}}{(1 - \hat{M}_{2i}^2)} \right) \right\} + \\ + \frac{C_{9V}(q^2, \mu)}{x_{34}} \left(\frac{1}{2} F_A(q^2, k^2) - \sum_i \frac{R(x_{34})}{f_{V_i}} \frac{\hat{M}_{2i}^2 I_i}{(1 + \hat{M}_{2i})} \times \right. \\ \left. \times \frac{A_{2i}(q^2)}{x_{34} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} \right) + \frac{C_{9V}(k^2, \mu)}{x_{12}} \left(\frac{1}{2} F_A(k^2, q^2) - \right. \\ \left. - \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \frac{\hat{M}_{2i}^2 I_i}{(1 + \hat{M}_{2i})} \frac{A_{2i}(k^2)}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} \right); \quad (\text{Б.9})$$

$$c^{(VA)}(x_{12}, x_{34}) = \frac{C_{10A}(\mu)}{x_{12}} \left[\frac{1}{2} F_A(k^2, q^2) - \right. \\ \left. - \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \frac{\hat{M}_{2i}^2 I_i}{1 + \hat{M}_{2i}} \frac{A_{2i}(k^2)}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} \right]; \quad (\text{Б.10})$$

$$c^{(AV)}(x_{12}, x_{34}) = \frac{C_{10A}(\mu)}{x_{34}} \left[\frac{1}{2} F_A(q^2, k^2) - \right. \\ \left. - \sum_i \frac{R(x_{34})}{f_{V_i}} \frac{\hat{M}_{2i}^2 I_i}{1 + \hat{M}_{2i}} \frac{A_{2i}(q^2)}{x_{34} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} \right]; \quad (\text{Б.11})$$

$$c^{(AA)}(x_{12}, x_{34}) = 0; \quad (\text{Б.12})$$

$$d^{(AV)}(x_{12}, x_{34}) = \frac{C_{10A}(\mu)}{x_{34}} \sum_i \frac{R(x_{34})}{f_{V_i}} \times \\ \times \frac{\hat{M}_{2i} I_i}{x_{34} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} \left[\frac{A_{2i}(q^2)}{1 + \hat{M}_{2i}} + \frac{2\hat{M}_{2i}}{x_{12}} \times \right. \\ \left. \times \left(A_{3i}(q^2) - A_{0i}(q^2) \right) \right]; \quad (\text{Б.13})$$

$$d^{(AA)}(x_{12}, x_{34}) = 0; \quad (\text{Б.14})$$

$$g^{(VA)}(x_{12}, x_{34}) = \frac{C_{10A}(\mu)}{x_{12}} \sum_i \frac{R(x_{12})}{f_{V_i}} \times \\ \times \frac{\hat{M}_{2i} I_i}{x_{12} - \hat{M}_{2i}^2 + i \hat{\Gamma}_{2i} \hat{M}_{2i}} \left[\frac{A_{2i}(k^2)}{1 + \hat{M}_{2i}} + \frac{2\hat{M}_{2i}}{x_{34}} \times \right. \\ \left. \times \left(A_{3i}(k^2) - A_{0i}(k^2) \right) \right]; \quad (\text{Б.15})$$

$$g^{(AA)}(x_{12}, x_{34}) = 0; \quad (\text{Б.16})$$

Приложение В КИНЕМАТИКА ЧЕТЫРЕХЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ

Обозначим через k_i , где $i = \{1, 2, 3, 4\}$, 4-импульсы конечных лептонов в четырехлептонных распадах $\bar{B}_q(p, M_1) \rightarrow \mu^+(k_1) \mu^-(k_2) e^+(k_3) e^-(k_4)$. Определим следующие 4-импульсы:

$$q = k_1 + k_2; \quad k = k_3 + k_4; \quad p = q + k = k_1 + k_2 + k_3 + k_4,$$

где p — это 4-импульс $\bar{B}_q$ -мезона и $p^2 = M_1^2$, 4-импульс $\mu^+ \mu^-$ -пары равен q , а 4-импульс $e^+ e^-$ -пары равен k . Для компьютерных вычислений удобно использовать безразмерные переменные. Поэтому введем $x_{ij} = (k_i + k_j)^2 / M_1^2$ и $\hat{m}_i = \sqrt{k_i^2} / M_1$. Очевидно, что $x_{ij} = x_{ji}$. Практически во всех вычислениях настоящей работы удобно полагать, что $k_i^2 = 0$. Однако при учете вклада тормозного излучения в области $q^2 \sim 4m_\mu^2$ и $k^2 \sim [4m_e^2, 4m_\mu^2]$ нельзя пренебрегать зависимостью матричного элемента и фазового объема от лептонных масс. В безмассовом пределе из закона сохранения 4-импульса находим, что переменные x_{ij} связаны условием

$$x_{12} + x_{13} + x_{14} + x_{23} + x_{24} + x_{34} = 1. \quad (\text{В.1})$$

Определим пределы изменения переменных $\hat{x}_{12}$ и $\hat{x}_{34}$ при ненулевых массах лептонов. Из неравенства $(k_i k_j) \geq \sqrt{k_i^2 k_j^2}$ немедленно следует, что

$$4\hat{m}_\mu^2 = (\hat{m}_1 + \hat{m}_2)^2 \leq x_{12} \leq (1 - \hat{m}_3 - \hat{m}_4)^2 = (1 - 2\hat{m}_e)^2.$$

При фиксированном значении переменной x_{12} имеем

$$x_{34} = \frac{k^2}{M_1^2} = \frac{(p-q)^2}{M_1^2} \leq \frac{(M_1 - \sqrt{q^2})^2}{M_1^2} = (1 - \sqrt{x_{12}})^2.$$

Тогда

$$4\hat{m}_e^2 = (\hat{m}_3 + \hat{m}_4)^2 \leq x_{34} \leq (1 - \sqrt{x_{12}})^2.$$

Теперь сопоставим положительно заряженному мюону импульс $\mathbf{k}_1$, а позитрону — импульс $\mathbf{k}_3$. Далее определим угол θ_{12} между направлением импульса μ^+ и направлением движения $\bar{B}_q$ -мезона (осью z) в системе покоя $\mu^+\mu^-$ -пары. Аналогично введем угол θ_{34} между направлением движения e^+ и направлением движения $\bar{B}_q$ -мезона в системе покоя e^+e^- -пары. Все вышесказанное проиллюстрировано на рис. 7. Тогда в безмассовом случае:

$$\begin{aligned} y_{12} &\equiv \cos \theta_{12} = \frac{1}{\lambda^{1/2}(1, x_{12}, x_{34})} \times \\ &\quad \times (x_{23} + x_{24} - x_{13} - x_{14}), \\ y_{34} &\equiv \cos \theta_{34} = \frac{1}{\lambda^{1/2}(1, x_{12}, x_{34})} \times \\ &\quad \times (x_{14} + x_{24} - x_{13} - x_{23}), \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

где $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc$ — треугольная функция. Легко проверить, что $\{\theta_{12}, \theta_{34}\} \in [0, \pi]$. Углы отсчитываются от оси z .

Наконец, в системе покоя $\bar{B}_q$ -мезона определим угол $\varphi \in [0, 2\pi]$ между плоскостями $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ и $(\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4)$. Для этого введем вектор $\mathbf{a}_1 = \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2$, перпендикулярный плоскости $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$, и вектор $\mathbf{a}_3 = \mathbf{k}_4 \times \mathbf{k}_3$, который ортогонален плоскости $(\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4)$. Тогда

$$\cos \varphi = \frac{(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_3)}{|\mathbf{a}_1| |\mathbf{a}_3|}.$$

При нулевых лептонных массах с помощью техники из книги [27] можно получить:

$$\begin{aligned} \cos \varphi &= \det \begin{pmatrix} M_1^2 & (pk_1) & (pk_2) \\ (pk_4) & (k_1k_4) & (k_2k_4) \\ (pk_3) & (k_1k_3) & (k_2k_3) \end{pmatrix} \Bigg/ \left[\right. \\ &\quad \sqrt{\det \begin{pmatrix} M_1^2 & (pk_1) & (pk_2) \\ (pk_1) & 0 & (k_1k_2) \\ (pk_2) & (k_1k_2) & 0 \end{pmatrix}} \times \\ &\quad \times \left. \sqrt{\det \begin{pmatrix} M_1^2 & (pk_3) & (pk_4) \\ (pk_3) & 0 & (k_3k_4) \\ (pk_4) & (k_3k_4) & 0 \end{pmatrix}} \right]. \end{aligned}$$

Упрощение этого выражения дает

$$-2\sqrt{x_{12}x_{34}(1-y_{12}^2)(1-y_{34}^2)} \cos \varphi +$$

$$+ (1 - x_{12} - x_{34})y_{12}y_{34} = x_{13} - x_{14} - x_{23} + x_{24}. \quad (\text{B.3})$$

Угол φ отсчитывается от плоскости $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ в направлении плоскости $(\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4)$.

Четырехчастичный фазовый объем можно записать как

$$d\Phi_4^{(1234)} = M_1^4 \frac{dx_{12}}{2\pi} \frac{dx_{34}}{2\pi} d\Phi_2^{(qk)} d\Phi_2^{(12)} d\Phi_2^{(34)},$$

где в случае ненулевых лептонных масс

$$\begin{aligned} d\Phi_2^{(qk)} &= 2\pi \delta(q^2 - x_{12}M_1^2) \frac{d^4q}{(2\pi)^4} 2\pi \delta(k^2 - x_{34}M_1^2) \times \\ &\quad \times \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (2\pi)^4 \delta^4(p - q - k), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d\Phi_2^{(12)} &= 2\pi \delta(k_1^2 - m_1^2) \frac{d^4k_1}{(2\pi)^4} 2\pi \delta(k_2^2 - m_2^2) \times \\ &\quad \times \frac{d^4k_2}{(2\pi)^4} (2\pi)^4 \delta^4(q - k_1 - k_2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d\Phi_2^{(34)} &= 2\pi \delta(k_3^2 - m_3^2) \frac{d^4k_3}{(2\pi)^4} 2\pi \delta(k_4^2 - m_4^2) \times \\ &\quad \times \frac{d^4k_4}{(2\pi)^4} (2\pi)^4 \delta^4(k - k_3 - k_4). \end{aligned}$$

При вычислении $d\Phi_4^{(1234)}$ в качестве независимых переменных интегрирования удобно выбрать x_{12} , x_{34} , y_{12} , y_{34} и угол φ . Тогда

$$\Phi_2^{(qk)} = \frac{1}{2^3 \pi} \lambda^{1/2}(1, x_{12}, x_{34})$$

и

$$d\Phi_2^{(12)} = \frac{1}{2^4 \pi} \sqrt{1 - \frac{(\hat{m}_1 + \hat{m}_2)^2}{x_{12}}} dy_{12};$$

$$d\Phi_2^{(34)} = \frac{1}{2^5 \pi^2} \sqrt{1 - \frac{(\hat{m}_3 + \hat{m}_4)^2}{x_{34}}} dy_{34} d\varphi.$$

Если положить $\hat{m}_1 = \hat{m}_2 = \hat{m}_\mu$ и $\hat{m}_3 = \hat{m}_4 = \hat{m}_e$, то

$$\begin{aligned} d\Phi_4^{(1234)} &= \frac{M_1^4}{2^{14} \pi^6} \lambda^{1/2}(1, x_{12}, x_{34}) \sqrt{1 - \frac{4\hat{m}_\mu^2}{x_{12}}} \times \\ &\quad \times \sqrt{1 - \frac{4\hat{m}_e^2}{x_{34}}} dx_{12} dx_{34} dy_{12} dy_{34} d\varphi. \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

В Приложении В мы используем обозначения, которые практически идентичны обозначениям из работы [28], за исключением обозначений для y_{ij} в формуле (B.2). Выражения для y_{12} и y_{34} в настоящей работе имеют противоположный знак по сравнению с этими выражениями в работе [28].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Melikhov, N. Nikitin, S. Simula, Phys. Lett. B **430**, 332 (1998).
2. G. Burdman, Phys. Rev. D **57**, 4254 (1998).
3. R. Aaij *et al.* [LHCb Collab.], Phys. Rev. Lett. **110**, 211801 (2013).
4. R. Aaij *et al.* [LHCb Collab.], JHEP **1703**, 001 (2017).
5. R. Aaij *et al.* [LHCb Collab.], JHEP **2203**, 109 (2022).
6. Y. Dincer and L. M. Sehgal, Phys. Lett. B **556**, 169 (2003).
7. A. V. Danilina and N. V. Nikitin, Phys. Scripta **97**, 074005 (2022).
8. A. V. Danilina and N. V. Nikitin, Phys. Part. Nucl. Lett. **20**, 336 (2023).
9. A. V. Danilina and N. V. Nikitin, Yad. Fiz. **81**, 331 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 347 (2018)].
10. S. W. Bosch and G. Buchalla, JHEP **0208**, 054 (2002); G. L. Lin, J. Liu, and Y. P. Yao, Phys. Rev. D **42**, 2314 (1990); H. Simma and D. Wyler, Nucl. Phys. B **344**, 283 (1990); S. Herrlich and J. Kalinowski, Nucl. Phys. B **381**, 501 (1992).
11. M. Ivanov and D. Melikhov, Phys. Rev. D **105**, 014028 (2022); Phys. Rev. D **106**, 119901 (Erratum) (2022).
12. A. V. Danilina and N. V. Nikitin, K. S. Toms, Phys. Rev. D **101**, 096007 (2020).
13. G. Buchalla, A. J. Buras, and M. E. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys. **68**, 1125 (1996).
14. A. J. Buras and M. Munz, Phys. Rev. D **52**, 186 (1995).
15. A. Kozachuk, D. Melikhov, and N. Nikitin, Phys. Rev. D **97**, 053007 (2018).
16. D. Melikhov and N. Nikitin, Phys. Rev. D **70**, 114028 (2004).
17. R. L. Workman, Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022).
18. D. Melikhov, N. Nikitin, and S. Simula, Phys. Rev. D **57**, 6814 (1998).
19. F. Kruger and L. M. Sehgal, Phys. Rev. D **55**, 2799 (1997).
20. F. Kruger and L. M. Sehgal, Phys. Rev. D **56**, 5452 (1997); Phys. Rev. D **60**, 099905 (Erratum) (1999).
21. D. Melikhov, N. Nikitin, and K. Toms, Phys. At. Nucl. **68**, 1842 (2005).
22. M. Neubert and B. Stech, Adv. Ser. Dir. High Energy Phys. **15**, 294 (1998).
23. F. Kruger and D. Melikhov, Phys. Rev. D **67**, 034002 (2003).
24. D. Melikhov and B. Stech, Phys. Rev. D **62**, 014006 (2000).
25. The development page for the EvtGen project, <https://evtgen.hepforge.org/>
26. I. Balakireva, D. Melikhov, N. Nikitin, and D. Tlisov, Phys. Rev. D **81**, 054024 (2010).
27. E. Byckling and K. Kajantie, *Particle Kinematics* (John Wiley and Sons, London, New York, Sydney, Toronto, 1973).
28. A. R. Barker, H. Huang, P. A. Toale, and J. Engle, Phys. Rev. D **67**, 033008 (2003).

THE DESCRIPTION OF THE FOUR-PARTICLE DECAYS

$$\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^- \text{ IN THE FRAMEWORK}$$

OF THE STANDARD MODEL

A. V. Danilina^{1),2)}, N. V. Nikitin^{1),2),3),4)}¹⁾Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia²⁾NRC "Kurchatov Institute" — ITEP, Moscow, Russia³⁾Lomonosov Moscow State University, Physics Faculty, Moscow, Russia⁴⁾The Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

In the framework of the Standard Model, partial widths, double and single differential distributions for four-lepton decays $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ were calculated, $q = \{d, s\}$. The contributions of the emission of a virtual photon by light q - and heavy b -quarks, the bremsstrahlung by charged leptons in the final state, the leading contribution of "weak annihilation", and the contribution of wide vector $c\bar{c}$ -resonances are taken into account. Contributions from narrow J/ψ - and $\psi(2S)$ -resonances are excluded. The emission of a virtual photon by a light quark $\bar{B}_q$ -meson is described using the vector meson dominance model. Only the contribution of the lightest vector mesons, which include a $q\bar{q}$ -pair, is taken into account. For the $\bar{B}_s$ -meson this is $\varphi(1020)$ -resonance. For the $\bar{B}_d$ -meson, the contributions of $\rho^0(770)$ - and $\omega(782)$ -resonances are taken into account. Two possibilities are considered. The first: the contributions of narrow $\varphi(1020)$ - and $\omega(782)$ -mesons are excluded from the partial widths of the corresponding decays. The second: the contributions of narrow resonances are taken into account. The question of the influence of the subtractive procedure on the magnitude of the partial widths of $\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ decays has been studied.

ПОЗИТРОННЫЕ СВЕРХКРИТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ И СПОНТАННОЕ РОЖДЕНИЕ ПОЗИТРОНОВ ПРИ МЕДЛЕННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2024 г. Д. А. Тельнов^{1)*}, Н. К. Дулаев^{1),2)}, Ю. С. Кожедуб¹⁾, И. А. Мальцев¹⁾, Р. В. Попов^{1),2)},
И. И. Тупицын¹⁾, В. М. Шабаетв^{1),2),**}

Поступила в редакцию 22.11.2023 г.; после доработки 22.11.2023 г.; принята к публикации 22.11.2023 г.

Представлено теоретическое и численное исследование позитронных сверхкритических резонансов в системах, состоящих из двух голых ядер с большими зарядами. Положения и ширины резонансов в зависимости от межъядерного расстояния рассчитаны с помощью комплексного обобщенного псевдоспектрального метода в модифицированных вытянутых сфероидальных координатах. Полученные результаты применены для оценки вероятности спонтанного рождения позитронов в медленных столкновениях $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$.

DOI: 10.31857/S0044002724030146, EDN: IVYXWG

1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная квантово-электродинамическая теория (КЭД) предсказывает, что спонтанное рождение электрон-позитронной пары в постоянном электрическом поле может наблюдаться при условии, что напряженность поля становится сравнимой с некоторым критическим значением или превышает его [1]. Однако до настоящего времени спонтанное образование пар в экспериментах не обнаружено из-за чрезвычайно высокого значения критической напряженности поля. Для однородного электрического поля она равна 1.3×10^{18} В/м. В случае кулоновского поля сверхкритический режим может быть достигнут в низкоэнергетических столкновениях двух голых ядер с общим зарядовым числом больше 173. При таком столкновении первоначально нейтральный вакуум должен распасться на заряженный вакуум и два позитрона (см. работы [2–7] и ссылки в них). Это явление было предсказано более 50 лет назад, но до сих пор не наблюдалось в экспериментах. Главным препятствием для экспериментального наблюдения этого явления является слишком малое время существования сверхкритического режима. В результате спонтанное рождение пар сильно маскируется динамическим (или индуцированным) рождением пар, обусловленным зависимостью поля от времени. Это стало основной причиной, по которой франкфуртская группа, работавшая над этой темой более 20 лет, пришла к выводу, что распад вакуума можно наблюдать только при столкновениях со слипанием ядер, когда

они связываются в течение некоторого периода времени за счет ядерных сил [8]. На сегодняшний день у нас нет доказательств слипания ядер при столкновениях столь тяжелых ионов, поэтому этот сценарий не выглядит перспективным. Однако в недавних работах петербургской группы [9–12] было обнаружено, что распад вакуума можно наблюдать посредством измерений вероятностей образования пар и соответствующих позитронных спектров с разрешением по параметру удара. В этих работах было показано, что четкие признаки перехода от докритического к сверхкритическому режиму возникают как в вероятностях рождения пар, так и в спектрах позитронов, если рассматривать столкновения вдоль траекторий, соответствующих заданному минимальному межъядерному расстоянию.

Расчеты франкфуртской и петербургской групп показали, что вклады динамического и спонтанного каналов образования пар складываются когерентно, и, как правило, полная вероятность рождения пар для данной траектории не проявляет каких-либо пороговых эффектов при пересечении границы между докритическим и сверхкритическим режимами. По этой причине мы не можем формально разделить эти каналы в полной вероятности образования пар при рассмотрении столкновений при заданных параметрах и энергиях удара. Однако для оценки спонтанного вклада в полную вероятность можно проинтегрировать ширину резонанса по времени сверхкритического режима при движении ядер по своим траекториям [13, 14]. В настоящей статье мы проводим этот расчет для лобовых столкновений в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ при энергиях, соответствующих кратчайшему межъядерному расстоянию $R_{\min} = 17.5$ фм. Это расстояние было выбрано как ми-

¹⁾ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.

²⁾ НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

* E-mail: d.telnov@spbu.ru

** E-mail: v.shabaev@spbu.ru

нимальное в сценариях экспериментального наблюдения перехода к сверхкритическому режиму в работах [11, 12]. Таким образом, настоящая работа должна позволить лучше понять, почему возможно экспериментально наблюдать переход к сверхкритическому режиму в рамках ранее предложенных сценариев [9–12].

Статья организована следующим образом. Разд. 2 содержит краткое описание теоретического подхода, в разд. 3 мы описываем наш численный метод, в разд. 4 мы представляем и обсуждаем наши результаты, а разд. 5 содержит заключительные замечания. Если не указано иное, в статье используются атомные единицы.

2. ТЕОРИЯ

2.1. Стационарное уравнение Дирака

Чтобы упростить вычисления, мы будем использовать картину дырок Дирака, основанную на уравнении Дирака для позитронов [6, 15]. Спектр однопозитронного уравнения Дирака получается инверсией соответствующего спектра для электрона относительно точки $E = 0$. При этом наблюдаемыми являются только состояния позитрона, происходящие из верхнего континуума, $E \geq c^2$. Состояния же, происходящие из нижнего континуума, которые включают и состояния дискретного спектра, отщепившиеся от нижнего континуума при включении поля ядра, образуют позитронный вакуум¹ [6]. Рождению позитрона соответствует переход из таких состояний в верхний континуум. При этом создается дырка в нижнем континууме или в дискретном состоянии, которая интерпретируется как электрон в континууме или связанном состоянии соответственно. Таким образом, рождение электрон-позитронной пары может быть вызвано поглощением энергии из внешнего поля или может произойти спонтанно, если параметры ядерной системы, такие как межъядерное расстояние, позволяют энергии некоторого вакуумного позитронного состояния попасть в область верхнего континуума.

В нашем случае по мере уменьшения расстояния между двумя ядрами состояния дискретного спектра в щели между нижним и верхним континуумами смещаются в сторону начала верхнего континуума. Если суммарный заряд системы $2Z_n$ превышает 173, то, по крайней мере, самые верхние такие состояния $1s\sigma_g$ в конце концов пересекают границу верхнего континуума, становясь сверхкритическими резонансами. В полном соответствии с более привычным подходом, основанном на уравнении Дирака для электро-

на, равно как и строгим КЭД подходом [1], ширины этих резонансов определяют вероятность спонтанного рождения электрон-позитронной пары. Положения и ширины позитронных сверхкритических резонансов можно получить путем решения стационарного уравнения Дирака для однопозитронной системы с двумя одинаковыми ядрами в системе центра масс:

$$H\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где $\Psi(\mathbf{r})$ — четырехкомпонентная волновая функция позитрона, а гамильтониан H имеет вид

$$H = c(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}) + c^2\beta + U. \quad (2)$$

В уравнении (2) c — скорость света (равная обратной постоянной тонкой структуры в атомной системе единиц), $\mathbf{p}$ — оператор импульса, а $\boldsymbol{\alpha}$ и β — матрицы Дирака:

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0_2 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0_2 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 1_2 & 0_2 \\ 0_2 & -1_2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

В уравнении (3) 0_2 и 1_2 есть нулевая и единичная матрицы размерности 2×2 :

$$0_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad 1_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

а $\boldsymbol{\sigma}$ обозначает вектор, состоящий из матриц Паули в качестве компонент:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Взаимодействие с ядрами U можно описать следующим образом:

$$U = U_n(|\mathbf{r} + a\mathbf{e}_z|) + U_n(|\mathbf{r} - a\mathbf{e}_z|), \quad (6)$$

где U_n — потенциал, зависящий от распределения заряда ядра, $\mathbf{e}_z$ — единичный вектор вдоль оси z , на которой находятся ядра.

При решении уравнения (1) нас интересуют комплексные собственные значения энергии позитронных резонансов:

$$E = E_r - i\frac{\Gamma}{2}, \quad (7)$$

где E_r — положение резонанса на шкале энергии, а Γ — его ширина, положительное число, имеющее смысл вероятности рождения позитрона в единицу времени. Теоретически такие собственные значения можно найти, накладывая граничные условия в виде расходящейся волны на собственную функцию при стремящемся к бесконечности значении радиальной координаты. Оказывается, однако, что абсолютная величина резонансной волновой функции неограниченно возрастает при $r \rightarrow \infty$, что делает численную реализацию задачи на собственные значения не такой

¹Здесь следует подчеркнуть, что мы говорим именно о математическом спектре дираковского гамильтониана, а не о состояниях реального позитрона, который, конечно же, никаких связанных состояний в поле отталкивания не образует, и не о разрешенных областях движения частицы, которые обычно изображаются в квазиклассическом подходе (см., например, [16, 17]).

тривиальной, поскольку стандартные процедуры подразумевают нулевые граничные условия для волновой функции на бесконечности. Существуют различные способы преодоления этой трудности, включая использование комплексных поглощающих потенциалов [18] и комплексное масштабирование координат [19]. Мы используем равномерное комплексное масштабирование, при котором вся полуось координаты λ (см. ниже уравнение (10)) поворачивается в комплексной плоскости на угол Θ , лежащий в некотором допустимом интервале. После такого поворота в комплексной плоскости резонансная волновая функция стремится к нулю на бесконечности, так что можно использовать обычные нулевые граничные условия.

2.2. Модель распределения заряда в ядре

Для расчетов сверхкритических позитронных резонансов с помощью комплексного масштабирования ядерный потенциал должен допускать аналитическое продолжение. Воспользуемся гауссовым распределением плотности заряда ядра $\rho_n(r)$:

$$\rho_n(r) = \frac{Z_n}{\pi^{3/2}} \left(\frac{s}{R_n} \right)^3 \exp \left[- \left(\frac{sr}{R_n} \right)^2 \right], \quad (8)$$

где Z_n — полный заряд одного ядра, R_n — среднеквадратичный радиус ядра и s — безразмерный подстраиваемый параметр. В расчетах мы использовали значения $R_n = 5.8571$ фм для изотопа урана ^{238}U и $R_n = 5.8429$ фм для изотопа кюрия ^{244}Cm [20]. В этой модели ядерный потенциал принимает вид

$$U_n(r) = \frac{Z_n}{r} \operatorname{erf} \left(\frac{sr}{R_n} \right), \quad (9)$$

где $\operatorname{erf}(z)$ — функция ошибок. Поскольку функция ошибок голоморфна на всей комплексной плоскости, ее аналитическое продолжение с вещественной оси не вызывает трудностей. Параметр s был подобран так, чтобы воспроизвести низколежащие уровни энергии одноэлектронных двухатомных квазимолекул при межъядерном расстоянии $2/Z_n$, наиболее близкие к тем, которые дает модель Ферми для распределения заряда в ядре [21], которая считается довольно точной и широко используется в расчетах [22–24]. Наилучшее соответствие получается при $s = 1.189$. Энергии основного ($1s_g$) и первого возбужденного ($2p_{1/2}\sigma_u$) состояний квазимолекул U_2^{183+} и Cm_2^{191+} при $R = 2/Z_n$ представлены в табл. 1 для модели Ферми и модели Гаусса с $s = 1.189$. Энергии были рассчитаны с использованием рекомендованного CODATA значения обратной постоянной тонкой структуры 137.035999084 [25].

3. МЕТОД РАСЧЕТА

Задача на собственные значения (1) решается с помощью обобщенного псевдоспектрального (GPS) метода в вытянутых сфероидальных координатах [26].

Таблица 1. Энергии электрона в состояниях $1s_g$ и $2p_{1/2}\sigma_u$ квазимолекул U_2^{183+} и Cm_2^{191+} при межъядерном расстоянии $R = 2/Z_n$ (а.е.); нулевой уровень энергии соответствует началу верхнего электронного континуума

Система	Орбиталь	Модель Ферми	Модель Гаусса
U_2^{183+}	$1s_g$	–9956.962	–9956.948
	$2p_{1/2}\sigma_u$	–7187.069	–7187.046
Cm_2^{191+}	$1s_g$	–10916.92	–10916.93
	$2p_{1/2}\sigma_u$	–8000.568	–8000.576

Вытянутые сфероидальные координаты [27] являются естественным выбором для описания двухатомных квантовых систем. Здесь мы используем слегка модифицированные вытянутые сфероидальные координаты, более удобные для систем с переменным межъядерным расстоянием. А именно, мы делаем сдвиг обычной координаты ξ и масштабируем ее параметром a , который равен половине межъядерного расстояния:

$$\lambda = a(\xi - 1). \quad (10)$$

Предполагается, что центры распределений зарядов ядер сосредоточены в точках $\pm a$ на декартовой оси z , а связь между декартовыми координатами и модифицированными вытянутыми сфероидальными координатами выглядит так:

$$\begin{aligned} x &= \sqrt{[(\lambda + a)^2 - a^2][1 - \eta^2]} \cos \varphi, \\ y &= \sqrt{[(\lambda + a)^2 - a^2][1 - \eta^2]} \sin \varphi, \\ z &= (\lambda + a)\eta. \end{aligned} \quad (11)$$

При любом a координаты λ и η изменяются в пределах $[0, \infty]$ и $[-1, 1]$ соответственно. Угол φ , как обычно, описывает вращение вокруг (межъядерной) оси z и изменяется в пределах $[0, 2\pi]$.

Задача является двумерной, поскольку угол φ можно исключить из-за вращательной симметрии. В методе GPS волновые функции и операторы дискретизируются на наборе точек коллокации, которые являются корнями ортогональных многочленов или их производных. Мы используем полиномы Лежандра и применяем квадратурную схему Радау для координаты λ и квадратурную схему Гаусса для координаты η [28]. Поскольку точки коллокации лежат внутри интервала $[-1, 1]$, необходимо применить функцию отображения для представления координаты λ :

$$\lambda = R_l \frac{(1+x)^2}{1-x} \exp(i\Theta). \quad (12)$$

В уравнении (12) переменная x принимает значения в интервале $[-1, 1]$, а R_l является параметром отображения; этот параметр используется для изменения распределения точек λ -сетки и тем самым повышения точности вычислений. Квадратичная зависимость

λ от $1 + x$ обеспечивает достаточно плотное распределение точек сетки при малых λ ; в частности, может быть хорошо описан ядерный потенциал на очень малых расстояниях в пределах радиуса ядра. Обращаем внимание на комплексный коэффициент масштабирования $\exp(i\Theta)$ в правой части (12). Этот множитель обеспечивает комплексное масштабирование в методе GPS, так что комплексные собственные значения могут быть получены с помощью стандартных компьютерных программ для диагонализации неэрмитовских матриц. Метод GPS с комплексным масштабированием доказал свою надежность при расчетах резонансных состояний в атомных и молекулярных системах [29], при этом вычисленные комплексные собственные значения энергии не зависят от угла комплексного вращения Θ в широком интервале значений этого угла.

Координата η меняется в том же интервале $[-1, 1]$, где лежат точки коллокации квадратуры Гаусса–Лежандра. Может показаться, что для представления этой координаты не требуется никакого дополнительного отображения. Однако, как было отмечено в работе [30], волновые функции, соответствующие нечетным проекциям орбитального углового момента на межъядерную ось, демонстрируют сингулярность с квадратным корнем при $\eta \rightarrow \pm 1$, что может существенно уменьшить точность численного дифференцирования в методе GPS. Чтобы обойти эту проблему, было предложено специальное отображение координат [28], которое можно использовать для любой проекции углового момента без потери точности. Здесь мы также применяем это отображение для координаты η :

$$\eta = \sin\left(\frac{\pi}{2}y\right), \quad (13)$$

где y обозначает точки коллокации квадратуры Гаусса–Лежандра.

Мы провели расчеты позитронных сверхкритических резонансов со следующими численными параметрами: 160 точек сетки для координаты λ , 16 точек сетки для координаты η , параметр отображения $R_l = 1/Z_n$, комплексный угол поворота $\Theta = 0.3$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

По мере уменьшения межъядерного расстояния дискретные состояния позитронного спектра в щели между нижним и верхним континуумами смещаются вверх. При этом высшие состояния $1s\sigma_g$ со временем входят в область верхнего континуума, если суммарный заряд двух ядер превышает 173. Если суммарный заряд ядер еще больше, то следующие дискретные вакуумные состояния позитрона также могут перейти в верхний континуум. Для рассматриваемых столкновительных систем с кратчайшим межъядерным расстоянием $R_{\min} = 17.5$ фм это происходит для

системы Cm^{96+} – Cm^{96+} : уровень энергии $1s\sigma_g$ переходит в верхний континуум при межъядерном расстоянии $R \approx 52$ фм, а уровень $2p_{1/2}\sigma_u$ достигает начала верхнего континуума при значении $R \approx 20$ фм. Для системы U^{92+} – U^{92+} только уровень энергии $1s\sigma_g$ достигает верхнего континуума при $R \approx 35$ фм, с уровнем $2p_{1/2}\sigma_u$ могло бы произойти то же самое на расстоянии $R \approx 11$ фм, но это расстояние недостижимо для рассматриваемых столкновений, поскольку оно меньше $R_{\min}$.

Как только дискретное вакуумное состояние позитрона переходит в верхний континуум, оно становится нестабильным резонансным состоянием, которое можно характеризовать комплексной энергией (7). Поэтому вакуум может подвергнуться спонтанному распаду с рождением свободного позитрона. Скорость этого процесса определяется величиной Γ , которая равна удвоенному абсолютному значению мнимой части комплексной энергии. Центр распределения позитронов по энергии определяется значением E_r , вещественной части комплексной энергии, а ширина этого распределения равна Γ .

На рис. 1 показана ширина $1s\sigma_g$ позитронного сверхкритического резонанса в зависимости от межъядерного расстояния R для систем U^{92+} – U^{92+} и Cm^{96+} – Cm^{96+} . Для U^{92+} – U^{92+} ширина Γ тождественно равна нулю при $R > 35$ фм, а для Cm^{96+} – Cm^{96+} она равна нулю при $R > 52$ фм. Как видно из рис. 1, ширина резонанса остается весьма малой, пока уровень резонансной энергии не поднимается высоко в верхний континуум. Поэтому вкладом состояния $2p_{1/2}\sigma_u$ в спонтанное рождение позитронов в Cm^{96+} – Cm^{96+} можно пренебречь: это состояние становится сверхкритическим резонансом в небольшом диапазоне межъядерных расстояний $17.5 < R < 20$ фм, не уходит далеко в верхний континуум и его ширина всегда на несколько порядков меньше ширины состояния $1s\sigma_g$. Наши данные для ширины сверхкритического $1s\sigma_g$ -резонанса в системе U^{92+} – U^{92+} хорошо согласуются с недавними результатами Мальцева и соавторов [31], которые использовали одноцентровый подход в сферических координатах и модель однородно заряженного шара для распределения заряда ядра, а также с результатами более ранней работы Марсмана и Хорбача [32]. В отличие от реализации метода комплексного вращения в работе [31], нам не нужно искать оптимальный комплексный угол поворота, поскольку наши результаты не зависят от этого угла в диапазоне от 0.2 до 0.5.

Спонтанный распад вакуума при медленных столкновениях тяжелых ядер подчиняется экспоненциальному закону с мгновенной скоростью распада $\Gamma(t)$ в каждый момент времени t в сверхкритическом режиме, когда $\Gamma(t)$ не обращается в нуль. Если вероятность P_s спонтанного рождения позитрона значи-

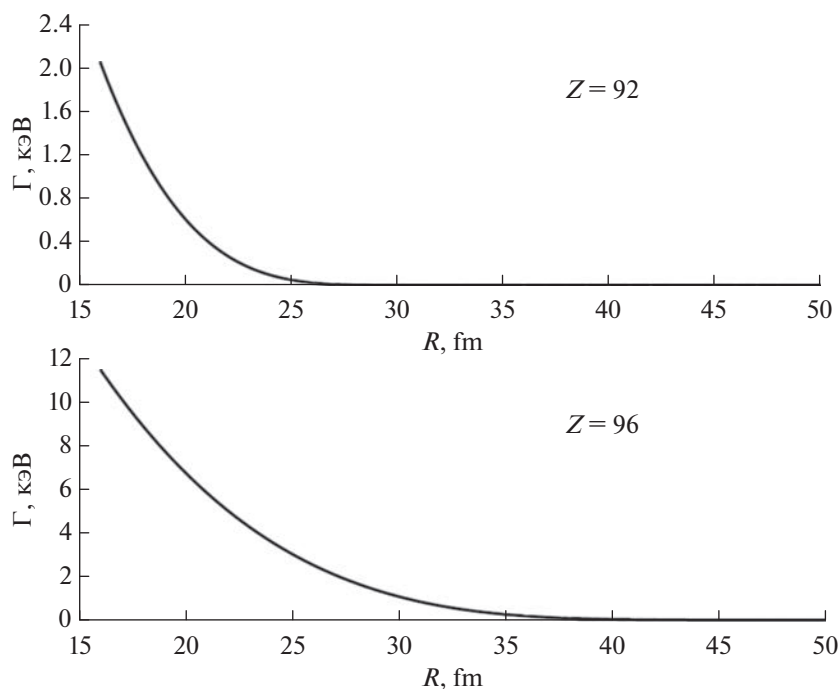


Рис. 1. Ширина позитронного сверхкритического резонанса $1s\sigma_g$ в зависимости от межъядерного расстояния в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$.

тельно меньше единицы, ее можно рассчитать по следующей формуле:

$$P_s = 2 \int_{-t_s}^{t_s} dt \Gamma(t), \quad (14)$$

где $-t_s$ и t_s обозначают времена входа и выхода из сверхкритического режима при движении ядер по своим траекториям. Множитель 2 в правой части уравнения (14) учитывает две возможные проекции углового момента позитрона на межъядерную ось: уровень энергии $1s\sigma_g$ вырожден и соответствует двум различным состояниям с проекциями углового момента $\frac{1}{2}$ и $-\frac{1}{2}$ на межъядерную ось. Зависимость Γ от времени определяется законом движения ядер. Функция $\Gamma(R)$, представленная на рис. 1, универсальна, но закон движения $R(t)$ различен для разных траекторий. Ниже рассматриваются лобовые столкновения в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$. Мы предполагаем классическое движение ядер, поэтому их траектории и законы движения являются решениями известной задачи Резерфордовского рассеяния.

На рис. 2 и 3 показаны положение сверхкритического резонанса E_r и его ширина Γ в зависимости от времени при лобовых столкновениях с $R_{\min} = 17.5$ фм в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ соответственно. Кратчайшее межъядерное расстояние $R_{\min}$ достигается в момент времени $t = 0$. Для положения резонанса E_r нулевой уровень энергии соответствует началу верхнего позитронного континуума. Максимум при $t = 0$ у функции $E_r(t)$ может служить оценкой

наибольшей энергии позитронов, рожденных с помощью спонтанного механизма в рассматриваемых столкновениях. Для системы $U^{92+}-U^{92+}$ эта энергия составляет примерно 270 кэВ; для системы $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ она равна 550 кэВ. Ожидается, что при более высоких энергиях функция энергетического распределения позитронов, образующихся в результате спонтанного распада вакуума, будет быстро убывать.

Полезно сравнить вероятности спонтанного рождения позитронов, рассчитанные по формуле (14), и полные вероятности рождения позитронов, полученные из решения нестационарного уравнения Дирака, которые можно найти для тех же лобовых столкновений в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ в недавних работах [11, 12]. Мы приводим такое сравнение в табл. 2. Видно, что вклад спонтанного механизма в полную вероятность рождения позитронов уже становится значительным в системе $U^{92+}-U^{92+}$ (около 27%) и является доминирующим в системе $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ (около 78%). Эти результаты полностью согласуются с предыдущими выводами [9–12], которые указывают на то, что наблюдение спонтанного распада вакуума возможно при реализации некоторых схем столкновений с разрешением по параметру удара.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы изложили результаты теоретического и численного исследования позитронных сверхкритических резонансов в системах двух го-

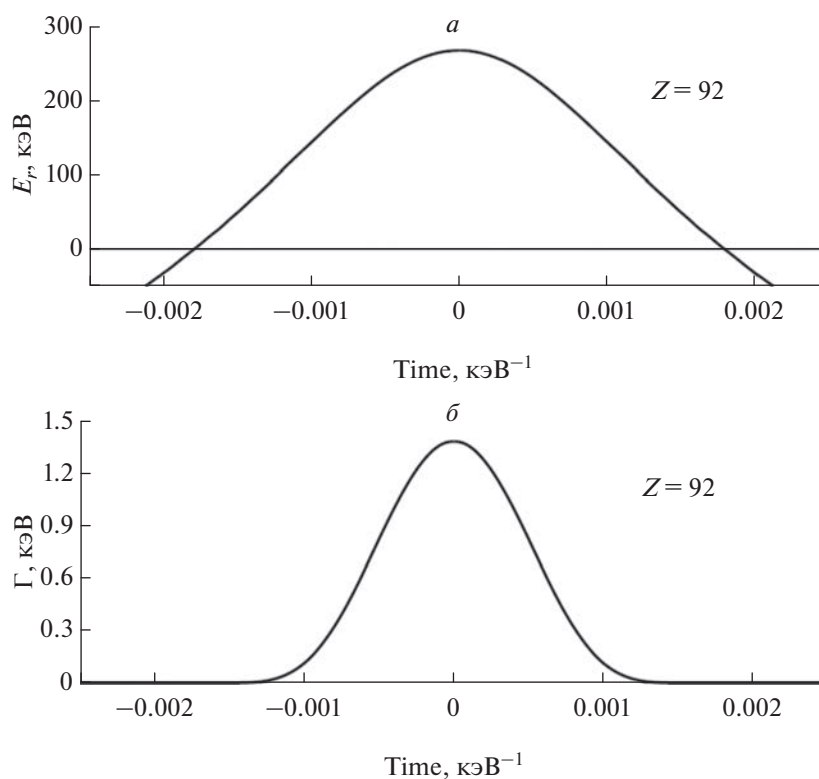


Рис. 2. Положение (а) и ширина (б) позитронного сверхкритического резонанса $1s\sigma_g$ в зависимости от времени для лобового столкновения $\text{U}^{92+} - \text{U}^{92+}$ с минимальным межъядерным расстоянием $R_{\min} = 17.5$ фм.

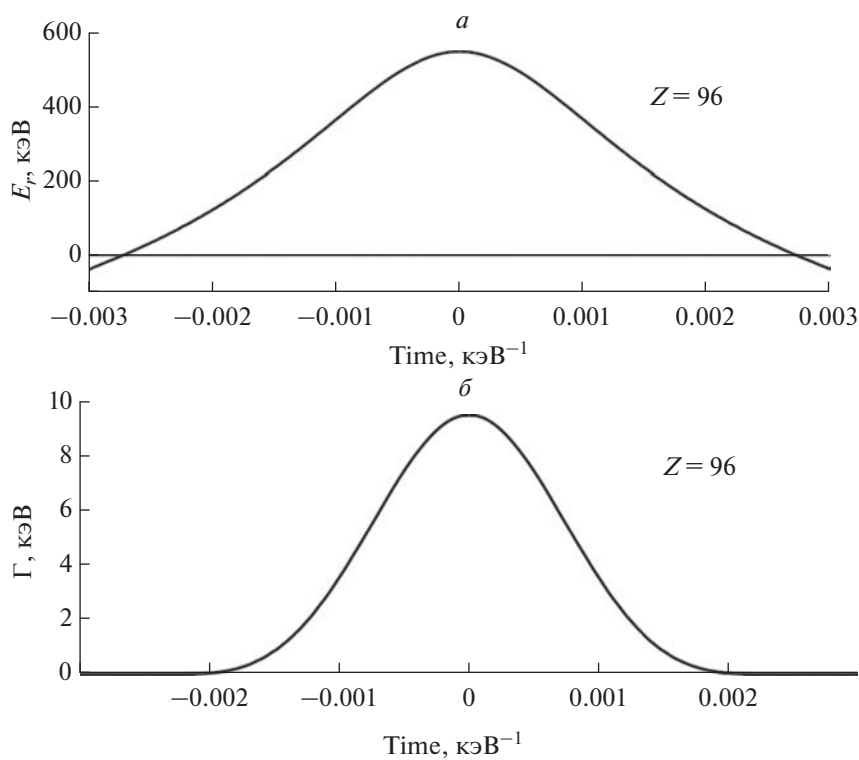


Рис. 3. Положение (а) и ширина (б) позитронного сверхкритического резонанса $1s\sigma_g$ в зависимости от времени для лобового столкновения $\text{Sm}^{96+} - \text{Sm}^{96+}$ с минимальным межъядерным расстоянием $R_{\min} = 17.5$ фм.

Таблица 2. Вероятность спонтанного рождения позитрона P_s вследствие распада сверхкритического резонанса $1s\sigma_g$ и полная вероятность рождения позитрона P_t [12] при лобовом столкновении в системах $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ с минимальным межъядерным расстоянием $R_{\min} = 17.5$ фм

Система	P_s	P_t	P_s/P_t
$U^{92+}-U^{92+}$	0.00326	0.0120	0.27
$Cm^{96+}-Cm^{96+}$	0.0333	0.0425	0.78

лых ядер. Теоретический подход основан на стационарном уравнении Дирака для позитронов, а расчеты проведены с помощью обобщенного псевдоспектрального метода с комплексным масштабированием в модифицированных вытянутых сфероидальных координатах. Обобщенный псевдоспектральный метод ранее доказал свою точность и эффективность в многочисленных атомных и молекулярных расчетах. Равномерное комплексное масштабирование в модифицированных вытянутых сфероидальных координатах, реализованное нами в этой работе, показало свою надежность: собственные значения комплексной энергии нечувствительны к большим изменениям комплексного угла поворота, по крайней мере, в диапазоне от 0.2 до 0.5.

Численные данные, полученные в наших расчетах позитронных сверхкритических резонансов, использованы для оценки вероятностей спонтанного рождения позитронов в медленных столкновениях голых ядер $U^{92+}-U^{92+}$ и $Cm^{96+}-Cm^{96+}$. Наши результаты показывают, что вклад спонтанного механизма в полную вероятность образования позитронов в лобовых столкновениях с кратчайшим межъядерным расстоянием $R_{\min} = 17.5$ фм значителен для столкновения $U^{92+}-U^{92+}$ и становится доминирующим для столкновения $Cm^{96+}-Cm^{96+}$. Конечно, при ненулевых прицельных параметрах, с ростом $R_{\min}$, динамический механизм рождения позитронов становится все более важным. Однако мы полагаем, что экспериментальное наблюдение фундаментального процесса спонтанного распада вакуума при медленных столкновениях атомных ядер с большими зарядами все же возможно, если реализовать в эксперименте схему совпадений и регистрировать только позитроны, возникающие в результате столкновений с малыми прицельными параметрами (и большими углами рассеяния ядер). Переход от докритического режима к сверхкритическому можно наблюдать согласно сценариям, предложенным в работах [9–12].

Работа выполнена при финансовой поддержке со стороны Российского научного фонда (грант № 22-62-00004).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. S. Fradkin, D. M. Gitman, and S. M. Shvartsman, Quantum Electrodynamics with Unstable Vacuum (Springer-Verlag, Berlin, 1991).

2. I. Pomeranchuk and J. Smorodinsky, J. Phys. USSR **9**, 97 (1945).
3. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **57**, 654 (1969) [Sov. Phys. JETP **30**, 358 (1970)].
4. W. Pieper and W. Greiner, Z. Phys. **218**, 327 (1969).
5. Я. Б. Зельдович, В. С. Попов, УФН **105**, 403 (1971) [Sov. Phys. Usp. **14**, 673 (1972)].
6. W. Greiner, B. Muller, and J. Rafelski, Quantum Electrodynamics of Strong Fields (Springer-Verlag, Berlin, 1985).
7. D. N. Voskresensky, Universe **7**, 104 (2021).
8. J. Reinhardt and W. Greiner, in Proceeding of the Memorial Symposium for Gerhard Soff, Ed. W. Greiner and J. Reinhardt (EP Systema, Budapest, 2005), p. 181.
9. I. A. Maltsev, V. M. Shabaev, R. V. Popov, Y. S. Kozhedub, G. Plunien, X. Ma, T. Stohlker, and D. A. Tumakov, Phys. Rev. Lett. **123**, 113401 (2019).
10. V. M. Shabaev, A. I. Bondarev, D. A. Glazov, Y. S. Kozhedub, I. A. Maltsev, A. V. Malyshev, R. V. Popov, D. A. Tumakov, and I. I. Tupitsyn, PoS(FFK2019), <https://pos.sissa.it/353/052/pdf>
11. R. V. Popov, V. M. Shabaev, D. A. Telnov, I. I. Tupitsyn, I. A. Maltsev, Y. S. Kozhedub, A. I. Bondarev, N. V. Kozin, X. Ma, G. Plunien, T. Stohlker, D. A. Tumakov, and V. A. Zaytsev, Phys. Rev. D **102**, 076005 (2020).
12. R. V. Popov, V. M. Shabaev, I. A. Maltsev, D. A. Telnov, N. K. Dulaev, and D. A. Tumakov, Phys. Rev. D **107**, 116014 (2023).
13. В. С. Попов, ЖЭТФ **65**, 35 (1973) [Sov. Phys. JETP **38**, 18 (1974)].
14. H. Peitz, B. Muller, J. Rafelski, and W. Greiner, Lett. Nuovo Cimento **8**, 37 (1973).
15. S. I. Godunov, B. Mached, and M. I. Vysotsky, Eur. Phys. J. C **77**, 782 (2017).
16. А. Б. Мигдал, В. С. Попов, Д. Н. Воскресенский, ЖЭТФ **72**, 834 (1977) [Sov. Phys. JETP **45**, 436 (1977)].
17. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика (Наука, Москва, 1981).
18. J. Muga, J. Palao, B. Navarro, and I. Egusquiza, Phys. Rep. **395**, 357 (2004).
19. N. Moiseyev, Phys. Rep. **302**, 211 (1998).
20. I. Angeli and K. P. Marinova, At. Data Nucl. Data Tables **99**, 69 (2013).
21. F. A. Parpia and A. K. Mohanty, Phys. Rev. A **46**, 3735 (1992).
22. L. Visscher and K. G. Dyall, At. Data Nucl. Data Tables **67**, 207 (1997).
23. V. M. Shabaev, I. I. Tupitsyn, and V. A. Yerokhin, Phys. Rev. A **88**, 012513 (2013).
24. D. V. Mironova, I. I. Tupitsyn, V. M. Shabaev, and G. Plunien, Chem. Phys. **449**, 10 (2015).
25. E. Tiesinga, P. J. Mohr, D. B. Newell, and B. N. Taylor, Rev. Mod. Phys. **93**, 025010 (2021).

26. D. A. Telnov, D. A. Krapivin, J. Heslar, and S. I. Chu, J. Phys. Chem. A **122**, 8026 (2018).
27. M. Abramowitz and I. A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables (Dover, New York, 1972), 10th ed.
28. D. A. Telnov and S.-I. Chu, Phys. Rev. A **80**, 043412 (2009).
29. S.-I. Chu and D. A. Telnov, Phys. Rep. **390**, 1 (2004).
30. D. A. Telnov and S.-I. Chu, Phys. Rev. A **76**, 043412 (2007).
31. И. А. Мальцев, В. М. Шабает, В. А. Зайцев, Р. В. Попов, Ю. С. Кожедуб, Д. А. Тумаков, Опт. и спектр. **128**, 1094 (2020) [Opt. Spectr. **128**, 1100 (2020)].
32. A. Marsman and M. Horbatsch, Phys. Rev. A **84**, 032517 (2011).

POSITRON SUPERCRITICAL RESONANCES AND SPONTANEOUS POSITRON CREATION IN SLOW COLLISIONS OF HEAVY NUCLEI

D. A. Telnov¹⁾, N. K. Dulaev^{1),2)}, Y. S. Kozhedub¹⁾, I. A. Maltsev¹⁾, R. V. Popov^{1),2)}, I. I. Tupitsyn¹⁾,
V. M. Shabaev^{1),2)}

¹⁾ St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

²⁾ National Research Center "Kurchatov Institute" – PNPI, Gatchina, Russia

We present a theoretical and computational study of positron supercritical resonances in systems consisting of two highly-charged bare nuclei. The resonance positions and widths depending on the internuclear separation are calculated with the help of the complex-scaling generalized pseudospectral method in modified prolate spheroidal coordinates. The results are applied to estimate the probability of spontaneous positron creation in slow $U^{92+}-U^{92+}$ and $Cm^{96+}-Cm^{96+}$ collisions.

Памяти Учителя Адеева Геннадия Дмитриевича

КОЭФФИЦИЕНТЫ РАДИАЛЬНОГО И ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО ТРЕНИЯ: ВЫВОД ФОРМУЛ, РАСЧЕТ И ПРИМЕНЕНИЕ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССА СТОЛКНОВЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

© 2024 г. В. Л. Литневский^{1),*}, А. Л. Литневский^{2),3),**}, Г. И. Косенко^{4),***}

Поступила в редакцию 17.09.2023 г.; после доработки 09.11.2023 г.; принята к публикации 19.11.2023 г.

Рассмотрен метод расчета сил и моментов сил трения, возникающих между двумя сталкивающимися с ненулевым прицельным параметром ядрами. На данном этапе работы предполагалось, что взаимодействующие ядра остаются сферическими на протяжении всего процесса столкновения. Проведено моделирование процесса столкновения сферических атомных ядер с учетом их постепенного включения во вращение вокруг собственных осей. Показано, что от момента перехода системы через кулоновский барьер до остановки относительного вращения сталкивающихся ядер требуется время порядка 10^{-21} с. Предлагается считать остановку радиального движения и относительного вращения сталкивающихся ядер условиями захвата ядра-снаряда ядром-мишенью, т.е. в момент захвата система должна вести себя как жесткая вращающаяся гантелька. Сравнение результатов расчета сечений захвата с экспериментальными данными показывает хорошую предсказательную силу рассмотренной приближенной модели в случае сильно асимметричной реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ (для всех энергий реакции) и в случае высоких энергий столкновения в более симметричных реакциях $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$.

DOI: 10.31857/S0044002724030151, EDN: IVXNQJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных направлений исследований в ядерной физике является моделирование реакций слияния-деления тяжелых ионов. Современные модели позволяют с хорошей точностью объяснить или даже предсказать [1] результаты экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер.

Описание процесса слияния–деления разумно разделить на две стадии [2, 3]. На первой стадии процесса происходит сближение сталкивающихся ядер [4–8] и перекрытие плотностей распределения ядерного вещества. На второй стадии происходит эволюция системы, образовавшейся после захвата ядра-снаряда ядром-мишенью [1, 9, 10].

При описании столкновения атомных ядер очень важно корректно учесть их взаимодействие друг с другом. На большом, по сравнению с размерами ядер, расстоянии имеет место только кулоновское отталкивание. По мере сокращения дистанции между поверхностями атомных ядер начинает проявляться еще и ядерное взаимодействие. Кроме того, в момент, когда плотности распределения вещества сталкивающихся

ядер начнут перекрываться, в системе появляются силы радиального и тангенциального трения.

В работе [11] было показано, что для повышения точности динамических расчетов кроме радиального трения необходимо учитывать также и тангенциальное. Это приводит к необходимости выработки единого подхода к расчету коэффициентов радиального и тангенциального трения.

Таким образом, целью настоящей работы является расчет коэффициентов трения в рамках единого физически обоснованного подхода и их применение при проведении динамических расчетов процесса столкновения сферических атомных ядер.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ СТОЛКИВАЮЩИМИСЯ ЯДРАМИ

Вслед за работой [7], ограничимся описанием взаимодействия двух сферических ядер, т.е. в ходе столкновения атомные ядра не деформируются. Возможность заморозки деформационных степеней свободы сталкивающихся ядер обсуждалась в работе [12], где было показано, что для сильно асимметричных реак-

¹⁾ Омский государственный университет путей сообщения, Россия.

²⁾ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Россия.

³⁾ Национальный медицинский исследовательский центр им. В. А. Алмазова, Санкт-Петербург, Россия.

⁴⁾ Военная академия материально-технического обеспечения имени генерала армии А. В. Хрулева, Омск, Россия.

* E-mail: vlad.lit@bk.ru

** E-mail: a_lit@list.ru

*** E-mail: kosenkophys@gmail.com

ций и при не слишком низких энергиях налетающих ядер данное приближение способно показать хорошее согласие с полноценными расчетами.

Плотность сферического ядра $\rho = \rho(r)$ (в дальнейшем, после подобных определений функций, если это не будет приводить к неправильной интерпретации формул, аргументы функций указываться не будут, т.е. обозначения ρ и $\rho(r)$ эквивалентны) убывает по мере увеличения расстояния r от его центра в соответствии с соотношением [7]:

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_d}{a_d} \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где параметр диффузности ядерной поверхности $a_d = 0.54$ Фм, расстояние от центра ядра, на котором плотность ядерного вещества уменьшается в 2 раза относительно плотности в центральной области ядра $R_d = \left(1.12A^{\frac{1}{3}} - 0.86^{-\frac{1}{3}} \right)$ (Фм), A — массовое число, а значение нормировочного множителя ρ_0 , вообще говоря, определяется из условия $\int_V \rho dV = A$. Однако, с хорошей точностью можно считать, что $\rho_0 = 0.17$ нуклон/Фм³.

Кулоновское взаимодействие $V_{\text{coul}} = V_{\text{coul}}(r_{\text{c.m.}})$ между сталкивающимися сферическими ядрами до тех пор, пока нет существенного перекрытия ядерных плотностей, можно описать простым соотношением

$$V_{\text{coul}}(r_{\text{c.m.}}) = k_e \frac{Z_t Z_p e^2}{r_{\text{c.m.}}}, \quad (2)$$

где $r_{\text{c.m.}}$ — расстояние между центрами масс ядер, Z_t и Z_p — зарядовые числа ядра-мишени и ядра-снаряда соответственно, e — заряд одного протона, k_e — электрическая постоянная. При существенном перекрытии плотностей ядерного вещества можно воспользоваться соотношением, приведенным в работе [13].

При расчете ядерного взаимодействия предполагается, что одно из ядер создает центральное поле $V_i(r)$, имеющее форму потенциала Вудса—Саксона

$$V_i(r) = V_0 \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_i}{a_0} \right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где индекс i принимает значения t , если потенциал создается ядром-мишенью, или p , если речь идет о ядре-снаряде. Параметрами потенциала являются его глубина $V_0 = -65$ МэВ и диффузность $a_0 = 0.55$ Фм. Расстояние от центра масс ядра, на котором потенциал становится в 2 раза меньше, чем в центре ядра, определяется соотношением $R_i = r_0 A_i^{1/3}$, $r_0 = 1.25$ Фм.

Используя соотношения (1) и (3), можно получить энергию ядерного взаимодействия ядра-снаряда с полем ядра-мишени $V_{tp} = V_{tp}(r_{\text{c.m.}})$ и энергию взаимодействия ядра-мишени с полем ядра-снаряда $V_{pt} = V_{pt}(r_{\text{c.m.}})$:

$$V_{ij}(r_{\text{c.m.}}) = \int V_i(|\mathbf{r}_{\text{c.m.}} - \mathbf{r}'|) \rho_j(r') d\mathbf{r}' \quad (4)$$

Конечное выражение для расчета потенциальной энергии ядерного взаимодействия $V_{\text{nuc}} = V_{\text{nuc}}(r_{\text{c.m.}})$ получается усреднением значений величин V_{tp} и V_{pt} [7]:

$$V_{\text{nuc}} = \frac{1}{2}(V_{tp} + V_{pt}). \quad (5)$$

Потенциальная энергия системы $V_{\text{pot}} = V_{\text{pot}}(r_{\text{c.m.}})$ сталкивающихся ядер определяется суммированием энергий ядерного (5) и кулоновского (2) взаимодействий:

$$V_{\text{pot}} = V_{\text{coul}} + V_{\text{nuc}}. \quad (6)$$

На рис. 1а показана зависимость потенциальной энергии системы от расстояния между центрами масс взаимодействующих ядер в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$. Данная зависимость имеет точку максимума, соответствующую кулоновскому барьеру в ядерной реакции. Степень перекрытия плотностей сталкивающихся атомных ядер на кулоновском барьере можно оценить с помощью рис. 1б, на котором показаны результаты расчетов плотностей ядерного вещества (1).

При численном моделировании процесса столкновения атомных ядер система с некоторой вероятностью может преодолеть кулоновский барьер. Далее, как говорится в работе [4], после остановки радиального сближения ядер происходит событие захвата. В настоящей работе предлагается добавить также условие прекращения относительного вращения сталкивающихся ядер (это условие будет обсуждаться ниже). Сечения событий захвата являются предметом экспериментальных исследований [14–16].

Следует заметить, что большую роль в описании динамики столкновения атомных ядер играют силы радиального и тангенциального трения. Они возникают в момент перекрытия плотностей рассматриваемых ядер, и могут оказать влияние как на вероятность перехода системы через кулоновский барьер, так и на скорость остановки относительного движения ядер.

3. РАДИАЛЬНОЕ ТРЕНИЕ

Сила трения $d\mathbf{F}_{tp} = d\mathbf{F}_{tp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_t, \mathbf{r}_p, \dot{\mathbf{r}}_{\text{c.m.}}, \Omega_t, \Omega_p, \omega)$, действующая на бесконечно малый элемент объема (точку) одного из сталкивающихся ядер со стороны второго ядра, пропорциональна произведению плотностей ядерного вещества ($\rho_t(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_t|)$ и ($\rho_p(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|)$) в данной точке (1) и скорости относительного движения ядерного вещества в данной точке $\mathbf{v}_{tp} = \mathbf{v}_{tp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_t, \mathbf{r}_p, \dot{\mathbf{r}}_{\text{c.m.}}, \Omega_t, \Omega_p, \omega)$ [17]:

$$d\mathbf{F}_{tp} = -k_0 \rho_t \rho_p \mathbf{v}_{tp} dV, \quad (7)$$

где $\mathbf{v}_{tp}$ в общем случае зависит от положений рассматриваемой точки $\mathbf{r}$, центра масс ядра-мишени $\mathbf{r}_t$ и центров масс ядра-снаряда $\mathbf{r}_p$, заданных в некоторой системе координат, от вектора скорости радиального сближения ядер $\dot{\mathbf{r}}_{\text{c.m.}}$, от скорости собственных вращений ядра-мишени Ω_t и ядра-снаряда Ω_p , а также

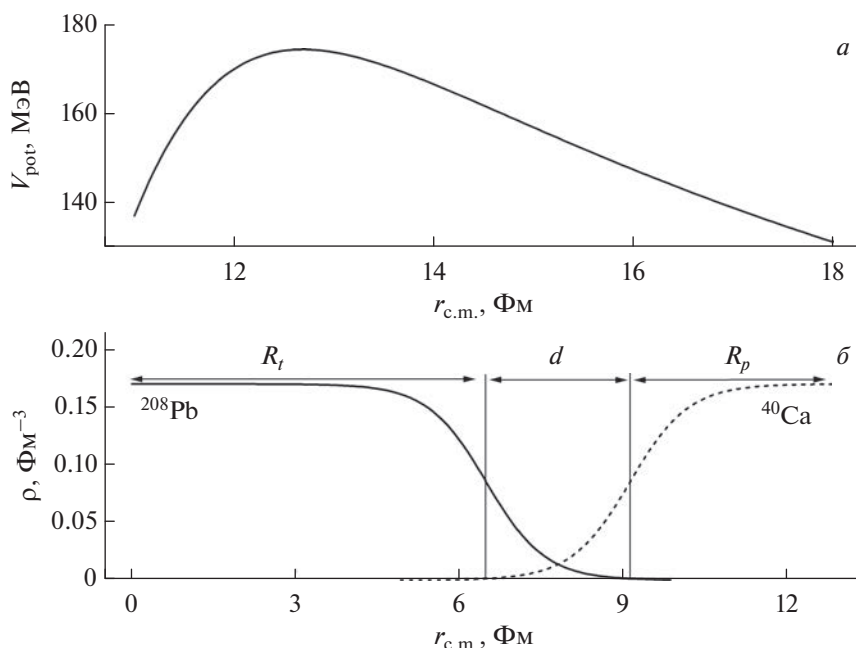


Рис. 1. *а* — Зависимость потенциальной энергии системы $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$ от расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер. *б* — Распределение плотностей ядерного вещества в момент перехода системы $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$ через кулоновский барьер.

от скорости вращения системы в целом относительно оси вращения, проходящей через ее центр масс. Коэффициент пропорциональности k_0 — некоторая постоянная, значение которой должно быть одинаковым для любых рассматриваемых реакций. Ниже будет показано, что расчет с использованием значения $k_0 = 4.5 \times 10^{-23}$ МэВ ФМ с с хорошей точностью воспроизводит экспериментальные данные в сильно асимметричной реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ и при высоких энергиях в реакциях $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$, $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, т.е. в области применения рассматриваемой модели.

Следует заметить, что при рассмотрении поступательного (радиального) движения сталкивающихся сферических ядер интегрирование выражения (7) по области перекрытия ядерных плотностей приводит к пропорциональности силы радиального трения и скорости радиального движения $\dot{r}_{\text{c.m.}}$ сталкивающихся ядер:

$$F_{\text{rad}}(r_{\text{c.m.}}, \dot{r}_{\text{c.m.}}) = -\dot{r}_{\text{c.m.}} k_0 \int \rho_t(r') \rho_p(|\mathbf{r}_{\text{c.m.}} - \mathbf{r}'|) d\mathbf{r}' = -\dot{r}_{\text{c.m.}} k_r, \quad (8)$$

где величина $k_r = k_r(r_{\text{c.m.}})$ представляет собой коэффициент радиального трения:

$$k_r = k_0 \int \rho_t(r') \rho_p(|\mathbf{r}_{\text{c.m.}} - \mathbf{r}'|) d\mathbf{r}'. \quad (9)$$

В работе [7] предлагается использовать приближенное выражение для вычисления коэффициента радиального трения $k_r^{\text{GK}} = k_r^{\text{GK}}(r_{\text{c.m.}})$:

$$k_r^{\text{GK}} = k_{r0} \left(\frac{dV_{\text{nucl}}}{dr_{\text{c.m.}}} \right)^2, \quad (10)$$

где $k_{r0} = 4 \times 10^{-23}$ с/МэВ — коэффициент радиального трения (эмпирическая постоянная), V_{nucl} — потенциал ядерного взаимодействия (6), который в конечном итоге зависит от величины области перекрытия плотностей вещества сталкивающихся ядер.

Сравнение значений коэффициентов трения k_r и k_r^{GK} для различных расстояний между центрами масс сталкивающихся ядер для реакции $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ приведено на рис. 2.

4. ТАНГЕНЦИАЛЬНОЕ ТРЕНИЕ

В общем случае все точки сталкивающихся ядер участвуют не только в радиальном поступательном, но и во вращательном движении. Поэтому кроме силы радиального трения (8) нужно учитывать еще и вращательный момент $\mathbf{M}_{tp} = \mathbf{M}_{tp}(r_{\text{c.m.}}, r_{\text{c.m.}}^t, r_{\text{c.m.}}^p, \dot{r}_{\text{c.m.}}, \Omega_t, \Omega_p, \omega)$ создаваемый силами трения, действующими между отдельными элементами объема вращающихся ядер:

$$\mathbf{M}_{tp} = k_0 \int \rho_t \rho_p \mathbf{r} \times \mathbf{v}_{tp} d\mathbf{r}, \quad (11)$$

где интегрирование производится по области перекрытия ядерных плотностей, вектор $\mathbf{r}$ указывает положение элемента объема одного из ядер, на который действует сила трения относительно оси вращения того же ядра, величины $r_{\text{c.m.}}^t$ и $r_{\text{c.m.}}^p$ — расстояния от центров масс соответствующих ядер до центра масс системы. На рис. 3 приведен схематический чертеж системы сталкивающихся ядер, заданы две системы координат, связанные с центром масс системы (система

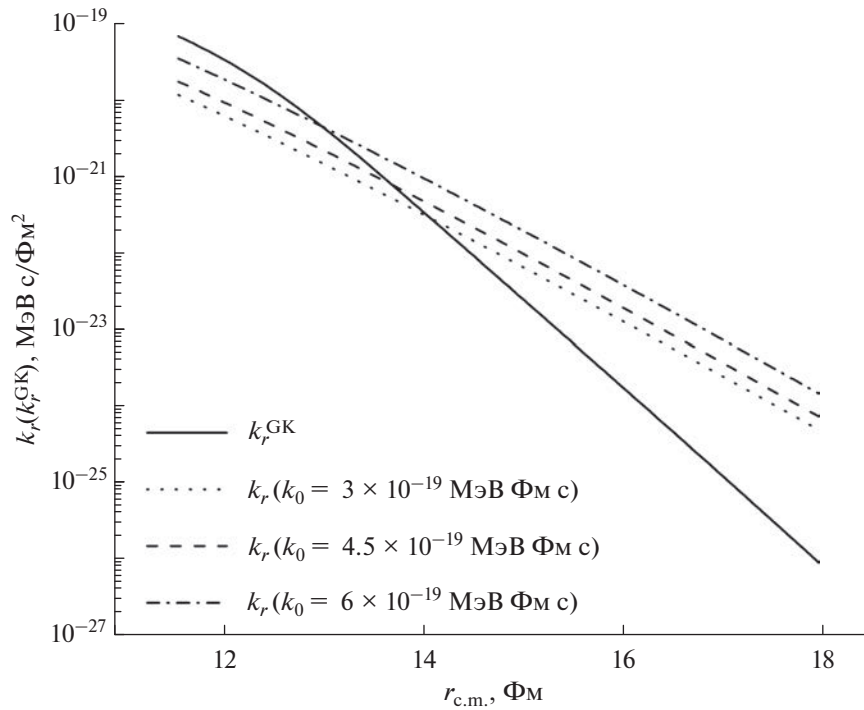


Рис. 2. Сравнение коэффициентов радиального трения k_r (9) при различных значениях k_0 с коэффициентом k_r^{GK} (10) [7].

$x'y'z'$ вращается относительно оси x' с угловой скоростью ω , система xyz не вращается), и указаны точки B и D , в которых мы для примера будем рассматривать скорости относительного движения ядерного вещества.

Векторы скоростей точек B и D , принадлежащих ядру-мишени, обозначены сплошными стрелками, а векторы скоростей тех же точек, принадлежащих ядру-снаряду, обозначены точечными стрелками. Нетрудно заметить, что оба вектора имеют проекции как на ось y' , так и на ось z' .

Для каждой точки в отдельности проекции векторов скорости на ось z' ($v_{tz'}(\mathbf{r}', \Omega_t) = -y'\Omega_t$ и $v_{pz'}(\mathbf{r}', \Omega_p) = -y'\Omega_p$) имеют одинаковые знаки, т.к. знак проекции относительной скорости на ось z' будет зависеть от разности величин проекций и, следовательно, от разности угловых скоростей собственного вращения ядра-мишени Ω_t и ядра-снаряда Ω_p . Хорошо видно, что проекции относительных скоростей в точках B и D на ось z' имеют разные знаки. Тогда составляющие сил трения вдоль оси z' в точках B и D будут направлены в разные стороны. В результате медленно вращающееся ядро (тяжелое ядро-мишень) будет стремиться вращаться быстрее, а быстро вращающееся легкое ядро-снаряд будет замедлять свое вращение. Плечом соответствующей силы трения будет являться координата y' точки, к которой она приложена. Обозначим интеграл по всей области перекрытия плотностей сталкивающихся ядер как $y_2 = y_2(r_{\text{c.m.}})$:

$$y_2 = k_0 \int y'^2 \rho_t(|\mathbf{r}_{\text{c.m.}} - \mathbf{r}'|) d\mathbf{r}'. \quad (12)$$

Тогда для моментов силы трения, действующих на ядро-мишень $M_{tz'} = M_{tz'}(r_{\text{c.m.}}, \Omega_t, \Omega_p)$ и ядро-снаряд $M_{pz'} = M_{pz'}(r_{\text{c.m.}}, \Omega_t, \Omega_p)$, обусловленных проекцией скорости относительного движения их “касающихся” точек на ось z' , можно записать:

$$M_{tz'} = (\Omega_p - \Omega_t)y_2 \text{ и } M_{pz'} = -(\Omega_p - \Omega_t)y_2. \quad (13)$$

Проекции векторов скорости точек B и D , обозначенных на рис. 3, на ось y' обусловлены только собственным вращением каждого из ядер в отдельности. Однако нетрудно заметить, что даже если собственное вращение ядер отсутствует, то каждая точка соответствующего ядра будет повторять движение его центра масс (на рис. 3 векторы скоростей центров масс сталкивающихся ядер обозначены штрихпунктирными стрелками), обусловленное поворотом системы координат $x'y'z'$ относительно системы xyz . Т.е. проекции скоростей каждой точки ядер на ось y' будут определяться не только угловыми скоростями их собственных вращений, но и угловой скоростью их коллективного вращения ω ($v_{ty'} = v_{ty'}(\mathbf{r}', r_{\text{c.m.}}^t, \Omega_t, \omega)$ и $v_{py'} = v_{py'}(\mathbf{r}', r_{\text{c.m.}}^p, \Omega_p, \omega)$):

$$\begin{aligned} v_{ty'} &= (r_{\text{c.m.}}^t + z')\Omega_t - r_{\text{c.m.}}^t \omega \quad \text{и} \\ v_{py'} &= (r_{\text{c.m.}}^p + z')\Omega_p - r_{\text{c.m.}}^p \omega. \end{aligned} \quad (14)$$

Интеграл по всей области перекрытия для расчета момента сил трения, действующего на ядро-мишень $M_{ty'} = M_{ty'}(r_{\text{c.m.}}, r_{\text{c.m.}}^t, r_{\text{c.m.}}^p, \Omega_t, \Omega_p, \omega)$, обусловленной проекцией относительной скорости на ось y' , можно

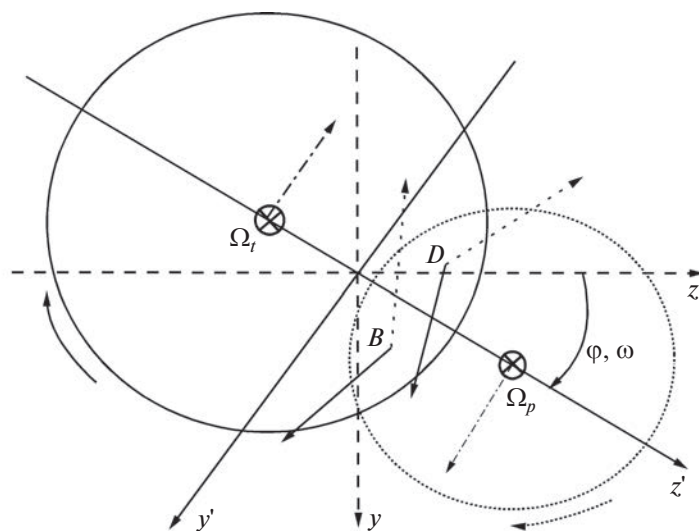


Рис. 3. Схематический вид системы сталкивающихся ядер.

записать в виде

$$M_{ty'} = k_0 \int (r_{c.m.}^t + z') [\omega r_{c.m.} - (r_{c.m.}^t + z') - (r_{c.m.}^p - z') \Omega_p] \rho_t \rho_p d\mathbf{r}'. \quad (15)$$

Аналогичный интеграл для ядра-снаряда $M_{py'} = M_{py'}(r_{c.m.}, r_{c.m.}^t, r_{c.m.}^p, \Omega_t, \Omega_p, \omega)$ имеет вид:

$$M_{py'} = k_0 \int (r_{c.m.}^p + z') [\omega r_{c.m.} - (r_{c.m.}^t + z') - (r_{c.m.}^p - z') \Omega_p] \rho_t \rho_p d\mathbf{r}'. \quad (16)$$

Полученная проекция момента сил трения приводит к переходу энергии и момента импульса коллективного вращения системы в энергию и момент импульса собственного вращения каждого из ядер.

Таким образом, в результате столкновения атомных ядер под действием моментов сил трения $M_{ty'}$ и $M_{py'}$ они начинают вращаться с разными угловыми скоростями. Действие моментов $M_{tz'}$ и $M_{pz'}$ приводит к выравниванию угловых скоростей собственного вращения ядер. В конечном итоге система стремится к состоянию равенства всех угловых скоростей. В момент, когда достигается равенство $\omega = \Omega_t = \Omega_p$, система начинает вращаться как одно целое (как жесткая гантелька), все моменты сил трения ((13), (15) и (16)) в этот момент становятся равными нулю.

Подынтегральные выражения в (15) и (16) зависят от угловых скоростей ω , Ω_t , Ω_p а также от расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер (от формы системы). Такая сложная зависимость (большое количество переменных) затрудняет использование данных соотношений в динамических расчетах. Для того чтобы их упростить, кроме уже введенного обозначения k_r (9), можно использовать обозначения

$$z_1 = z_1(r_{c.m.}) \text{ и } z_2 = z_2(r_{c.m.}):$$

$$\begin{aligned} z_1 &= k_0 \int z' \rho_t(r') \rho_p(|\mathbf{r}_{c.m.} - \mathbf{r}'|) d\mathbf{r}' \quad \text{и} \\ z_2 &= k_0 \int z'^2 \rho_t(r') \rho_p(|\mathbf{r}_{c.m.} - \mathbf{r}'|) d\mathbf{r}'. \end{aligned} \quad (17)$$

Тогда после несложных математических преобразований выражений (15) и (16) можно получить

$$M_{ty'} = (r_{c.m.}^t k_r + z_1)(\omega r_{c.m.} - r_{c.m.}^t \Omega_t - r_{c.m.}^p \Omega_p) + (r_{c.m.}^t + z_2)(\Omega_p - \Omega_t), \quad (18)$$

$$M_{py'} = (r_{c.m.}^p k_r - z_1)(\omega r_{c.m.} - r_{c.m.}^t \Omega_t - r_{c.m.}^p \Omega_p) + (r_{c.m.}^p - z_2)(\Omega_p - \Omega_t). \quad (19)$$

Таким образом, для полноценного учета трения между сталкивающимися ядрами для каждой формы системы (для каждого значения $r_{c.m.}$) необходимо знать значения интегралов (9), (12) и (17). Кроме того, результаты интегрирования не зависят от угла поворота системы $x'y'z'$ относительно x, y, z , соответственно, можно считать, что $\varphi = 0$, и что оси обеих систем совпадают в момент интегрирования. Величины коэффициентов k_r , z_1 , z_2 и y_2 как функции расстояний между центрами масс сталкивающихся ядер в реакции $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ приведены на рис. 4.

Следует заметить, что в работе [8] были приведены приближенные выражения для расчета моментов $M_{ty'}$ и $M_{py'}$:

$$M_{ty'} = -k_r v_{\text{отн}}(R_t + d/2) \text{ и } M_{py'} = -k_r v_{\text{отн}}(R_p + d/2), \quad (20)$$

где смысл величин R_t , R_p и d обсуждался выше (см. рис. 1б), а скорость относительного движения $v_{\text{отн}} = v_{\text{отн}}(r_{c.m.}, R_t, R_p, \Omega_t, \Omega_p, \omega)$ рассчитывается для

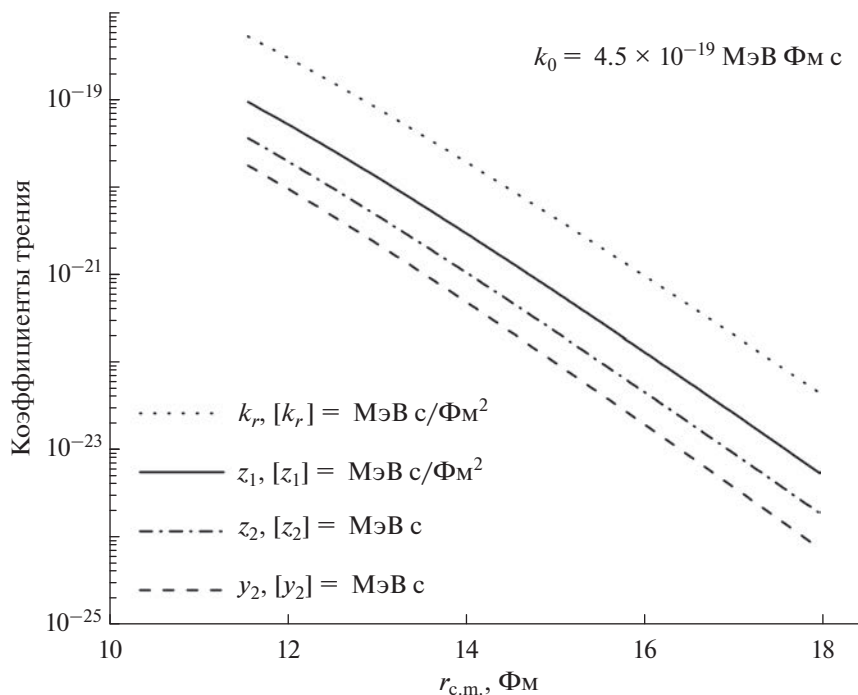


Рис. 4. Зависимость коэффициентов k_r , z_1 , z_2 и y_2 от расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер, рассчитанная для реакции $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ при $k_0 = 4.5 \times 10^{-19}$ МэВ ФМ с.

точки, лежащей на линии, соединяющей центры масс сталкивающихся ядер, посередине между их поверхностями:

$$v_{\text{отн}} = \Omega_t(R_t + d/2) + \Omega_p(R_p + d/2) - \omega r_{\text{c.m.}} \quad (21)$$

Выражения (20) позволяют избежать интегрирования и при описании взаимодействия сферических ядер дают хорошее согласие с точными выражениями (18) и (19) (для сферических ядер отклонение не превышает двух процентов).

Для полноты описания следует заметить, что в случае рассмотрения столкновения деформированных (несферических) ядер силы трения, возникающие при радиальном движении, могут приводить к возникновению вращательного момента $M_x = M_x(r_{\text{c.m.}}, r_{\text{c.m.}})$, аналогично, при наличии относительного вращения сталкивающихся деформированных ядер возникают силы $F'_z = F'_z(r_{\text{c.m.}}, \Omega_t, \Omega_p)$, способные замедлить их радиальное движение. Используя величину $y_1 = y_1(r_{\text{c.m.}})$:

$$y_1 = k_0 \int y'_t \rho_t(r') \rho_p(|\mathbf{r}_{\text{c.m.}} - \mathbf{r}'|) d\mathbf{r}' \quad (22)$$

можно записать

$$M_x = -y_1 \dot{r}_{\text{c.m.}} \quad \text{и} \quad F'_{z'} = -y_1 (\Omega_p - \Omega_t). \quad (23)$$

Вопрос о моделировании столкновения деформированных ядер будет рассмотрен в предстоящих работах.

5. ДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР

При проведении моделирования процесса столкновения двух сферических атомных ядер предполагается, что центры масс каждого из ядер и начальная скорость ядра-снаряда лежат в плоскости yz .

Если столкновение атомных ядер происходит при неравном нулю прицельном параметре b , то в процессе эволюции системы будут меняться не только расстояние между центрами масс сталкивающихся ядер $r_{\text{c.m.}}$ и соответствующий импульс p_r , но и угловые скорости вращения каждого из ядер в отдельности (Ω_t и Ω_p) и всей системы в целом (ω). Угловые координаты θ_t , θ_p и φ не представляют интереса ввиду рассматриваемого приближения сферической формы сталкивающихся ядер. Соответственно, необходимо задать четыре пары уравнений движения. Для описания радиального движения ядер в настоящей работе используются уравнения Ланжевена:

$$\begin{aligned} \dot{r}_{\text{c.m.}} &= \frac{p_r}{M}, \\ \dot{p}_r &= -\frac{\partial V_{\text{pot}}}{\partial r_{\text{c.m.}}} - \frac{\partial V_{\text{rot}}}{\partial r_{\text{c.m.}}} - k_r \frac{p_r}{M} + \xi_r \sqrt{TK_r}. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь величина $V_{\text{rot}}(r_{\text{c.m.}}, \Omega_t, \Omega_p, \omega) = \frac{I_t \Omega_t^2}{2} + \frac{I_p \Omega_p^2}{2} + \frac{Mr_{\text{c.m.}}^2 \omega^2}{2}$ — вращательная энергия системы, I_t , I_p , $Mr_{\text{c.m.}}^2$ — моменты инерции соответственно ядра-мишени, ядра-снаряда и системы в целом. Слагаемое $\xi_r \sqrt{TK_r}$ выполняет роль случайной силы, которая обеспечивает переход энергии от одночастичных

степеней свободы системы к коллективным. Обратный переход энергии обеспечивается наличием в уравнениях фрикционного параметра k_r . Величина $\sqrt{T k_r}$ — амплитуда случайной силы, ξ_r — случайное число, обладающее свойствами

$$\langle \xi_v \rangle = 0, \quad \langle \xi_\beta(t_1) \xi_v(t_2) \rangle = 2\delta_{\beta v} \delta(t_1 - t_2). \quad (25)$$

Температура системы определяется, исходя из модели ферми-газа, соотношением $T = \sqrt{E^*/a}$, где a — параметр плотности уровней [18], а E^* — энергия возбуждения каждого из сталкивающихся ядер.

При проведении расчетов предполагается, что энергия возбуждения E^* системы делится между ядрами пропорционально числу содержащихся в них нуклонов, т.е. температура обоих ядер одинакова. Суммарная энергия возбуждения определяется на каждом шаге интегрирования уравнений Ланжевена (24), исходя из требования выполнения закона сохранения энергии:

$$E^* = E_{c.m.} - \frac{p_r^2}{2M} - V_{\text{pot}}, \quad (26)$$

где $E_{c.m.}$ — энергия, при которой происходит столкновение атомных ядер, указанная в системе центра масс.

Для описания тангенциального движения используются уравнения моментов для вращения каждого из сталкивающихся ядер в отдельности и системы в целом:

$$I_t \dot{\Omega}_t = M_{ty'} + M_{tz'} \quad \text{и} \quad \dot{\theta}_t = \Omega_t; \quad (27)$$

$$I_p \dot{\Omega}_p = M_{py'} + M_{pz'} \quad \text{и} \quad \dot{\theta}_p = \Omega_p; \quad (28)$$

$$Mr_{c.m.}^2 \dot{\Omega} = -M_{ty'} - M_{py'} - 2\omega r_{c.m.} p_r \quad \text{и} \quad \dot{\phi} = \omega. \quad (29)$$

Следует заметить, что выражение (29) не является самостоятельным и может быть получено из уравнений (27), (28) и закона сохранения момента импульса системы:

$$I_{c.m.} \omega + I_t \Omega_t + I_p \Omega_p = L_0 \hbar = \text{const}. \quad (30)$$

Полный угловой момент системы $L_0 \hbar$ сохраняется и определяется прицельным параметром b : $L_0 \hbar = b\sqrt{2ME_{c.m.}}$. Следует заметить, что в работе [7] предусматривается возможность малого изменения коллективного момента импульса системы за счет действия случайных сил по отношению к тангенциальному движению сталкивающихся ядер, однако авторам настоящей работы не известно об экспериментальных подтверждениях данного эффекта.

Для интегрирования уравнений (24), (27)–(29) необходимо задать начальные значения параметров системы и скорости их изменения.

Начальное значение параметра $r_{c.m.}$ должно быть намного больше значения прицельного параметра b

и не должно влиять на результаты расчетов. В настоящей работе будет использовано значение $r_{c.m.0} = 50 \text{ Фм}$.

Начальное значение параметра

$$\varphi_0 = \varphi_0(E_{c.m.}, L_0, r_{c.m.0})$$

можно выразить через полный угловой момент системы, энергию реакции и начальное значение параметра $r_{c.m.}$:

$$\varphi_0 = \arcsin \left(\frac{L_0 \hbar}{r_{c.m.0} \sqrt{2ME_{c.m.}}} \right). \quad (31)$$

В начальный момент времени собственного вращения сталкивающихся ядер нет, соответственно, параметры $\dot{\theta}_t = 0$ и $\dot{\theta}_p = 0$. Следует заметить, что в рассматриваемом случае при описании реакций со сферическими ядрами начальные значения углов θ_t и θ_p не имеют значения.

Начальное значение скорости изменения параметра φ определяется выражением

$$\omega_0 = \frac{L_0 \hbar}{Mr_{c.m.}^2}. \quad (32)$$

Начальное значение импульса радиального движения системы

$$p_{r0} = -\sqrt{2M(E_{c.m.} - V_{\text{pot}}(r_{c.m.0}) - V_{\text{rot}}(r_{c.m.0}))}. \quad (33)$$

Важным этапом интегрирования уравнений движения (24), (27)–(29) является преодоление кулоновского барьера. Если радиальное сближение ядер прекращается до того, как система преодолеет кулоновский барьер, то включается механизм туннелирования. Вероятность туннелирования рассчитывается по методу Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна [19]:

$$T_L(E) = \left(1 + \exp \left[\frac{3}{\hbar} \int_{r_{c.m.1}}^{r_{c.m.2}} \sqrt{2m(V_{\text{pot}}(r_{c.m.}) - E)} dr \right] \right)^{-1}, \quad (34)$$

где интегрирование производится между точками поворота $r_{c.m.1}$ (точка, в которой система прекратила радиальное сближение) и $r_{c.m.2}$ (точка, в которой потенциальная энергия системы становится равной энергии системы в точке $r_{c.m.1}$) в подбарьерной области потенциала, т.е. $V_{\text{pot}}(r_{c.m.1}) = V_{\text{pot}}(r_{c.m.2}) = E$. Отметим, что при вычислении потенциальной энергии в подбарьерной области значения всех остальных параметров остаются постоянными.

Данный механизм позволяет системе с некоторой вероятностью пройти под кулоновским барьером и реализовать захват ядра-снаряда ядром-мишенью. Расчет процесса столкновения исходных ядер оканчивается при условии перехода системы через кулоновский барьер и при остановке относительного (радиального и тангенциального) движения ядер.

Основным результатом моделирования является зависимость значения вероятности $P_{\text{cap}}(L)$ захвата ядра-снаряда ядром-мишенью от углового момента. Величина суммарного сечения σ_{cap} захвата определяется соотношением

$$\sigma_{\text{cap}} = \sum_L \sigma_{\text{cap}}^L(L), \quad (35)$$

где парциальное сечение $\sigma_{\text{cap}}^L(L)$ зависит от длины волны де Бройля, соответствующей налетающему ядру ($\lambda = 2\pi\hbar/\sqrt{2ME_{\text{c.m.}}}$):

$$\sigma_{\text{cap}}^L(L) = \pi\lambda^2(2L+1)P_{\text{cap}}(L). \quad (36)$$

6. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Интегрируя уравнения движения (24) и (27)–(29), можно получить зависимость параметров системы от времени. На рис. 5а приведен пример траектории для реакции $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ с энергией $E_{\text{c.m.}} = 200$ МэВ и угловым моментом $L = 20\hbar$. При моделировании использовалось значение параметра $k_0 = 4.5 \times 10^{-19}$ МэВ Фм с. Видно, что расстояние между центрами масс сталкивающихся ядер монотонно уменьшается до значения 12.7 Фм, которое соответствует положению кулоновского барьера, после чего наблюдается случайное блуждание системы вблизи барьера. На рис. 5б приведена зависимость скорости относительного движения точек поверхностей сталкивающихся ядер, рассчитанная по формуле (21). Видно, что сначала скорость v по модулю увеличивается, что связано с уменьшением момента инерции системы (уменьшается $r_{\text{c.m.}}$) и сохранением момента ее импульса. Далее после сближения ядер до расстояния $r_{\text{c.m.}} = 15\text{--}16$ Фм скорость v по модулю начинает уменьшаться и к моменту перехода системы через барьер достигает практически нулевого значения. Это связано с вовлечением каждого из сталкивающихся ядер во вращательное движение под действием моментов $M_{ty'}$ и $M_{py'}$ (18) и (19).

Как видно из рис. 5в, на котором приведены угловые скорости коллективного (ω) и собственных (Ω_t и Ω_p) вращений сталкивающихся ядер, к моменту перехода системы через кулоновский барьер легкое ядро-снаряд вращается намного быстрее тяжелого ядра-мишени. Для того чтобы за счет действия моментов $M_{tz'}$ и $M_{pz'}$ все угловые скорости стали одинаковыми и система начала вращаться как единое целое (как жесткая гантелька), в соответствии с расчетом требуется время, равное примерно 10^{-21} с.

Для проверки адекватности выбранного значения постоянной k_0 ($k_0 = 4.5 \times 10^{-19}$ МэВ Фм с) в настоящей работе было проведено моделирование реакций $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ при различных энергиях столкновения. Полученные сечения событий перехода системы через кулоновский барьер сопоставлены с экспериментальными данными

ми по сечениям захвата в соответствующих реакциях (см. рис. 6). Очевидно, что в используемой модели не следует ожидать хорошего совпадения рассчитанных значений сечений с экспериментальными данными при низких энергиях. Во-первых, в модели не учтена возможность деформации сталкивающихся ядер, во-вторых, не учтена их микроскопическая структура. Однако в случае реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ благодаря сильной асимметрии реакции согласие с экспериментом [16] очень хорошее (рис. 6а).

Значимость недостатков (используемых приближений) модели снижается при увеличении энергии реакций, поэтому при высоких энергиях даже в более симметричных реакциях $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ результаты расчетов приближаются к экспериментальным значениям сечений [14, 15] (см. рис. 6б).

На рис. 6а приведены также результаты расчетов сечений захвата, выполненные в работе [20] (открытые кружки), в которой предполагалось, что, даже находясь на большом расстоянии друг от друга, ядра вращаются вокруг общего центра масс как одно целое (как жесткая гантелька). Кроме того, в работе [20] для расчета коэффициента радиального трения использовалось соотношение (10). Видно, что полноценный учет сил радиального и тангенциального трения положительно сказывается на предсказательной силе модели.

Из рис. 6 видно, что при изменении значения постоянной k_0 полученные сечения захвата немного меняются. Для реакции $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ лучше подходит значение $k_0 = 3 \times 10^{-19}$ МэВ Фм с, однако при моделировании реакций $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ с этим значением получается переоценка сечений при высоких энергиях. Расчеты с $k_0 = 6 \times 10^{-19}$ МэВ Фм с показывают недооценку сечений захвата во всех трех реакциях при высоких энергиях. Из анализа результатов расчетов и из требования одинаковости выбранного значения k_0 для всех реакций можно сделать вывод о том, что значение постоянной $k_0 = 4.5 \times 10^{-19}$ МэВ Фм с наилучшим образом описывает рассмотренные реакции. Данное значение может быть скорректировано в будущем после учета оболочечной структуры и возможности деформаций сталкивающихся ядер.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе было проведено моделирование процесса столкновения сферических атомных ядер с учетом их постепенного вовлечения во вращательное движение вокруг собственных осей вращения за счет действия сил радиального и тангенциального трения. Силы трения и вращательные моменты, которые они создают, в общем случае зависят как от параметра формы системы $r_{\text{c.m.}}$, так и от скорости радиального движения ядер $\dot{r}_{\text{c.m.}}$, скоростей вращения системы в целом (ω) и скорости вращения каждого ядра в отдельности (Ω_t и Ω_p). Во избежание необходимости

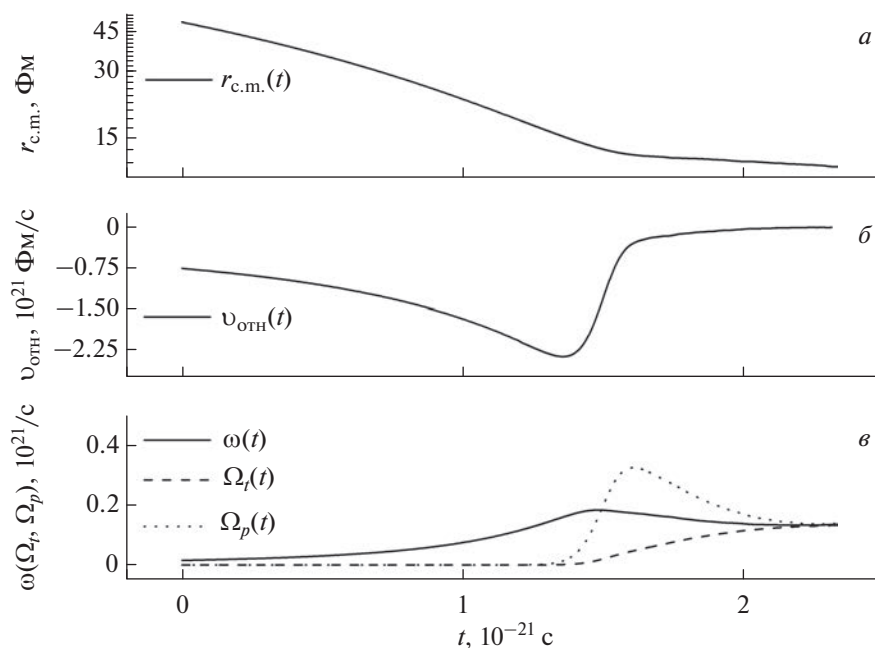


Рис. 5. *а* — Зависимость расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер от времени (траектория движения системы). *б* — Зависимость величины относительной скорости ядерного вещества от времени (см. выражение (18)). *в* — Зависимость угловых скоростей коллективного и собственного (Ω_t и Ω_p) вращений ядер от времени.

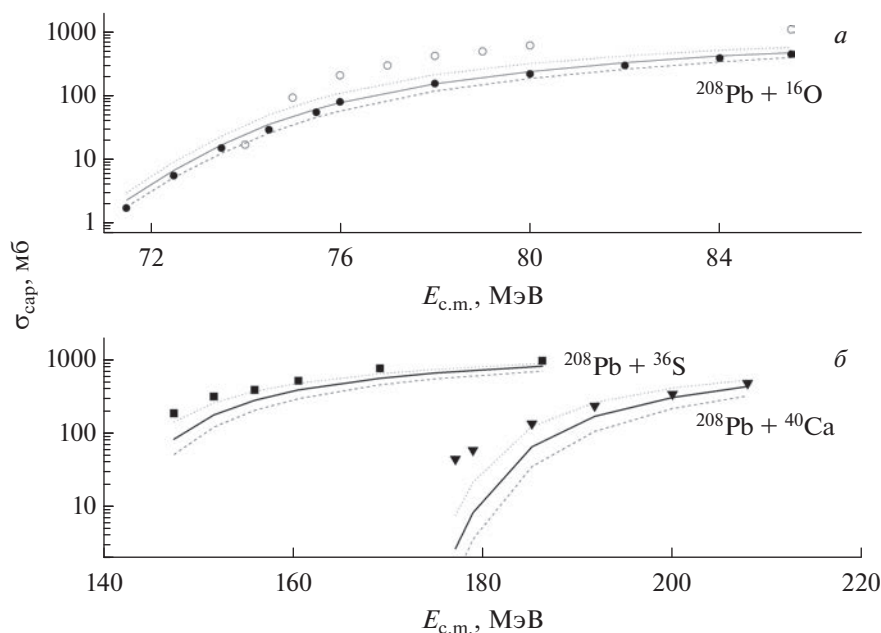


Рис. 6. *а* — Сравнение экспериментальных сечений захвата в реакциях $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ (закрытые кружки [16]) с рассчитанными в настоящей работе сечениями событий перехода системы через кулоновский барьер с последующей остановкой радиального и тангенциального движений. Точечная линия соответствует расчетам с $k_0 = 3 \times 10^{-19}$ МэВ Фм с, сплошная линия — $k_0 = 4.5 \times 10^{-19}$ МэВ Фм с и штриховая линия $k_0 = 6 \times 10^{-19}$ МэВ Фм с. Открытые кружки представляют результат расчета в модели [20]. *б* — То же, что и для рис. 6*а*, но для реакций $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ (закрытые квадраты [14]) и $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ (закрытые треугольники [15]).

построения многомерных зависимостей сил трения с последующей интерполяцией на каждом шаге интегрирования уравнений движения в настоящей работе были получены формулы (13), (18), (19) и (23), сводящие задачу к расчету зависимости всего пяти величин k_r (9), y_1 (22), y_2 (12), z_1 и z_2 (17) от параметра формы системы $r_{c.m.}$.

Проведенные в настоящей работе расчеты показали, что величины моментов сил трения $M_{ty'}$ и $M_{py'}$ примерно на порядок превышают значения моментов $M_{tz'}$ и $M_{pz'}$, видимо из-за этого последние в работе [8] не рассматривались. С другой стороны, только вращательные моменты $M_{tz'}$ и $M_{pz'}$ способны привести к остановке относительного вращения сталкивающихся ядер. В ходе моделирования процесса столкновения атомных ядер было показано, что от момента остановки их радиального сближения до момента остановки относительного вращения ядер проходит время порядка 10^{-21} с, что в несколько раз больше времени, проходящего от начала действия ощутимых сил трения до остановки радиального движения системы.

Результаты моделирования процесса столкновения сферических ядер в реакциях $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ показали неплохое согласие с экспериментальными данными по сечениям захвата. Однако согласия удалось достичь только с применением предположения о том, что захват ядра-снаряда ядром-мишенью происходит после полной остановки относительного радиального и тангенциального движений ядер.

Во время работы над этой статьей мы с прискорбием узнали, что после тяжелой болезни от нас ушел наш учитель Адеев Геннадий Дмитриевич. Он вырастил не одно поколение физиков. И все мы сохраним о нем светлую память.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Shen, Y. Abe, D. Boiley, G. Kosenko, and E. Zhao, *Int. J. Mod. Phys. E* **17**, 66 (2008).
2. G. I. Kosenko, F. A. Ivanyuk, V. V. Pashkevich, and D. V. Dinner, *Phys. At. Nucl.* **71**, 2052 (2008).
3. V. L. Litnevsky, V. V. Pashkevich, G. I. Kosenko, and F. A. Ivanyuk, *Phys. Rev. C* **89**, 034626 (2014).
4. V. V. Volkov, *Phys. Part. Nucl.* **35**, 425 (2004).
5. P. Frobrich, *Phys. Rept.* **116**, 337 (1984).
6. J. Marten and P. Frobrich, *Nucl. Phys. A* **545**, 854 (1992).
7. G. H. E. Gross and H. Kalinowski, *Phys. Rept.* **45**, 175 (1978).
8. A. V. Karpov and V. V. Saiko, *Phys. Rev. C* **96**, 024618 (2018).
9. Г. Д. Адеев, А. В. Карпов, П. Н. Надточий, Д. В. Ванин, *ЭЧАЯ* **36**, 732 (2005).
10. E. G. Ryabov, A. V. Karpov, P. N. Nadtochy, and G. D. Adeev, *Phys. Rev. C* **78**, 044614 (2008).
11. В. Л. Литневский, А. Л. Литневский, Г. И. Косенко, Ф. А. Иванюк, *ЯФ* **85**, 296 (2022).
12. V. L. Litnevsky, F. A. Ivanyuk, and G. I. Kosenko, *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Phys.* **20**, 233 (2020).
13. R. S. Kurmanov and G. I. Kosenko, *Phys. At. Nucl.* **77**, 1442 (2014).
14. R. Yanez, W. Loveland, A. M. Vinodkumar, P. H. Sprunger, L. Pristrey, D. Peterson, S. Zhu, J. J. Kolata, A. Villano, and J. F. Liang, *Phys. Rev. C* **82**, 054615 (2010).
15. A. J. Pacheco, J. O. Fernandez Niello, D. E. DiGregorio, M. di Tada, J. E. Testoni, Y. Chan, E. Chavez, S. Gazes, E. Plagnol, and R. G. Stokstad, *Phys. Rev. C* **45**, 2861 (1992).
16. E. Vulgaris, L. Grodzins, S. G. Steadman, and R. Ledoux, *Phys. Rev. C* **33**, 2017 (1986).
17. C. F. Tsang, *Phys. Scripta* **10A**, 90 (1974).
18. A. S. Iljinov, M. V. Mebel, N. Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A. R. Reolon, and P. Rossi, *Nucl. Phys. A* **543**, 517 (1992).
19. T. I. Nevzorova and G. I. Kosenko, *Phys. At. Nucl.* **71**, 1373 (2008).
20. V. L. Litnevsky, V. V. Pashkevich, G. I. Kosenko, and F. A. Ivanyuk, *Phys. Rev. C* **85**, 034602 (2012).

RADIAL AND TANGENTIAL FRICTION COEFFICIENTS: DERIVATION OF FORMULAS, CALCULATION AND APPLICATION IN MODELLING OF THE HEAVY ION COLLISION PROCESS

V. L. Litnevsky¹⁾, A. L. Litnevsky^{2),3)}, G. I. Kosenko⁴⁾

¹⁾Omsk State Transport University, Omsk, Russia

²⁾Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

³⁾Almazov National Medical Research Centre, St. Petersburg, Russia

⁴⁾Omsk Tank Automotive Engineering Institute, Omsk, Russia

A method for calculating the forces and moments of friction forces arising between two colliding nuclei with a non-zero impact parameter is considered. At this stage of the work, it was assumed that colliding nuclei remain spherical throughout the entire collision process. A simulation of the collision process of spherical atomic nuclei is carried out, taking into account their gradual inclusion in rotation around their own axes. It is shown that from the moment of the transition of the system through the Coulomb barrier to the stop of the relative rotation of colliding nuclei, it takes time about 10^{-21} s. It is proposed to consider the stopping of radial motion and relative rotation of colliding nuclei as conditions for capturing the projectile nucleus by the target nucleus. I.e., at the moment of capture, the system should behave like a rigid rotating dumbbell. Comparison of the results of the calculation of the capture cross sections with experimental data shows a good predictive power of the considered approximate model in the case of a strongly asymmetric reaction of $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ (for all reaction energies) and in the case of high-energy reactions of $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ and $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНОСТИ ДОЛГОЖИВУЩЕГО ^{41}Ca В МАТЕРИАЛАХ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ РЕАКТОРОВ ФОТОАКТИВАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

© 2024 г. М. В. Желтоножская^{1)*}, Ю. О. Балаба¹⁾, Д. А. Юсюк¹⁾, Н. В. Кузьменкова¹⁾,
А. П. Черняев¹⁾

Поступила в редакцию 06.12.2023 г.; после доработки 06.12.2023 г.; принята к публикации 06.12.2023 г.

Обсуждается фотоактивационный метод определения активности долгоживущего изотопа ^{41}Ca относительно активности ^{60}Co в облученных бетонах биологической защиты реактора. Для определения активности ^{41}Ca предлагается использовать фотоядерные реакции на изотопах кобальта и кальция: $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$, $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ или $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Sc}$. Чувствительность предлагаемого метода составляет порядка $\sim 10^{-6}$ Бк/г при условии использования полупроводниковых спектрометров с детектором из сверхчистого германия. Для предложенного метода не важна структура и химический состав исследуемого образца, что позволяет избежать длительного и трудоемкого процесса пробоподготовки, свойственного радиохимическим методам.

DOI: 10.31857/S0044002724030167, EDN: IVUZJI

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день около 180 энергетических и более 500 исследовательских реакторов и установок топливного цикла атомных электростанций (АЭС) были выведены или находятся в стадии вывода из эксплуатации [1]. Вывод реактора из эксплуатации предполагает выгрузку отработавшего ядерного топлива, полный либо частичный демонтаж и дезактивацию установки. Под действием нейтронного излучения происходит активация конструкционных материалов и оборудования активной зоны реакторов [2]. Оценка сроков демонтажа облученных конструкционных материалов и оборудования, выработки стратегии последующего обращения с радиоактивными отходами разных категорий требует проведения характеризации и паспортизации радиоактивных материалов [3, 4].

Одним из основных источников радиоактивных отходов (РАО) при демонтаже реакторной установки является радиационно-тепловая (биологическая) защита, выполненная из жаростойких бетонов. По некоторым оценкам объем активированных бетонов может составлять десятки тысяч кубических метров и составлять порядка 60% от общего количества РАО [5]. Долгоживущая наведенная активность бетона биологической защиты через несколько лет после остановки реактора определяется, в первую очередь, следующими радиоизотопами: ^3H , ^{14}C , ^{41}Ca , ^{55}Fe , ^{60}Co , ^{63}Ni , ^{133}Ba , $^{152,154}\text{Eu}$, а также трансурановыми нуклидами [2, 6, 7]. Если гамма-излучатели, такие как ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu

и ^{154}Eu , могут быть легко определены методами прикладной гамма-спектрометрии, то прямое определение содержания радионуклидов, распадающихся без испускания гамма-квантов, достаточно затруднено.

^{41}Ca образуется в результате (n, γ) -реакции из ^{40}Ca и распадается до ^{41}K путем электронного захвата с испусканием характеристического рентгеновского излучения низкой энергии (~ 3.3 кэВ) [8]. Благодаря длительному периоду полураспада (10^5 лет), высокой экологической подвижности и биодоступности радиоизотопу ^{41}Ca уделяется особое внимание при декларировании и захоронении низко- и среднеактивных отходов, образующихся при выводе из эксплуатации атомных электростанций [9]. В настоящее время для определения его содержания в образцах используют в основном радиохимические методы, методы жидкостной сцинтилляционной спектрометрии и метод корреляционных коэффициентов.

Радиохимический подход требует длительной и трудоемкой предварительной подготовки образца, включающей поэтапное отделение посторонних радионуклидов. В последние годы для разделения радионуклидов широко используется экстракционная хроматография. Однако выделение ^{41}Ca с помощью экстракционной хроматографии достаточно затруднено, поскольку для этого требуется многократное осаждение. Радиохимическое отделение ^{41}Ca состоит из нескольких этапов. Предварительная обработка образца облученного бетона может осуществляться различными способами: щелочное плавление, кислотное выщелачивание или микроволновое разложение. Затем ^{55}Fe , ^{63}Ni , ^{60}Co и ^{152}Eu , также образовавшиеся в результате (n, γ) -реакций в бетоне биологической защиты, отделяются путем двойного осаждения в растворе NaOH .

¹⁾ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия.

* E-mail: zhelton@yandex.ru

Для удаления остатков никеля и кобальта проводится осаждение карбонатов раствором NH_4OH . Похожее по химическим свойствам на кальций, химические элементы барий и стронций удаляются в растворе NaOH после трехкратного осаждения. Количество циклов осаджений зависит от содержания активности ^{41}Ca в образце облученного бетона. Чувствительность радиохимического метода определения активности ^{41}Ca в образцах облученного бетона биологической защиты реактора составляет ~ 0.02 Бк/г [10].

При проведении измерений методом жидкостной сцинтилляционной спектрометрии (LSC) из-за плохого энергетического разрешения LSC-спектров необходимым этапом является сложная пробоподготовка образцов и отделение ^{41}Ca от основных компонентов пробы и, прежде всего, от мешающих радионуклидов, испускающих низкоэнергетическое излучение, таких как ^3H , ^{55}Fe , ^{63}Ni и др. Чувствительность метода жидкостной сцинтилляционной спектрометрии для ^{41}Ca составляет ~ 8 Бк/г [10, 11].

Метод корреляционных коэффициентов основан на установлении корреляционной связи между целевым радионуклидом и другими ключевыми радионуклидами, уровни активности которых легко определяются с помощью гамма-спектрометрии. Однако при реализации этого метода корреляционные связи устанавливаются с использованием радиохимического анализа и только в рамках конкретного помещения/участка. Для характеристики всей активной зоны реактора необходимо провести анализ корреляционных связей для очень большого числа образцов и помещений, что сопряжено с высокой стоимостью и трудоемкостью [12].

Масс-спектрометрия с индуктивно-связанной плазмой (ICP-MS) наиболее широко используется для определения элементов в следовых концентрациях и долгоживущих радионуклидов [13]. Однако ICP-MS не подходит для анализа ^{41}Ca из-за наличия хвостовых помех от ^{40}Ca , ^{40}Ar и других нуклидов, а также помех от изобарного эффекта ^{41}K [14]. Тем не менее возможно определение ^{41}Ca с помощью ускорительной масс-спектрометрии (AMS) и масс-спектрометрии с резонансной ионизацией RIMS. AMS — наиболее чувствительный масс-спектрометрический метод, способный обеспечить изотопное отношение для $^{41}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}$ в пределах 10^{-12} – 10^{-15} [9, 15, 16]. RIMS менее чувствителен и способен измерять $^{41}\text{Ca}/^{40}\text{Ca}$ в диапазоне от 10^{-10} – 10^{-11} [17]. Однако эти методы не подходят для рутинных измерений ^{41}Ca в отходах АЭС, выводимых из эксплуатации из-за труднодоступности аппаратуры и высоких операционных затрат на проведение анализа сотен тонн облученных бетонов биологической защиты реактора.

Из вышеизложенного видно, что все перечисленные способы определения активности ^{41}Ca в облученных бетонах биологической защиты реактора ис-

ключают проведение массовых измерений образцов при выводе из эксплуатации ядерных объектов. Мы предлагаем использовать фотоактивационный подход [18] и определять активность наработанного в бетонах биологической защиты реакторов ^{41}Ca по активности ^{60}Co . ^{60}Co является доминирующим по вкладу в формирование дозы излучения на протяжении до 10 лет после остановки реактора [6, 7], а его присутствие надежно установлено во многих облученных конструкционных материалах различных реакторов [7, 19, 20]. Он образуется в результате (n, γ) -реакции из ^{59}Co (сечение реакции — 37 бн) и распадается (период полураспада $T_{1/2} = 5.25$ лет) с испусканием гамма-квантов с энергиями 1.17 и 1.33 МэВ, которые легко могут быть измерены методами прикладной гамма-спектрометрии.

2. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Природный кальций состоит из шести изотопов, из которых наибольшую распространенность имеет ^{40}Ca (96.941%). Природный кобальт является моноизотопным элементом с единственным стабильным изотопом ^{59}Co .

При облучении кальция и кобальта в конструкционных материалах биологической защиты реактора осуществляются следующие реакции: $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)^{41}\text{Ca}$, $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$, для которых можно записать соответствующие уравнения активации:

$$A_{^{41}\text{Ca}} = \int_{E_0}^{E_{\max}} N_{^{40}\text{Ca}} (1 - e^{-\lambda_{^{41}\text{Ca}} t_{\text{оп}}}) e^{-\lambda_{^{41}\text{Ca}} t_{\text{р}}} \sigma_{^{40}\text{Ca}}^n(E) \times \Phi_n(E) dE, \quad (1)$$

$$A_{^{60}\text{Co}} = \int_{E_0}^{E_{\max}} N_{^{59}\text{Co}} (1 - e^{-\lambda_{^{60}\text{Co}} t_{\text{оп}}}) e^{-\lambda_{^{60}\text{Co}} t_{\text{р}}} \sigma_{^{59}\text{Co}}^n(E) \times \Phi_n(E) dE, \quad (2)$$

где A_i — активность i -го изотопа в Бк; $\Phi_n(E)$ — поток нейтронов с энергией E в реакторе ($\text{н/см}^2 \text{ с}^{-1}$); N_i — количество ядер i -го изотопа в образце до активации; $\sigma_{^{40}\text{Ca}}^n(E)$, $\sigma_{^{59}\text{Co}}^n(E)$ — сечения реакций (в бн) $^{40}\text{Ca}(\gamma, n)^{41}\text{Ca}$ и $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{60}\text{Co}$ для нейтронов с энергией E ; и $\lambda_{^{41}\text{Ca}}$, $\lambda_{^{60}\text{Co}}$ — постоянные распада ^{41}Ca и ^{60}Co (с^{-1}); $t_{\text{оп}}$ и $t_{\text{р}}$ — время работы (с) и время остановки реактора соответственно.

Спектр нейтронов деления ранее был детально исследован, и было установлено, что в нем преобладают “реакторные тепловые” нейтроны с энергией порядка 1–2 эВ (90–95%) [21]. Однако табличные значения сечения (n, γ) -реакций получены только для стандартизованных тепловых нейтронов с энергией 0.025 эВ. Так как в эпитепловой области сечения захвата нейтронов [22] обратно пропорциональны скорости ней-

тронов, то для “реакторных тепловых” нейтронов выполняется соотношение

$$\sigma^{n*} \sim \frac{\sigma^n}{\sqrt{E}} \quad (3)$$

где σ^{n*} — сечение нейтрон-захватных реакций для “реакторных тепловых” нейтронов в бн; σ^n — сечение нейтрон-захватных реакций для стандартизованных тепловых нейтронов в бн; E — энергия нейтронов (эВ).

Резонансные нейтроны не дают значимого вклада в формирование наведенной активности в бетонах и конструкционных материалах (они составляют около 2% от общего потока нейтронов). Быстрые нейтроны также не оказывают существенного влияния, так как вызывают преимущественно (n, p) -, (n, n) - и $(n, 2n)$ -реакции [7]. Пренебрегая вкладом резонансных и быстрых нейтронов и переходя к интегральным величинам, исходные уравнения активации (1) и (2) перепишем в следующем виде:

$$A_{41}\text{Ca} = N_{40}\text{Ca}(1 - e^{-\lambda_{41}\text{Ca}t_{\text{оп}}})e^{-\lambda_{41}\text{Ca}t_{\text{р}}}\sigma_{40\text{Ca}}^{n*}\Phi_{n*}, \quad (4)$$

$$A_{60}\text{Co} = N_{59}\text{Co}(1 - e^{-\lambda_{60}\text{Co}t_{\text{оп}}})e^{-\lambda_{60}\text{Co}t_{\text{р}}}\sigma_{59\text{Co}}^{n*}\Phi_{n*}, \quad (5)$$

где Φ_{n*} — поток “реакторных тепловых” нейтронов ($\text{н/см}^2 \text{ с}^{-1}$); $\sigma_{40\text{Ca}}^{n*}$ и $\sigma_{59\text{Co}}^{n*}$ — сечения реакций $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)^{41}\text{Ca}$ и $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$ в бн для “реакторных тепловых” нейтронов.

Для расчета активности ^{41}Ca мы предлагаем использовать отношение активностей ^{41}Ca и ^{60}Co , так как при подобном относительном подходе можно не учитывать взаимно компенсируемые потоки нейтронов и использовать табличные значения сечений захвата стандартизованных тепловых нейтронов. Подставляя (3) в уравнения (4), (5), и поделив одно на другое, получим

$$\frac{A_{41}\text{Ca}}{A_{60}\text{Co}} = \frac{N_{40}\text{Ca}(1 - e^{-\lambda_{41}\text{Ca}t_{\text{оп}}})e^{-\lambda_{41}\text{Ca}t_{\text{р}}}\sigma_{40\text{Ca}}^{n*}}{N_{59}\text{Co}(1 - e^{-\lambda_{60}\text{Co}t_{\text{оп}}})e^{-\lambda_{60}\text{Co}t_{\text{р}}}\sigma_{59\text{Co}}^{n*}}. \quad (6)$$

С учетом небольшого периода полураспада ^{60}Co и очень большого — ^{41}Ca выражение (6) может быть дополнительно упрощено. Так как в среднем реактор работает около 30 лет, через ~ 10 лет работы любого реактора активация ^{60}Co выйдет на насыщение. В результате временные экспоненты в (6) будут стремиться к единице при $t \geq 10$ лет. Так как период полураспада $T_{1/2}^{41}\text{Ca}$ очень велик и по сравнению с эксплуатационным временем работы (или простоя) реактора, можно разложить в ряд Тейлора по малому параметру $t/T_{1/2}$ все члены уравнения (6). В результате выражение для активности ^{41}Ca имеет вид

$$A_{41}\text{Ca} = A_{60}\text{Co}X \frac{\lambda_{41}\text{Ca}t_{\text{оп}}\sigma_{40\text{Ca}}^{n*}}{\sigma_{59\text{Co}}^{n*}}. \quad (7)$$

В (7) неизвестным фактором остается первичное соотношение ^{59}Co и ^{40}Ca — $X = \frac{N_{40}\text{Ca}}{N_{59}\text{Co}}$, которое

мы предлагаем определять с использованием гамма-активационного анализа. Для этого необходимо облучить образцы активированных бетонов биологической защиты реактора тормозным излучением ускорителя электронов с последующим измерением остаточной активности на полупроводниковом спектрометре.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫХОДОВ РЕАКЦИЙ

Мы предлагаем использовать следующие фото-ядерные реакции на изотопах кальция для определения активности ^{41}Ca относительно активности ^{60}Co в облученных бетонах биологической защиты реактора: $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ (энергетический порог реакции $E^{\text{th}} = 12.2$ МэВ) либо $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Sc}$ ($E^{\text{th}} = 9.9$ МэВ). Продукты этих реакций обладают благоприятными для предлагаемого подхода характеристиками: относительно длительным периодом полураспада и гамма-излучением высокой энергии, легко регистрируемым на гамма-спектрометрах ($T_{1/2}^{43}\text{K} = 22.3$ ч, $E_{\gamma}^{43}\text{K} = 373$ кэВ, 617 кэВ; $T_{1/2}^{47}\text{Ca} = 4.5$ сут, $E_{\gamma}^{47}\text{Ca} = 1297$ кэВ; $T_{1/2}^{47}\text{Sc} = 3.3$ сут, $E_{\gamma}^{47}\text{Sc} = 159$ кэВ). Для кобальта единственной подходящей фотоядерной реакцией является $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$ ($T_{1/2}^{58}\text{Co} = 71$ сут, $E_{\gamma}^{58}\text{Co} = 810$ кэВ).

Уравнения активации тормозным излучением для этих реакций имеют следующий вид:

$$A_{43}\text{K} = N_{44}\text{Ca}(1 - e^{-\lambda_{43}\text{K}t_{\text{ир}}})e^{-\lambda_{43}\text{K}t_{\text{мп}}}\Phi_{\gamma}Y_{44}\text{Ca}, \quad (8)$$

$$A_{47}\text{Ca} = N_{48}\text{Ca}(1 - e^{-\lambda_{47}\text{Ca}t_{\text{ир}}})e^{-\lambda_{47}\text{Ca}t_{\text{мп}}}\Phi_{\gamma}Y_{48}\text{Ca}, \quad (9)$$

$$A_{58}\text{Co} = N_{59}\text{Co}(1 - e^{-\lambda_{58}\text{Co}t_{\text{ир}}})e^{-\lambda_{58}\text{Co}t_{\text{мп}}}\Phi_{\gamma}Y_{59}\text{Co}, \quad (10)$$

где $A_{43}\text{K}$, $A_{47}\text{Ca}$, $A_{58}\text{Co}$ — активности ^{43}K , ^{47}Ca и ^{58}Co (Бк); Φ_{γ} — интегральный поток тормозного излучения ($\gamma/\text{см}^2 \text{ с}^{-1}$); N_i — количество исходных ядер i -го изотопа в образце до облучения, $Y_{44}\text{Ca}$, $Y_{48}\text{Ca}$ и $Y_{59}\text{Co}$ — средневзвешенные выходы реакций $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$, $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$ и $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$ (бн) соответственно; $\lambda_{43}\text{K}$, $\lambda_{47}\text{Ca}$, $\lambda_{58}\text{Co}$ — постоянные распада ^{43}K , ^{47}Ca и ^{58}Co (с^{-1}); $t_{\text{ир}}$ и $t_{\text{мп}}$ — время облучения тормозным излучением и время паузы между окончанием облучения и началом измерений на полупроводниковом спектрометре (с) соответственно.

Для определения искомого неизвестного X соотношения ядер ^{40}Ca и ^{59}Co используем относительный подход, при котором аналогично (6) можно не учитывать взаимно компенсируемые потоки тормозного излучения:

$$\frac{A_{43}\text{K}}{A_{58}\text{Co}} = \frac{N_{44}\text{Ca}(1 - e^{-\lambda_{43}\text{K}t_{\text{ир}}})e^{-\lambda_{43}\text{K}t_{\text{мп}}}Y_{44}\text{Ca}}{N_{59}\text{Co}(1 - e^{-\lambda_{58}\text{Co}t_{\text{ир}}})e^{-\lambda_{58}\text{Co}t_{\text{мп}}}Y_{59}\text{Co}}, \quad (11)$$

$$\frac{A_{47}\text{Ca}}{A_{58}\text{Co}} = \frac{N_{48}\text{Ca}(1 - e^{-\lambda_{47}\text{Ca}t_{\text{ир}}})e^{-\lambda_{47}\text{Ca}t_{\text{мп}}}Y_{48}\text{Ca}}{N_{59}\text{Co}(1 - e^{-\lambda_{58}\text{Co}t_{\text{ир}}})e^{-\lambda_{58}\text{Co}t_{\text{мп}}}Y_{59}\text{Co}}. \quad (12)$$

Количество ядер ^{40}Ca можно оценить через соотношение изотопов кальция в природной смеси:

$$N_{40\text{Ca}} = N_{44\text{Ca}} \frac{C_{40\text{Ca}}}{C_{44\text{Ca}}} = 46.5 N_{44\text{Ca}} = N_{48\text{Ca}} \frac{C_{40\text{Ca}}}{C_{48\text{Ca}}} = 518.4 N_{48\text{Ca}}, \quad (13)$$

где C_i — концентрация i -го изотопа кальция в природной смеси. Тогда итоговые выражения примут вид

$$X = \frac{N_{40\text{Ca}}}{N_{59\text{Co}}} = 46.5 \frac{A_{43\text{K}} Y_{59\text{Co}} (1 - e^{-\lambda_{58\text{Co}} t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda_{58\text{Co}} t_{\text{mp}}}}{A_{58\text{Co}} Y_{44\text{Ca}} (1 - e^{-\lambda_{43\text{K}} t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda_{43\text{K}} t_{\text{mp}}}}, \quad (14)$$

$$X = \frac{N_{40\text{Ca}}}{N_{59\text{Co}}} = 518.4 \frac{A_{47\text{Ca}} Y_{59\text{Co}} (1 - e^{-\lambda_{58\text{Co}} t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda_{58\text{Co}} t_{\text{mp}}}}{A_{58\text{Co}} Y_{48\text{Ca}} (1 - e^{-\lambda_{47\text{Ca}} t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda_{47\text{Ca}} t_{\text{mp}}}}. \quad (15)$$

Так как время облучения на ускорителе электронов для наработки достаточной для нашего подхода активности, как правило, не превышает 1–2 ч, что значительно меньше периода полураспада ^{43}K , ^{58}Co и ^{47}Ca , экспоненту, связанную с временем облучения, также можно разложить в ряд Тейлора:

$$X = 46.5 \frac{A_{43\text{K}} Y_{59\text{Co}} \lambda_{58\text{Co}} e^{-\lambda_{58\text{Co}} t_{\text{mp}}}}{A_{58\text{Co}} Y_{44\text{Ca}} \lambda_{43\text{K}} e^{-\lambda_{43\text{K}} t_{\text{mp}}}}, \quad (16)$$

$$X = 518.4 \frac{A_{47\text{Ca}} Y_{59\text{Co}} \lambda_{58\text{Co}} e^{-\lambda_{58\text{Co}} t_{\text{mp}}}}{A_{58\text{Co}} Y_{48\text{Ca}} \lambda_{47\text{Ca}} e^{-\lambda_{47\text{Ca}} t_{\text{mp}}}}. \quad (17)$$

Таким образом, для получения неизвестного первоначального соотношения ^{40}Ca и ^{59}Co из выражений (16) и (17) нам необходимо знать средневзвешенные по потоку тормозного излучения выходы $Y_{44\text{Ca}}$, $Y_{48\text{Ca}}$, $Y_{59\text{Co}}$ реакций $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$, $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$ и $^{59}\text{Co}(\gamma, n)$ для заданной энергии электронов.

Ранее нами были получены экспериментальные данные о средневзвешенном по потоку тормозного излучения выходе $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$ -реакции [18]. Для оценки средневзвешенных по потоку тормозного излучения выходов фотоядерных реакций $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ и $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$ мы провели облучение сборки из хлорида кальция CaCl_2 и мониторной мишени ^{181}Ta тормозным излучением с граничной энергией 20 МэВ на ускорителе электронов Varian Trilogy [23]. Облученные образцы измерялись при помощи полупроводниковых спектрометров Ortec® и Canberra® с детекторами из сверхчистого германия с энергетическим разрешением 1.8–2.0 кэВ по гамма-излучению 1333 кэВ ^{60}Co (рис. 1). Эффективность регистрации гамма-излучения спектрометров определялась с помощью смешанного калибровочного источника, содержащего ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{152}Eu , ^{60}Co .

Для получения экспериментальных значений средневзвешенных выходов реакций $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ и $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$ необходимо было оценить интегральный поток тормозного излучения на облучаемой мишени. Поток рассчитывался с помощью

$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ -реакции на мониторной мишени тантала. Для этого определялся теоретический средневзвешенный выход этой реакции путем свертки смоделированного спектра тормозного излучения ускорителя электронов Varian Trilogy с дифференциальным сечением этой реакции для монохроматических гамма-квантов:

$$Y_{181\text{Ta}} = \frac{\sum_{E^{\text{th}}}^{E^{\text{max}}} \sigma(E) \varphi(E)}{\sum_{E^{\text{th}}} \varphi(E)}, \quad (18)$$

где $\sigma(E)$ — дифференциальное сечение $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ -реакции для моноэнергетических фотонов из [24, 25] в бн; $\varphi(E)$ — весовой коэффициент, отражающий долю фотонов данной энергии в тормозном спектре [23]; E^{max} — граничная энергия тормозного излучения в МэВ; E^{th} — энергетический порог в МэВ $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ -реакции.

Зная теоретическое значение средневзвешенного выхода реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, можно получить значение интегрального потока тормозных фотонов на мишени [26]:

$$\Phi_{\gamma} = 181 S \lambda_{181\text{Ta}} \left/ \left[(1 - e^{-\lambda_{181\text{Ta}} t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda_{181\text{Ta}} t_{\text{mp}}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (1 - e^{-\lambda_{181\text{Ta}} t_{\text{m}}}) \xi k \eta Y_{181\text{Ta}} N_A m \right] \right., \quad (19)$$

где “181” — атомная масса тантала (а.е.м.); S — площадь фотопика, соответствующего распаду ^{181}Ta из измеренного гамма-спектра мониторной мишени тантала; $\lambda_{181\text{Ta}}$ — постоянная распада ^{181}Ta (с^{-1}); t_{irr} , t_{mp} и t_{m} — времена облучения на ускорителе, паузы между окончанием облучения и началом измерения на спектрометре и измерения на спектрометре в с; ξ — эффективность регистрации спектрометра; k — коэффициент самопоглощения гамма-квантов данной энергии в образце, η — квантовый выход по гамма-линии 93 кэВ, сопутствующей распаду ^{180}Ta ; $Y_{181\text{Ta}}$ — средневзвешенный по потоку тормозного излучения выход реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ в бн, рассчитанный согласно (18); $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ — число Авогадро; m — масса (в г) облученной мишени тантала.

Зная интегральный поток тормозного излучения Φ_{γ} и получив активность ^{43}K и ^{47}Ca из гамма-спектра облученной мишени хлорида кальция (рис. 1), можно рассчитать искомые экспериментальные значения средневзвешенных выходов фотоядерных реакций из соответствующих уравнений активации:

$$Y_{44\text{Ca}} = \frac{A_{43\text{K}}}{\Phi_{\gamma} N_{44\text{Ca}} (1 - e^{-\lambda_{43\text{K}} t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda_{43\text{K}} t_{\text{mp}}}}, \quad (20)$$

$$Y_{48\text{Ca}} = \frac{A_{47\text{Ca}}}{\Phi_{\gamma} N_{48\text{Ca}} (1 - e^{-\lambda_{47\text{Ca}} t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda_{47\text{Ca}} t_{\text{mp}}}}. \quad (21)$$

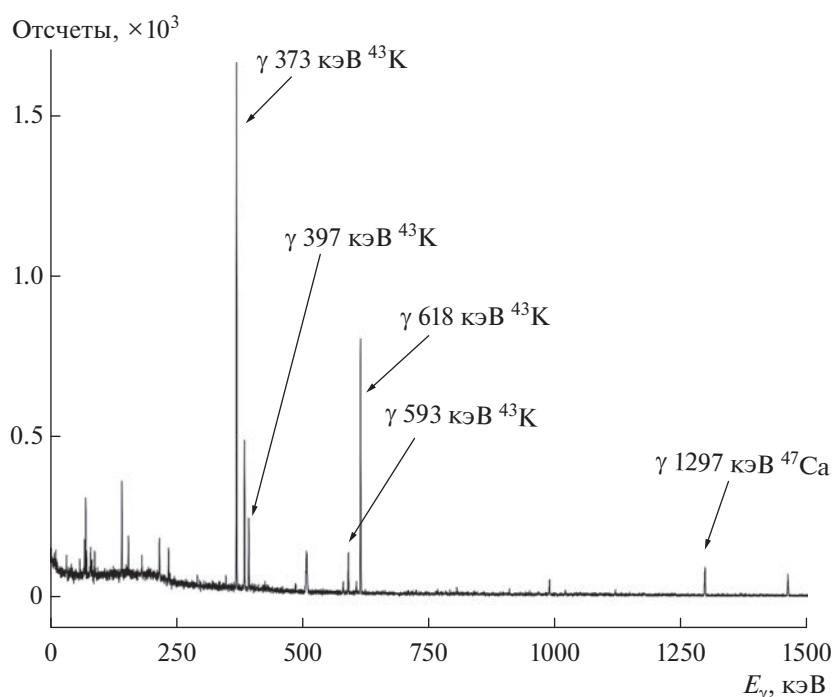


Рис. 1. Гамма-спектр мишени хлорида кальция, облученной тормозным излучением ускорителя электронов.

Таблица 1. Сравнение полученных экспериментальных средневзвешенных сечений изученных реакций с теоретическими значениями

	Средневзвешенный выход реакции			
	х	х	х	х
TALYS 1.96	0.539	14.59	22.74	184.08
Эксперимент	0.398 ± 0.020	13.70 ± 0.69	$21.5 \pm 1.2 [18]$	149.5 ± 7.6

Полученные экспериментальные значения средневзвешенных по потоку тормозного излучения выходов рассматриваемых реакций представлены в табл. 1.

Окончательное выражение для расчета активности ^{41}Ca по измерению продукта реакции $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ можно записать в виде

$$A_{41\text{Ca}} = 27.7 A_{60\text{Co}} \frac{A_{43\text{K}} \lambda_{58\text{Co}} \lambda_{41\text{Ca}} e^{-\lambda_{58\text{Co}} t_{\text{mp}} t_{\text{op}}}}{A_{58\text{Co}} \lambda_{43\text{K}} e^{-\lambda_{43\text{K}} t_{\text{mp}}}}, \quad (22)$$

а для реакции $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$:

$$A_{41\text{Ca}} = 9 A_{60\text{Co}} \frac{A_{47\text{Ca}} \lambda_{58\text{Co}} \lambda_{41\text{Ca}} e^{-\lambda_{58\text{Co}} t_{\text{mp}} t_{\text{op}}}}{A_{58\text{Co}} \lambda_{47\text{Ca}} e^{-\lambda_{47\text{Ca}} t_{\text{mp}}}}, \quad (23)$$

где A_i — активность i -го изотопа (Бк); λ_i — постоянная распада соответствующего изотопа (с^{-1}); t_{op} , t_p , t_{irr} и t_{mp} — времена (в с) работы реактора, его остановки, облучения тормозным излучением и паузы между окончанием облучения на ускорителе и началом измерений на полупроводниковом спектрометре соответственно.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для апробации разработанного метода были проведены исследования активности ^{41}Ca в двух образцах биологической защиты реактора ВВЭР-1000. Образцы облучались потоком тормозного излучения ускорителя электронов с энергией пучка 20 МэВ в течение 3 ч, после чего были произведены гамма-спектрометрические измерения образцов. Измерения одного из образцов проводились через 2 сут после облучения на ускорителе электронов, а измерения второго образца — через 4 сут после облучения. Полученные спектры гамма-излучения образцов представлены на рис. 2, 3. Неравномерность распределения кобальта в материале биологической защиты подтверждается наблюдением различных значений активности изотопов ^{60}Co и ^{58}Co у разных образцов.

Полученные данные об активности ^{41}Ca для обоих образцов, рассчитанные с использованием реакций $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ и $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$, представлены в табл. 2.

Удельная активность изотопа ^{41}Ca достигает всего десятков мкБк при массе образцов в 4 г. Полученные результаты находятся в хорошем согласии между двумя образцами. Для измерений с использованием реак-

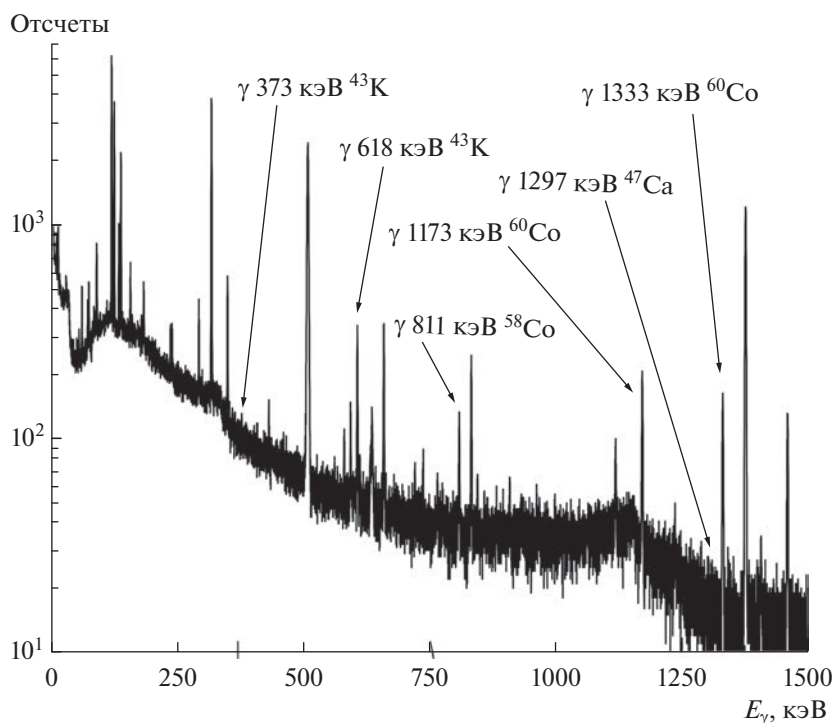


Рис. 2. Гамма-спектр облученных тормозным излучением фрагмента биологической защиты реактора ВВЭР-1000, измеренный через 1.8 сут после облучения на ускорителе электронов.

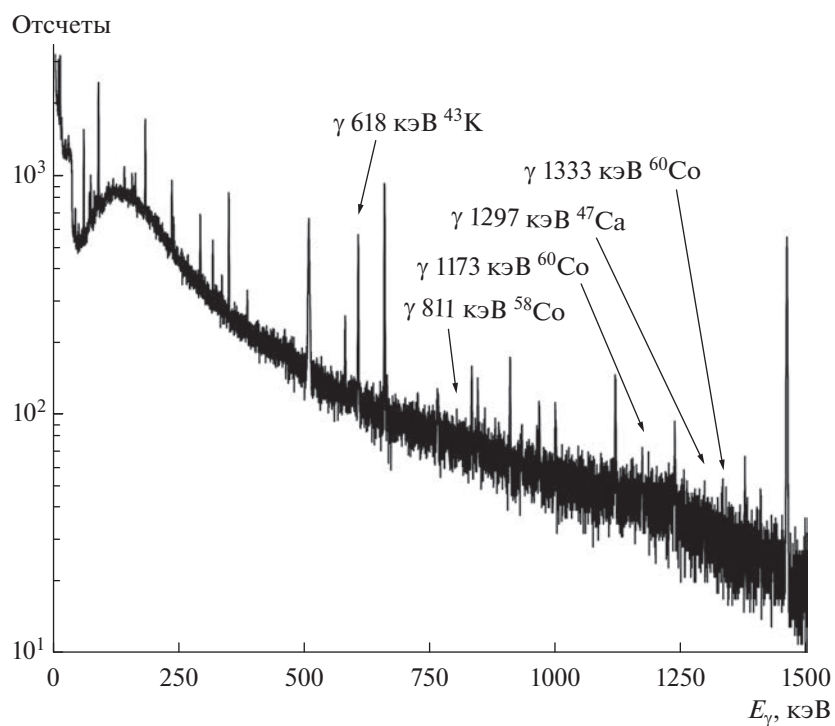


Рис. 3. Тот же спектр, что и на рис. 2, измеренный через 4 сут после облучения на ускорителе электронов.

ции $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ наблюдаются значительно заниженные результаты и большая погрешность измерений. Это связано с непродолжительным периодом полураспада ^{43}K (22.3 ч) и длительной паузой между време-

нами облучения и измерения остаточной активности на полупроводниковом спектрометре (несколько суток). При использовании этой реакции для достижения наименьшего значения погрешности измерения

Таблица 2. Активность ^{41}Ca в исследованных фрагментах биологической защиты реактора ВВЭР-1000

Исследуемая реакция	Активность ^{41}Ca (1 образец), мкБк	Активность ^{41}Ca (2 образец), мкБк
$^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ (22)	22 ± 10	25 ± 11
$^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$ (23)	31.0 ± 2.1	31.4 ± 2.4

образцов следует проводить непосредственно после облучения на ускорителе. Поэтому наиболее удобной фотоядерной реакцией для предложенного способа является $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$, несмотря на небольшое процентное содержание ^{48}Ca (0.19%) в природной смеси кальция, так как период полураспада ^{47}Ca составляет ~ 4 сут, а сечение этой реакции в 40 раз больше, чем сечение $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ -реакции.

Чувствительность разработанного метода составляет $\sim 10^{-6}$ Бк/г при условии использования полупроводниковых спектрометров с детектором из сверхчистого германия, тогда как ПДК для ^{41}Ca составляет 10^2 Бк/г [27], что позволяет его использовать для проведения измерений содержания ^{41}Ca в облученных бетонах биологической защиты реакторов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный фотоактивационный метод определения активности долгоживущего изотопа ^{41}Ca позволяет значительно упростить процесс характеристики бетонов биологической защиты атомного реактора. С учетом того, что для исследований активности этим способом достаточная масса образца составляет несколько мг, а на ускорителях электронов можно облучать образцы массой до сотен г, за одно облучение можно провести одновременные исследования 100–200 образцов. Также для определения активности ^{41}Ca не важны структура и химический состав исследуемого образца, необходимо только присутствие в исследуемых материалах ^{60}Co , что позволяет избежать длительного и трудоемкого процесса пробоподготовки, свойственного радиохимическим методам. Чувствительность предлагаемого метода составляет $\sim 10^{-6}$ Бк/г при условии использования полупроводниковых спектрометров с детектором из сверхчистого германия. Этот подход позволяет уменьшить затраты по определению концентрации ^{41}Ca в облученных бетонах биологической защиты реакторов по сравнению с традиционными радиохимическими методами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-29-01013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. IAEA, Global Status of Decommissioning of Nuclear Installations (Vienna, 2023), IAEA Nuclear Energy Series No. NW-T-2.16.

2. H. Dong Sohn et al., *Ann. Nucl. Energy* **141**, 107305 (2020).
3. IAEA, Decommissioning Strategies for Facilities Using Radioactive Material: Safety Reports Series (Vienna, 2007), No. 50.
4. IAEA, Radiological Characterization of Shut Down Nuclear Reactors for Decommissioning Purposes (Vienna, 1998), Technical Reports Series No. 389.
5. Y.-J. Lee et al., *Nucl. Eng. Technol.* **53**, 1210 (2021).
6. J. C. Evans et al., *Rad. Waste Manag. Nucl. Fuel. Cycle* **11**, 1 (1988).
7. J. C. Evans, Long-Lived Activation Products in Reactor Materials (Richland, WA 99352, 1984).
8. S. Goriely et al., *At. Data Nucl. Data Tables* **77**, 311 (2001).
9. D. Hampe et al., *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **296**, 617 (2013).
10. X. Hou, *Radiochim. Acta* **93**, 611 (2005).
11. P. E. Warwick et al., *Anal. Chem.* **81**, 1901 (2009).
12. IAEA, Determination and Use of Scaling Factors for Waste Characterization in Nuclear Power Plants (Vienna, 2009), IAEA Nuclear Energy Series No. NW-T-1.18.
13. X. Hou et al., *Anal. Chim. Acta* **608**, 105 (2008).
14. I. W. Croudace et al., *J. Anal. At. Spectrom.* **32**, 494 (2017).
15. D. Fink et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **47**, 79 (1990).
16. E. Nottoli et al., *Appl. Radiat. Isot.* **82**, 40 (2013).
17. N. Trautmann et al., *Anal. Bioanal. Chem.* **378**, 348 (2004).
18. M. V. Zheltonozhskaya et al., *J. Radioanal. Nucl. Chem., Special issue* (2023), <https://doi.org/10.1007/s10967-023-08936-y>
19. M. L. Zhemzhurov et al., *Vesc' Nacyanalnaj Akadem' Navuk Belarus'*, *Phys. Tech. Ser.* **66**, 365 (2021).
20. M. D. Bondar'kov et al., *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **73**, 266 (2009).
21. C. Z. Serpan and B. H. Menke, *Nuclear Reactor Neutron Energy Spectra* (West Conshohocken, PA, 1974).
22. J. Kopecky, *Atlas of Neutron Capture Cross Sections* (Vienna, 1997).
23. L. Brualla et al., *Rad. Onc.* **14**, 6 (2019).
24. O. S. Deiev et al., *Phys. Rev. C* **106**, 024617 (2022).
25. V. V. Varlamov, *Atlas of Giant Dipole Resonances* (Vienna, 1999).
26. V. A. Zheltonozhsky et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **456**, 116 (2019).
27. IAEA, A Basic Toxicity Classification of Radionuclides (Vienna, 1963), Technical Report Series No 15.

DETERMINATION OF THE ACTIVITY OF LONG-LIVED ^{41}Ca IN REACTOR BIOLOGICAL SHIELDING MATERIALS BY PHOTOACTIVATION METHOD

M. V. Zheltonozhskaya¹⁾, Y. O. Balaba¹⁾, D. A. Iyusyuk¹⁾, N. V. Kuzmenkova¹⁾, A. P. Chernyaev¹⁾

¹⁾ *Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

The paper discusses a photoactivation method for determining the activity of the long-lived isotope ^{41}Ca relative to the activity of ^{60}Co in irradiated reactor biological shielding concrete. It is proposed to use photonuclear reactions on cobalt and calcium isotopes: $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$, $^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$ or $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Sc}$ to determine the activity of ^{41}Ca . The sensitivity of the proposed method is of the order of $\sim 10^{-6}$ Bq/g, provided that semiconductor spectrometers with an ultrapure germanium detector are used. The structure and chemical composition of the sample do not affect the proposed method. It avoids the long sample preparation times associated with radiochemical methods.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ПРИРОДНОМ КАЛЬЦИИ ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 160 МэВ

© 2024 г. М. В. Желтоножская^{1)*}, А. В. Овсянников¹⁾, А. Е. Шемяков²⁾, А. П. Черняев¹⁾,
С. Р. Адоньев¹⁾, А. А. Щербаков¹⁾, О. В. Яценко³⁾

Поступила в редакцию 09.12.2023 г.; после доработки 09.12.2023 г.; принята к публикации 09.12.2023 г.

Исследование функций возбуждения радионуклидов в протон-индуцированных ядерных реакциях представляет фундаментальный интерес для методов верификации лечения *in-vivo* в протонной терапии. Однако экспериментальные данные для этих реакций весьма ограничены, особенно для энергий протонов выше 20 МэВ, и имеют значительные расхождения. В настоящей работе измерены экспериментальные сечения реакций для ускоренных протонов с энергией 160 МэВ на мишени металлического кальция естественного изотопного состава. Впервые получены новые данные о сечениях выхода реакций с вылетом от одного до пяти протонов на ядрах ⁴⁴Ca. Проведены расчеты полученных сечений в модели ферми-газа и Гогни–Хартри–Фока–Боголюбова с помощью программного кода TALYS1.96. Показано, что в сечениях доминируют предравновесные процессы. Отмечается, что расчетные сечения, как правило, не превышают 30% от экспериментальных.

DOI: 10.31857/S0044002724030178, EDN: IVPBWS

1. ВВЕДЕНИЕ

Основное преимущество протонной терапии по сравнению с традиционной лучевой терапией заключается в том, что она обеспечивает лучшее распределение дозы в объеме опухоли при одновременном снижении дозы, поступающей в окружающие здоровые ткани [1]. Резкое возрастание плотности ионизации в конце пробега протонов приводит к накоплению максимальной дозы (пик Брэгга). В протонной терапии пик Брэгга устанавливается в соответствии с расположением и размером опухоли. Минимальное воздействие на здоровые ткани делает протонную терапию рекомендуемой при опухолях, расположенных вблизи органов риска, а также в педиатрии, поскольку снижает долгосрочные последствия облучения, такие как возникновение вторичных опухолей [2].

Доза облучения пациента зависит от распределения позитронных β^+ -излучателей, создаваемых протонным пучком в организме пациента [3]. Для того чтобы в полной мере использовать преимущества протонной терапии, необходимо убедиться, что доза подводится в соответствии с планом лечения. Это можно сделать с помощью ПЭТ-сканера, получив карту активности пациента, соответствующую β^+ -распаду радиоактивных ядер, образующихся на пути следования протонного пучка. ПЭТ-изображение может быть получено либо непосредственно в процессе терапии, либо уже после процедуры, при этом регистрируется распад короткоживущих или долгоживу-

щих β^+ -излучателей соответственно [4, 5]. Измеренные с помощью ПЭТ показатели активности затем необходимо сравнить с расчетными, обычно выполняемыми с помощью метода моделирования Монте-Карло [6, 7]. Если не принимать во внимание эффекты “вымывания” позитронных излучателей за счет физиологических процессов [8, 9], то точность оценок распределения активности при моделировании зависит от данных о сечениях образования интересующих нас β^+ -излучателей. Другими словами, исследование функций возбуждения β^+ -излучающих радионуклидов в протон-индуцированных ядерных реакциях представляет фундаментальный интерес для методов верификации лечения *in-vivo* в протонной терапии. Отдельно хотелось бы отметить, что по данным [10], короткоживущие β^+ -излучающие радионуклиды могут увеличивать терапевтическую дозу до 25%. Очевидно, что для таких оценок необходимы экспериментальные измерения выходов этих радионуклидов или введение поправочных факторов, опираясь на известные экспериментальные данные о сечениях реакций на ускоренных протонах.

Однако экспериментальные данные для этих реакций весьма ограничены, особенно для энергий выше 20 МэВ, и имеют значительные расхождения [3, 11, 12]. Поэтому необходимы новые измерения и последующие оценки сечений протон-индуцированных реакций во всем интересующем диапазоне энергий для уменьшения неопределенностей в оценке наработанной активности, что позволит в дальнейшем прово-

¹⁾ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия.

²⁾ Физико-технический центр ФИАН, Протвино, Россия.

³⁾ ГНЦ ФМБЦ имени А.И. Бурназяна ФМБА, Москва, Россия.

* E-mail: zhelton@yandex.ru

Таблица 1. Технические характеристики синхротрона комплекса протонной терапии “ПРОМЕТЕУС” ФТЦ ФИАН

Энергия пучка	(30–330 ± 0.15%) МэВ
Интенсивность пучка	109 с ⁻¹
Время ускорения до максимальной энергии	1 с
Медленный выпуск пучка в диапазоне	0.1–10 с
Средняя потребляемая мощность	50 кВт
Шаг выбора энергии на ускорителе “ПРОМЕТЕУС”	0.1 МэВ
Размер пучка в ортогональной плоскости	не более 3 мм для 150 МэВ
Диаметр кольца	5 м
Вес	20 т

дить целенаправленную верификацию субмиллиметрового диапазона пучков [13]. Необходимость подобных данных отмечается и в итоговом отчете Технического совещания МАГАТЭ по ядерным данным для медицинского применения, состоявшемся в декабре 2018 г. [14].

В настоящей работе получены экспериментальные сечения образования радионуклидов на ядрах кальция с $T_{1/2} > 30$ мин для достаточно часто используемой в терапии энергии протонов 160 МэВ, сопоставленные с теоретическими аналогами, рассчитанными в модели ферми-газа и Гогни–Хартри–Фока–Боголюбова.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В эксперименте пучком протонов с $E = 160$ МэВ облучались мишени металлической стружки естественного кальция массой 4.3 г, завернутые в алюминиевую фольгу. Облучение проводилось в центре коллективного пользования комплекса протонной терапии “Прометеус” (КПТ “Прометеус”) на пучке протонов, ускоренных на синхротроне до энергии 160 МэВ. Характеристики синхротрона приведены в табл. 1. КПТ “Прометеус” ФТЦ ФИАН представляет собой высокотехнологическую медицинскую установку российского производства для лечения новообразований у онкологических больных с использованием методики дистанционной радиационной терапии пучком протонов.

Облучение мишеней происходило сканирующим методом, т.е. точечный пучок перемещается вдоль горизонтальной оси, как бы “заштриховывая” мишень. Сигма пучка составляла 3.5 мм, поле облучения — 38×38 мм², время облучения — 71 мин, плотность потока — $\Phi_p = 10^{11}$ p/см². Размеры поля при 95% дозы были 34×34 мм², т.е. 1.08×10^{12} протонов проходят через центральную 95% зону (рис. 1). Размер облучаемой мишени составлял $30 \times 30 \times 30$ мм³, так что образец полностью находился в поле пучка протонов с плотностью потока 10^{11} p/см².

После облучения образец помещался в чашку Петри диаметром 35 мм и измерялся на полупроводниковом спектрометре Canberra® с детектором из сверх-

чистого германия большого объема. Энергетическое разрешение спектрометра было 2.1 кэВ по гамма-линии ⁶⁰Со.

Для калибровки спектрометра по эффективности в этой геометрии был изготовлен смешанный калибровочный источник геометрии чашки Петри, содержащий активности ⁶⁰Со, ¹³³Ba, ¹³⁷Cs, ¹⁵²Eu и ²⁴¹Am с насыпной плотностью 1.2 г см⁻², близкой к насыпной плотности образца кальция. Эта же эффективность, с учетом самопоглощения гамма-излучения в мишени, рассчитывалась после моделирования реальных облучаемых мишеней в программном коде MCNP [15]. Для этого расчета определялась эффективность регистрации нужных гамма-линий для точечной (ϵ_t) и реальной (ϵ_p) мишеней и вводилась поправка на самопоглощение $k = \epsilon_p/\epsilon_t$. При введении поправки эффективность расчетной регистрации для объемной мишени совпадала с экспериментальной с точностью ~5%.

Кальций встречается в природе в виде смеси шести изотопов: ⁴⁰Ca, ⁴²Ca, ⁴³Ca, ⁴⁴Ca, ⁴⁶Ca и ⁴⁸Ca, среди которых наиболее распространенный — ⁴⁰Ca (96.97%), тем не менее активность в облученной мишени кальция в основном обусловлена изотопами ⁴⁴Ca и ⁴⁸Ca.

В полученном гамма-спектре (рис. 2) были надежно идентифицированы гамма-переходы, сопутствующие радиоактивным распадам продуктов ³⁸S, ³⁸Cl, ³⁹Cl, ⁴¹Ar, ⁴²K, ⁴³K, ⁴³Sc, ^{44m}Sc, ⁴⁴Sc, ⁴⁷Ca, ⁴⁷Sc, ⁴⁸Sc реакций $\text{Ca}(k_1p, k_2n)$, где $k_1(k_2)$ — число протонов (нейтронов), образующихся в реакции (табл. 2). Так как гамма-лучи с $E_\gamma = 373$ кэВ, сопутствующие распаду ⁴³Sc, совпадают по энергии с гамма-лучами, сопутствующими распаду ⁴³K (табл. 2), то вклад гамма-лучей от распада ⁴³K в суммарный гамма-пик 373 кэВ оценивался по гамма-переходу 617 кэВ.

Сечения изученных реакций рассчитывались из уравнения активации:

$$A = \Phi_p N \sigma (1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda t_{\text{п}}}, \quad (1)$$

где A — активность образовавшегося радионуклида (Бк), N — количество исходных ядер, σ — сечение выхода реакции (бн), Φ_p — плотность потока протонов (p/см²), λ — постоянная распада образовавшегося радионуклида (с⁻¹), $t_{\text{обл}}$, $t_{\text{п}}$ — времена облучения и па-

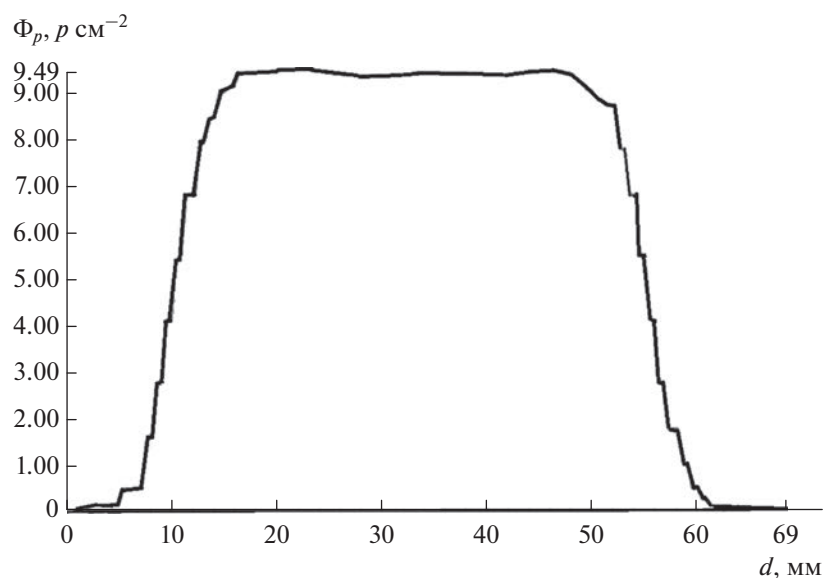


Рис. 1. Распределение дозы при облучении мишени из металлической стружки естественного кальция полем размером $34 \times 34 \text{ мм}^2$.

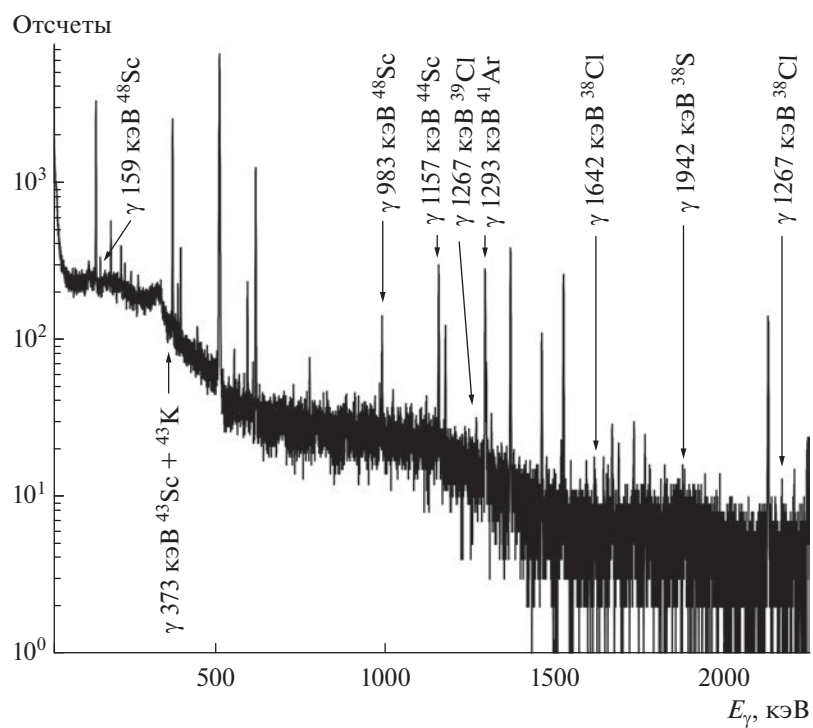


Рис. 2. Гамма-спектр облученной мишени металлического кальция с образованием различных продуктов реакции $\text{Ca}(k_1p, k_2n)$, где $k_1(k_2)$ — число протонов (нейтронов), образующихся в реакции. Для каждого продукта указаны соответствующие ему энергии γ .

Таблица 2. Основные параметры изученных реакций

Реакция	$E_{\text{порог}}$, МэВ	Продукт реакции	Период полураспада	Гамма-переходы, кэВ (интенсивность) [16]
$^{44}\text{Ca}(p, 5p2n)$	61.3	^{38}S	170 мин	1942 (86%)
$^{44}\text{Ca}(p, 4p3n)$	59.1	^{38}Cl	37 мин	1642 (33%); 2167 (44%)
$^{44}\text{Ca}(p, 4p2n)$	50.8	^{39}Cl	56 мин	1267 (54%)
$^{44}\text{Ca}(p, 3pn)$	—	^{41}Ar	110 мин	1293 (99%)
$^{44}\text{Ca}(p, 2pn)$	22.3	^{42}K	12.3 ч	1525 (18%)
$^{44}\text{Ca}(p, 2p)$	12.5	^{43}K	22.3 ч	373 (87%); 617 (79%)
$^{44}\text{Ca}(p, 2n)$	14.5	^{43}Sc	3.9 ч	373 (22%)
$^{44}\text{Ca}(p, n)$	4.5	^{44m}Sc	58.6 ч	271 (87%)
$^{44}\text{Ca}(p, n)$	4.5	^{44}Sc	3.9 ч	1157 (100%)
$^{48}\text{Ca}(p, pn)$	10.2	^{47}Ca	4.5 сут	1297 (67%)
$^{48}\text{Ca}(p, 2n)$	8.9	^{47}Sc	3.3 сут	159 (68%)
$^{48}\text{Ca}(p, n)$	0.5	^{48}Sc	43.7 ч	983 (12%); 1312 (12%)

Таблица 3. Экспериментальные Y_{Σ} и теоретические Y_T сечения выходов исследованных реакций, мбн

Реакция	Y_{Σ}^*	Y_{Σ} [10]	Y_T	Y_{Σ}/Y_T
$^{44}\text{Ca}(p, 5p2n)^{38}\text{S}$	0.14(3)	—	0.06	2.3
$^{44}\text{Ca}(p, 4p3n)^{38}\text{Cl}$	6.0	—	2.4	2.5
$^{44}\text{Ca}(p, 4p2n)^{39}\text{Cl}$	1.8(3)	—	3.7	0.5
$^{44}\text{Ca}(p, 3pn)^{41}\text{Ar}$	5.1	—	5.5	0,9
$^{44}\text{Ca}(p, 2pn)^{42}\text{K}$	39	37(6)	21	1.9
$^{44}\text{Ca}(p, 2p)^{43}\text{K}$	25	26(4)	15	1.2
$^{44}\text{Ca}(p, 2n)^{43}\text{Sc}$	6.3	—	2.7	2.3
$^{44}\text{Ca}(p, n)^{44m}\text{Sc}$ + ^{44}Sc	4.7	—	1.2	3.9
$^{44}\text{Ca}(p, n)^{44m}\text{Sc}$	1.24	1.17	—	—
$^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$	3.46	—	—	—
$^{48}\text{Ca}(p, pn)^{47}\text{Ca}$	89	107(11)	30	3.0
$^{48}\text{Ca}(p, 2n)^{47}\text{Sc}$	22	—	5.5	4.0
$^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$	11.1	8.6(11)	0.6	18

Примечание. * Погрешность наших измерений составила ~10%.

узы между окончанием облучения и началом измерений облученных мишеней на полупроводниковых спектрометрах (с) соответственно.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные экспериментальные значения сечений выходов всех изученных реакций приведены в табл. 3. Новые данные о реакциях с вылетом от одного до пяти протонов на ядрах ^{44}Ca получены впервые. С помощью программы GEANT4 [17] мы оценили самопоглощение протонов, оцененная энергия протонов в мишени кальция оказалась равной 159 ± 1 МэВ.

Для определения механизмов протекания исследуемых протон-индуцированных реакций нами бы-

ли проведены теоретические расчеты их сечений выходов в модели ферми-газа [18] и микроскопической модели Гогни–Хартри–Фока–Боголюбова с температурно-зависимыми плотностями уровней [19]. В расчетах использовался программный код TALYS1.96 [20], который учитывает статистические, предравновесные и прямые процессы (табл. 4).

Из табл. 4 видно, что в сечения выходов всех реакций доминирующий вклад дают предравновесные процессы, причем рассчитанные сечения разных реакций за счет предравновесных процессов могут изменяться на 30–50%. Сопоставление рассчитанных сечений выходов исследуемых реакций с экспериментальными (табл. 3) показывает, что теоретические выходы занижены в 2–3 раза. Такое расхождение указывает на необходимость включения других механизмов взаимодействия протонов с энергией 150–160 МэВ с ядрами кальция, прежде всего, механизма, связанного с внутриядерными каскадами. Этот механизм учитывается в полумпирических оценках [21, 22], не обладающих большой точностью. Другими словами, и наши расчеты с использованием хорошо апробированных теоретических моделей и расчетных кодов, и оценки вклада внутриядерных каскадов не позволяют достоверно определить механизм взаимодействия ускоренных протонов с ядрами кальция. Для более однозначных выводов необходимы экспериментальные исследования таких реакций на других ядрах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе проведены исследования сечений выходов реакций с ускоренными протонами с энергией 160 МэВ на мишени металлического кальция естественного изотопного состава. Впервые получены новые данные о реакциях с вылетом от одного до пяти протонов на ядрах ^{44}Ca . Проведены расчеты выходов реакций в модели ферми-газа и микроско-

Таблица 4. Расчеты сечений изученных реакций на ^{44}Ca и ^{48}Ca в рамках модели ферми-газа и модели Гогни–Хартри–Фока–Боголюбова для энергии протонов 150 и 160 МэВ, мбн

Реакция	Модель ферми-газа с учетом (<i>a</i>) и без учета (<i>b</i>) предравновесных процессов				Модель Гогни–Хартри–Фока–Боголюбова с учетом (<i>a</i>) и без учета (<i>b</i>) предравновесных процессов			
	150 МэВ		160 МэВ		150 МэВ		160 МэВ	
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>
$^{44}\text{Ca}(p, 5p2n)^{38}\text{S}$	3.75×10^{-3}	8.86×10^{-5}	3.58×10^{-3}	2.13×10^{-5}	7.94×10^{-2}	1.08×10^{-2}	6.06×10^{-2}	2.83×10^{-3}
$^{44}\text{Ca}(p, 4p3n)^{38}\text{Cl}$	1.21	1.12×10^{-2}	5.99×10^{-1}	1.80×10^{-3}	4.40	1.13×10^{-1}	2.30	2.55×10^{-2}
$^{44}\text{Ca}(p, 4p2n)^{39}\text{Cl}$	4.39×10^{-1}	3.19×10^{-4}	4.61×10^{-1}	6.90×10^{-5}	3.57	2.37×10^{-2}	3.75	7.80×10^{-3}
$^{44}\text{Ca}(p, 3pn)^{41}\text{Ar}$	1.96	—	1.77	—	6.32	6.38×10^{-5}	5.99	1.11×10^{-5}
$^{44}\text{Ca}(p, 2pn)^{42}\text{K}$	1.85×10^1	—	1.38×10^1	—	2.46×10^1	—	1.84×10^1	—
$^{44}\text{Ca}(p, 2p)^{43}\text{K}$	1.02×10^1	—	1.02×10^1	—	1.23×10^1	—	1.24×10^1	—
$^{44}\text{Ca}(p, 2n)^{43}\text{Sc}$	2.38	—	2.01	—	3.15	—	2.84	—
$^{44}\text{Ca}(p, n)^{44m,g}\text{Sc}$	1.09	—	1.04	—	1.09	—	1.04	—
$^{44}\text{Ca}(p, n)^{44m}\text{Sc}$	1.33×10^{-1}	—	1.29×10^{-1}	—	1.69×10^{-1}	—	1.69×10^{-1}	—
$^{44}\text{Ca}(p, n)^{44g}\text{Sc}$	9.56×10^{-1}	—	9.12×10^{-1}	—	9.21×10^{-1}	—	8.71×10^{-1}	—
$^{48}\text{Ca}(p, pn)^{47}\text{Ca}$	3.12×10^1	—	2.83×10^1	—	3.28×10^1	—	2.95×10^1	—
$^{48}\text{Ca}(p, 2n)^{47}\text{Sc}$	5.26	—	4.95	—	5.84	—	5.48	—
$^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$	6.43×10^{-1}	—	5.82×10^{-1}	—	6.49×10^{-1}	—	5.86	—

пической модели Гогни–Хартри–Фока–Боголюбова с температурно-зависимыми плотностями уровней с помощью программного кода TALYS1.96. Показано, что доминирующий вклад в сечения вносят предравновесные процессы, причем этот вклад для разных реакций может изменяться на 30–50%. Расчетные выходы, как правило, не превышают 30% от экспериментальных. Для более однозначных выводов о механизме таких реакций необходимы экспериментальные исследования на других ядрах.

Работа выполнена при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина” Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова. Облучение образцов проводилось в центре коллективного пользования КПТ “Прометеус”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. Newhauser and R. Zhang, Phys. Med. Biol. **60**, R155 (2015).
2. M. Moteabbed, T. Yock, and H. Paganetti, Phys. Med. Biol. **59**, 2883 (2014).
3. T. Rodriguez-Gonzalez, C. Guerrero, C. M. Backer, J. Bauer, C. Baumer, S. Brons, W. Jentzen, M. C. Jimenez-Ramos, M. A. Millan-Callado, C. Schomers, B. Timmermann, J. M. Quesada, and R. Capote, Nucl. Data Sheets **187**, 579 (2023).
4. U. Oelfke, G. Lam, and M. Atkins, Phys. Med. Biol. **41**, 177 (1996).
5. K. Parodi, T. Bortfeld, and T. Haberer, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. **71**, 945 (2008).
6. K. Parodi, A. Ferrari, F. Sommerer, and H. Paganetti, Phys. Med. Biol. **52**, 3369 (2007).
7. A. C. Kraan, Front. Oncol. **5**, article 150 (2015).
8. C. Toramatsu, A. Mohammadi, H. Wakizaka, C. Seki, F. Nishikido, S. Sato, I. Kanno, M. Takahashi, K. Karasawa, Y. Hirano, and T. Yamaya, Phys. Med. Biol. **65**, 105011 (2020).
9. C. Toramatsu, A. Mohammadi, H. Wakizaka, H. Sudo, N. Nitta, C. Seki, I. Kanno, M. Takahashi, K. Karasawa, Y. Hirano, and T. Yamaya, Phys. Med. Biol. **67**, 125006 (2022).

10. M. Faßbender, Y. Shubin, and S. Qaim, *Radiochim. Acta* **84**, 59 (1999).
11. A. L. Nichols and R. Capote, *Nucl. Data Sheets* **120**, 239 (2014).
12. F. T. Tarkanyi, A. V. Ignatyuk, A. Hermanne, R. Capote, B. V. Carlson, J. W. Engle, M. A. Kellett, T. Kibedi, G. N. Kim, F. G. Kondev, M. Hussain, O. Lebeda, A. Luca, Y. Nagai, H. Naik, A. L. Nichols, et al., *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **319**, 533 (2019).
13. S. Espana, X. Zhu, J. Daartz, G. El. Fakhri, T. Bortfeld, and H. Paganetti, *Phys. Med. Biol.* **56**, 2687 (2011).
14. IAEA, International Nuclear Data Committee (INDC). Summary Report Technical Meeting on Nuclear Data for Medical Applications (Vienna, 2019).
15. J. F. Briesmeister, MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code (Los Alamos, 1993), Report LA-12625-M.
16. R. B. Firestone, *Table of Isotopes*, 8th ed. (Hungary, 1997).
17. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506**, 250 (2003).
18. S. Goriely, S. Hilaire, and A. Koning, *Phys. Rev. C* **78**, 064307 (2008).
19. A. Koning and D. Rochman, *Nucl. Data Sheets* **113**, 2841 (2012).
20. A. Gilbert and A. Cameron, *Can. J. Phys.* **43**, 1446 (1965).
21. G. Rudstam, *Nucl. Phys. A* **126**, 401 (1969).
22. R. Silberberg and C. Tsao, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **25**, 315 (1973).

NUCLEAR REACTIONS AT 160 MeV PROTON ENERGY ON NATURAL CALCIUM

M. V. Zheltonozhskaya¹⁾, A. V. Ovsyannikov¹⁾, A. E. Shemyakov²⁾, A. P. Chernyaev¹⁾, S. R. Adonyev¹⁾,
A. A. Scherbakov¹⁾, O. V. Yatsenko³⁾

¹⁾ *Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

²⁾ *Physical-Technical Centre of the P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Protvino, Russia*

³⁾ *Burnazyan Federal Medical Biophysical Center, Moscow, Russia*

The study of radionuclide excitation functions in proton-induced nuclear reactions is of fundamental interest for in vivo treatment verification methods in proton therapy. However, experimental data for these reactions are very limited, especially for proton energies above 20 MeV, and show significant discrepancies. In the present work, experimental cross sections of reactions for accelerated protons with an energy of 160 MeV on targets of metallic calcium of natural isotopic composition are measured. For the first time, new data have been obtained on the yield cross sections of reactions with the departure of one to five protons at ⁴⁴Ca nuclei. Calculations of the obtained cross sections in the Fermi gas and Gogny–Hartree–Fock–Bogolyubov models using the TALYS1.96 program code are carried out. It is shown that pre-equilibrium processes dominate in the cross sections. It is noted that the calculated cross sections, as a rule, do not exceed 30% of the experimental ones.

СПИНОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР С УЧЕТОМ BENDING- И WRIGGLING- КОЛЕБАНИЙ

© 2024 г. С. Г. Кадменский^{1)*}, Д. Е. Любашевский¹⁾, Д. А. Степанов¹⁾, А. А. Писклюков¹⁾

Поступила в редакцию 09.12.2023 г.; после доработки 09.12.2023 г.; принята к публикации 09.12.2023 г.

Проведено теоретическое описание природы спинового распределения (СР) фрагментов низкоэнергетического вынужденного и спонтанного двойного деления ядер. Для двух деформированных предфрагментов деления установлен механизм накачки больших значений их относительных орбитальных моментов L и спинов J , обусловленный совместным влиянием wriggling- и bending-колебаний, и впервые получены аналитические формулы для описания СР в рамках такого механизма. Подчеркивается, что для этого механизма ядро в процессе деления остается “холодным”, в то время как в статистической модели оно нагревается до температур ≈ 1 МэВ. Сравнение рассчитанных СР для вынужденного двойного деления ядер-актинидов $^{232}\text{Th}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, f)$ с имеющимися экспериментальными данными показало разумное согласие как по величине средних значений спинов, так и по пилообразной форме зависимости СР от массового числа фрагментов, что подтверждает надежность механизма накачки больших значений спинов деформированных фрагментов деления. Для спонтанного двойного деления ядра $^{252}\text{Cf}(s, f)$ указаны возможные причины расхождения теоретических СР с экспериментом.

DOI: 10.31857/S0044002724030182, EDN: IVOFUK

1. ВВЕДЕНИЕ

Описание угловых и спиновых распределений (СР) первичных фрагментов низкоэнергетического двойного деления ядер в квантовой теории деления [1–4] связано с несколькими важнейшими характеристиками динамики указанного деления.

Появление больших по сравнению со спином J ($\approx 1\hbar$) делящегося ядра значений спинов J_1 и J_2 ($\approx 5–7\hbar$) легкого и тяжелого фрагментов двойного деления ядер, обнаружено более 60 лет назад. Однако до сих пор не существует единой теории, которая смогла бы в полной мере объяснить возникновение данного феномена.

Экспериментально обнаружено, что фрагменты двойного деления ядер вылетают преимущественно под углами $\theta_1 = 0^\circ$ и $\theta_1 = 180^\circ$ к оси симметрии системы делящегося ядра. Модель О. Бора [5] о классическом движении фрагментов делящегося ядра вдоль прямой линии, совпадающей с осью симметрии делящейся системы, позволяет объяснить наблюдаемую экспериментально анизотропию разлета фрагментов. Однако классическое рассмотрение такого разлета приходит в противоречие с принципами квантовой механики, согласно которой отклонения угла $\Delta\theta$ вылета частицы от оси симметрии и изменения относительного орбитального момента ΔL фрагментов делящегося ядра связаны соотношением [6, 7] $\Delta\theta\Delta L \approx 1$, справедливое для

наблюдаемых $\Delta\theta = 1$. Тогда величина максимального относительного орбитального момента L_m определяется как

$$L_m = 1/\Delta\theta \gg 1,$$

что демонстрирует появление большого относительного орбитального момента делящегося ядра.

Для объяснения возникновения большого L_m необходимо рассмотреть два вида поперечных колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва [8]. Первый тип таких колебаний wriggling (извивные) колебания, в которых повороты предфрагментов деления происходят в одну сторону вокруг некоторой оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра. Второй тип — bending (изгибные) колебания. Они характеризуют повороты предфрагментов деления в противоположные стороны вокруг оси, также перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра. Компенсация отличного от нуля суммарного спина указанных предфрагментов осуществляется за счет поворота всего делящегося ядра вокруг той же оси в противоположную сторону. Это приводит к появлению относительного орбитального момента фрагментов

$$L = (J_{w1} + J_{w2}).$$

Именно wriggling-колебания фактически определяют распределение орбитальных моментов L этих фрагментов.

Целью настоящей работы является описание формирования спинов и их распределений в двойном

¹⁾ Воронежский государственный университет, Россия.

* E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

низкоэнергетическом и спонтанном делениях ядер с учетом основных теоретических представлений о природе рассматриваемого процесса и современных экспериментальных данных.

2. ПОСТРОЕНИЕ СПИНОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАГМЕНТОВ

Поведение делящегося ядра в седловой точке определяет процесс формирования спинов, который можно описать в приближении гармонического осциллятора. Спины фрагментов, формирующихся при низкоэнергетическом вынужденном и спонтанном двойном делении, в фазовом пространстве связаны только с распределением в импульсном представлении [9]. В таком подходе не учитываются силы упругости, что позволяет упростить аналитические расчеты.

Спонтанное и вынужденное низкоэнергетическое деление деформированных ядер описывается при использовании идеи переходных делительных состояний (ПДС) Бора [5] делящегося ядра, которые строятся с учетом сохранения направления оси симметрии делящегося ядра на всех стадиях его внутренних коллективных деформационных движений. Поскольку рассматриваемые виды деления ядер реализуются в случаях, когда энергия возбуждения делящегося ядра E_{exp} заметно меньше высот внутреннего и внешнего барьеров деления, наибольшая вероятность такого деления имеет место, если энергии ПДС имеют значения, близкие к E_{exp} . Это соответствует отсутствию нуклонных многоквaziчастичных мод возбуждения делящегося ядра и его холодности на всех стадиях коллективного деформационного движения вплоть до точки разрыва. В делящемся ядре появляются [3] только “входные” низколежащие коллективные возбуждения нуклонных степеней свободы, для которых отсутствует динамическое усиление взаимодействия Кориолиса. Это противоречит предположениям статистической модели [10], считающей, что неадиабатический спуск с внешнего барьера приводит к тому, что в точке разрыва ядро находится в состоянии термодинамического равновесия с температурой $T_{\text{стат}} \approx 1$ МэВ.

Поскольку для спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления делящееся ядро и вылетающие из него фрагменты в окрестности точки разрыва указанного ядра должны находиться в холодных неравновесных состояниях [3], то при построении их СР необходимо учитывать только нулевые осцилляторные волновые функции в импульсном представлении [8, 11] вдоль осей (Y). Распределение вероятностей спинов двух независимых колебаний можно представить как произведение распределений этих колебаний [11]:

$$P(J_{k_x}, J_{k_y}) \equiv P(J_{k_x})P(J_{k_y}) = \frac{1}{\pi I_k \hbar \omega_k} \exp \left[-\frac{J_{k_x}^2 + J_{k_y}^2}{I_k \hbar \omega_k} \right], \quad (1)$$

где индекс $k = w, b$ соответствует типу колебаний (wiggling или bending), I_k — момент инерции этих колебаний, частоты ω_k колебаний определяются классическими формулами $\omega_k = \sqrt{\frac{K_k}{M_k}}$, а энергии рассматриваемых нулевых колебаний равны $\hbar \omega_w = 2.5$ МэВ; $\hbar \omega_b = 0.9$ МэВ [8]. Поскольку квадрат спина имеет размерность $\hbar^2$, моменты инерции — г см² $\equiv \hbar^2$ МэВ⁻¹, показатель экспоненты в (1) безразмерен.

Момент инерции wiggling-колебаний I_w введен в [12–14] как

$$I_w = \frac{(I_1 + I_2)I_0}{I}, \quad (2a)$$

где I_1 (I_2) — моменты инерции каждого фрагмента,

$$I_0 = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} (R_1 + R_2 + d)^2 -$$

момент инерции делящегося ядра, $d \approx 4$ Фм; $I = I_0 + I_1 + I_2$ — суммарный момент инерции.

В модели твердого тела:

$$I_{1,2} \equiv I_{i,\text{rigit}} = \frac{M_i}{5} \sum R_i^2,$$

M_i — масса каждого фрагмента деления,

$$R_i = r_0 A^{1/3} [1 - \beta_i^2/4\pi + \beta_i \sqrt{5/4\pi}],$$

β_i — параметр квадрупольной деформации. Нами $I_{1,2}$ определены в рамках сверхтекучей модели ядра [15] и значительно отличаются от своих твердотельных аналогов $I_i = (0.5-0.7)I_{\text{rigit}}$, а для фрагментов деления, близких к “магическим” ядрам, $I_i = (0.2-0.3)I_{\text{rigit}}$.

В [12–14] момент инерции bending-колебаний — I_b — сильно отличается от аналогичных значений, полученных в [8, 16] и определяется как

$$I_b = \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2}. \quad (26)$$

Поскольку в [12–14] не приведено строгих физических обоснований такого определения I_b , мы используем для I_b определение, сделанное в [16]:

$$I_b = I_1 + \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 I_2. \quad (2b)$$

Рассчитанные по формулам (2a), (2b) значения моментов инерции wiggling- и bending-колебаний для вынужденного двойного деления ядер $^{232}\text{Th}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, f)$, а также спонтанного деления ядра $^{252}\text{Cf}(s, f)$ приведены в табл. 1–3.

Используя связь спинов $\mathbf{J}_k$ ($k = w, b$) и моментов инерции [12–14, 16], найдем связь проекций спинов

Таблица 1. Моменты инерции wriggling- и bending-колебаний фрагментов двойного деления ^{232}Th и сравнение средних значений $\bar{J}$ фрагментов деления (7) с экспериментальными [17]

^{232}Th				
Фрагмент	$\bar{J}_w, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}_b, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}, \hbar$	$\bar{J}_{\text{exp}}, \hbar$
Ge-8	35.86	27.28	4.83	4.10
Ge-84	36.08	30.66	5.14	3.92
Se-84	35.92	29.19	5.02	3.85
Se-86	35.49	31.76	5.26	4.26
Se-88	35.56	33.60	5.44	4.41
Kr-88	33.97	26.45	4.86	4.75
Kr-90	35.23	34.46	5.55	4.72
Kr-92	35.37	37.32	5.80	5.10
Kr-94	35.34	40.67	6.09	6.02
Sr-92	33.01	27.26	5.01	4.05
Sr-94	22.83	24.53	5.59	4.44
Sr-96	23.26	27.07	5.90	5.52
Sr-98	23.52	28.05	6.04	6.01
Zr-98	23.49	27.75	6.01	6.40
Zr-100	23.88	28.81	6.17	6.07
Sn-130	24.49	23.32	4.64	3.29
Sn-132	24.15	23.21	4.67	3.64
Te-132	24.07	23.29	4.67	3.38
Te-134	23.70	23.48	4.73	3.44
Te-136	23.42	23.58	4.77	4.83
Te-138	22.87	23.99	4.85	4.74
Xe-138	23.00	23.84	4.84	4.53
Xe-140	35.03	42.82	7.56	7.70
Xe-142	35.29	44.91	7.78	7.60
Ba-142	35.27	44.43	7.74	5.87
Ba-144	35.53	46.12	7.93	7.49
Ba-146	35.46	47.45	8.08	7.03
Ce-148	36.03	48.59	8.24	7.70
Ce-150	36.27	50.64	8.44	8.74

J_{k_x} (J_{k_y}) с проекциями спинов $\mathbf{J}_i$ ($i = 1, 2$) фрагментов на оси X и Y , перпендикулярные оси симметрии Z делящегося ядра:

$$J_{ix(y)} = \frac{I_i}{I_1 + I_2} J_{w_{x(y)}} + (-1)^{i+1} J_{b_{x(y)}}. \quad (3a)$$

Как следует из (3a), проекции спинов wriggling-колебаний на оси X и Y определяются суммой проекций спинов фрагментов, т.е.

$$J_{w_{x(y)}} = J_{1x(y)} + J_{2x(y)}. \quad (3б)$$

Таблица 2. Моменты инерции wriggling- и bending-колебаний фрагментов двойного деления ^{238}U и сравнение средних значений $\bar{J}$ фрагментов деления (7) с экспериментальными [17]

^{238}U				
Фрагмент	$\bar{J}_w, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}_b, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}, \hbar$	$\bar{J}_{\text{exp}}, \hbar$
Ge-82	27.59	37.96	4.67	4.41
Se-84	29.55	37.99	4.51	3.98
Se-86	31.59	38.05	5.22	4.88
Se-88	33.42	38.08	4.20	4.72
Kr-88	26.31	36.47	4.70	4.37
Kr-90	34.07	37.86	4.91	4.76
Kr-92	37.34	37.58	5.18	5.21
Kr-94	40.01	37.86	5.52	5.27
Sr-94	38.71	37.54	5.36	4.76
Sr-96	42.08	37.81	5.67	5.11
Sr-98	43.44	37.63	5.81	6.08
Zr-98	43.34	37.44	5.79	5.98
Zr-100	45.30	37.28	6.11	6.14
Zr-102	29.87	25.01	5.74	6.12
Zr-104	30.73	25.23	5.834	5.71
Mo-102	29.11	24.62	5.64	7.87
Mo-104	30.58	25.26	5.70	6.53
Sn-130	24.49	25.71	4.78	3.46
Sn-132	24.28	25.44	4.83	3.75
Sn-134	24.39	25.15	4.06	4.65
Te-132	24.17	25.55	4.87	3.56
Te-134	24.21	25.33	4.74	4.26
Te-136	24.24	25.11	5.21	5.82
Te-138	24.35	24.82	5.27	5.60
Xe-138	24.43	24.74	5.32	5.62
Xe-140	42.81	37.29	7.20	7.41
Xe-142	44.53	37.76	7.31	7.53
Ba-142	44.31	37.56	7.28	7.02
Ba-144	45.85	37.86	7.84	7.94
Ba-146	47.52	37.43	7.36	7.60
Ba-148	50.11	37.89	7.40	6.10
Ce-148	49.23	37.73	7.21	7.24
Ce-150	51.04	38.05	7.40	9.01

Проекции спинов bending-колебаний $J_{b_{x(y)}}$ определяются при использовании (3a) и (3б) соотношениями

$$J_{b_{x(y)}} = J_{1x(y)} - \frac{I_i}{I_1 + I_2} J_{w_{x(y)}} = \frac{I_2 J_{1x(y)} - I_1 J_{2x(y)}}{I_1 + I_2}. \quad (3в)$$

Распределение вероятностей спинов двух независи-

Таблица 3. Моменты инерции wriggling- и bending-колебаний фрагментов двойного деления ^{252}Cf и сравнение средних значений $\bar{J}$ фрагментов деления (7) с экспериментальными [17]

^{252}Cf				
Фрагмент	$\bar{J}_w, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}_b, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}, \hbar$	$\bar{J}_{\text{exp}}, \hbar$
Sr-94	38.94	42.76	5.98	4.74
Sr-96	42.12	43.07	6.23	5.92
Sr-98	43.22	42.93	6.23	6.89
Zr-98	42.90	42.86	6.25	6.22
Zr-100	44.37	42.82	6.40	5.76
Zr-102	45.69	42.61	6.62	5.84
Zr-104	46.94	42.18	6.73	5.34
Mo-102	44.15	42.20	6.17	5.96
Mo-104	46.49	42.44	6.54	6.22
Mo-106	47.29	41.58	6.65	5.42
Mo-108	47.33	41.25	5.81	6.13
Ru-108	45.67	40.83	6.26	6.47
Ru-110	30.23	36.68	5.08	7.23
Ru-112	30.92	36.06	5.39	6.77
Pd-112	22.53	24.32	5.42	7.26
Pd-114	23.39	24.03	5.00	7.37
Pd-116	33.10	34.97	4.98	8.55
Sn-130	33.47	25.81	4.98	3.46
Sn-132	28.38	27.20	4.76	3.95
Te-134	37.12	24.61	5.01	4.08
Te-136	38.36	24.24	6.27	5.67
Xe-138	38.38	24.03	6.33	5.43
Xe-140	58.31	36.06	6.12	7.11
Xe-142	60.26	36.68	6.31	6.35
Ba-142	46.59	40.88	6.30	6.04
Ba-144	48.14	41.25	8.09	8.11
Ba-146	48.77	41.58	7.12	7.58
Ce-148	50.05	42.18	7.25	7.56
Ce-150	51.65	42.61	8.67	9.12
Nd-152	53.08	42.74	8.08	8.94
Nd-154	53.92	42.93	8.91	10.91

мых колебаний ($k = w, b$) согласно (1) можно представить как произведение распределений вероятностей каждого из этих колебаний:

$$P(J_{w_{x(y)}}, J_{b_{x(y)}}) = P(J_{w_{x(y)}})P(J_{b_{x(y)}}). \quad (4a)$$

Перейдем в (4a) к распределениям по проекциям спинов фрагментов $i = 1, 2$, используя (1) и (3):

$$P(J_{1x}, J_{2x}, J_{1y}, J_{2y}) = \frac{1}{\pi^2 I_w \hbar \omega_w I_b \hbar \omega_b} \times \\ \times \exp \left[- \left\{ \frac{J_{w_x}^2 + J_{w_y}^2}{I_w \hbar \omega_w} + \frac{J_{b_x}^2 + J_{b_y}^2}{I_b \hbar \omega_b} \right\} \right] \times \\ \times \left| \frac{\partial(J_{w_x}, J_{b_x}, J_{w_y}, J_{b_y})}{\partial(J_{1x}, J_{2x}, J_{1y}, J_{2y})} \right| = \frac{1}{\pi^2 I_w \hbar \omega_w I_b \hbar \omega_b} \times \\ \times \exp \left[- \frac{1}{I_w \hbar \omega_w} \{ (J_{1x} + J_{2x})^2 + (J_{1y} + J_{2y})^2 \} - \right. \\ \left. - \frac{1}{I_b \hbar \omega_b (I_1 + I_2)^2} \{ (I_2 J_{1x} - I_1 J_{2x})^2 + \right. \\ \left. + (I_2 J_{1y} - I_1 J_{2y})^2 \} \right]. \quad (4b)$$

В сферических координатах распределение (4b) зависит от угла φ между спинами фрагментов деления ($0 \leq \varphi \leq \pi$) и имеет вид

$$P(J_1, J_2, \varphi) = \frac{2J_1 J_2}{\pi I_w \hbar \omega_w I_b \hbar \omega_b} \times \\ \times \exp \left[- \frac{J_1^2 (\alpha I_2^2 + \beta) - J_2^2 (\alpha I_1^2 + \beta)}{+ 2J_1 J_2 \cos \varphi (\alpha J_1 J_2 - \beta)} \right], \quad (5)$$

где $\alpha = \frac{1}{I_b \hbar \omega_b (I_1 + I_2)^2}$, $\beta = \frac{1}{I_w \hbar \omega_w}$.

Суммируя (4b) по проекциям спинов второго (первого) фрагмента, перейдя в сферические координаты и интегрируя по азимутальному углу, получим вероятность $P(J_i)$ СР для каждого фрагмента деления $i = 1, 2$:

$$P(J_i) = 2J_i d_i \exp[-J_i^2 d_i], \quad (6)$$

где $d_i = \frac{I_i^2 I_w \hbar \omega_w}{(I_1 + I_2)^2} + I_b \hbar \omega_b$ рассчитаны с моментами инерции фрагментов в сверхтекучей модели ядра [15].

Используя (6), можно получить выражения для средних значений спинов фрагментов:

$$\bar{J}_i = \int_0^\infty P(J_i) J_i dJ_i = \\ = \int_0^\infty 2J_i^2 d_i \exp[-J_i^2 d_i] dJ_i = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{d_i}}. \quad (7)$$

Рассчитанные в соответствии с (7) средние значения спинов фрагментов $\bar{J}_i$ для всех рассматриваемых реакций деления приведены в табл. 1–3.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ СР С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ

В [17] в рамках статистической модели, при учете независимости образующихся фрагментов деления, была проведена гладкая параметризация полученных экспериментальных СР, в качестве главных параметров которой используются твердотельные моменты инерции фрагментов I_{rigid} и их температура $T_{\text{стат}}$.

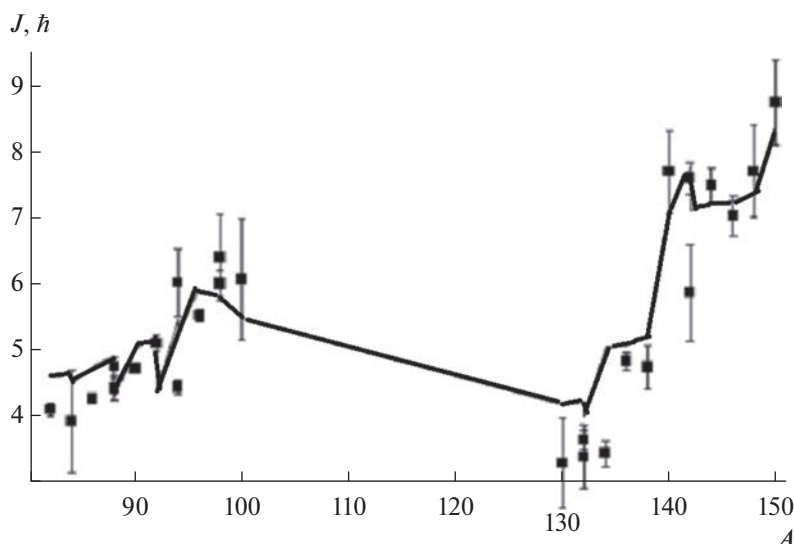


Рис. 1. Сравнение экспериментальных СР средних спинов фрагментов $\bar{J}$ в зависимости от их атомного номера для двойного деления ^{232}Th [17] (черные квадраты с ошибками) и рассчитанных по (7) СР (сплошная кривая) при значениях $\hbar\omega_w = 2.5$ МэВ; $\hbar\omega_b = 0.9$ МэВ.

В этой модели не учитывается корреляция между спинами фрагментов деления и предполагается сферичность фрагментов, которая кажется логичной для области A , близкой к магическим ядрам, но вызывает сомнения для фрагментов с другими A .

Мы провели расчет средних значений спинов $\bar{J}_i$ (7) и сравнение их распределений в зависимости от A деформированных фрагментов деления с экспериментальными данными [17] в рамках изложенного выше механизма накачки больших значений спинов этих фрагментов. СР рассчитанных $\bar{J}_i$ в зависимости от их массового числа A представлены на рис. 1–3.

Как видно из рис. 1, 2, найденные $\bar{J}_i$ фрагментов вынужденного двойного деления ядер $^{232}\text{Th}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, f)$ продемонстрировали разумное согласие с экспериментальными данными. В случае спонтанного деления ядра $^{252}\text{Cf}(s, f)$ наблюдается (рис. 3) значительное рассогласование $\bar{J}_i$ для фрагментов ^{110}Ru , ^{112}Ru , $^{112-116}\text{Pd}$. Указанное рассогласование может быть связано, по крайней мере, с двумя факторами: с необходимостью более точного определения моментов инерции для указанных фрагментов [18] и учета зависимости энергии рассматриваемых колебаний для различных пар фрагментов [16].

В [17] был сделан вывод, что экспериментальные зависимости СР $\bar{J}_i$ от массового числа фрагмента A имеют пилообразный характер. В нашем подходе пилообразный характер зависимости спина от массового числа возникает естественным образом в силу изменения моментов инерции фрагментов при делении (табл. 1–3). Показанная сильная связь между моментами инерции фрагментов деления и значениями их СР предполагает, что измерения последних могут предоставить уникальную экспериментальную информацию о делящейся системе в процессе деле-

ния, что, в свою очередь, будет полезно для дальнейшего развития квантовой теории деления.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована природа формирования средних спинов и их распределений деформированных фрагментов вынужденного и спонтанного низкоэнергетического двойного деления ядер и впервые получены аналитические формулы для расчета СР. При построении СР фрагментов были учтены следующие теоретические представления: холодность делящегося ядра в точке его разрыва; учет поперечных wriggling- и bending-колебаний ядра; появление больших относительных орбитальных моментов системы делящегося ядра; учет закона сохранения полного момента количества движения. Использованы волновые функции нулевых wriggling- и bending-колебаний фрагментов деления в импульсном представлении, а их моменты инерции определены в рамках сверхтекучей модели ядра с учетом квадрупольной деформации каждого фрагмента [15].

Рассчитанные СР в рамках предложенных нами теоретических допущений успешно описывают экспериментальные средние значения спинов фрагментов для низкоэнергетического вынужденного деления, в том числе, пилообразный характер зависимости экспериментальных средних спинов от массового числа A фрагмента. Отмеченное рассогласование в случае спонтанного деления ядра $^{252}\text{Cf}(s, f)$ может быть связано с необходимостью более корректного определения моментов инерции фрагментов [18] и учетом зависимости энергии колебаний для различных пар фрагментов [16].

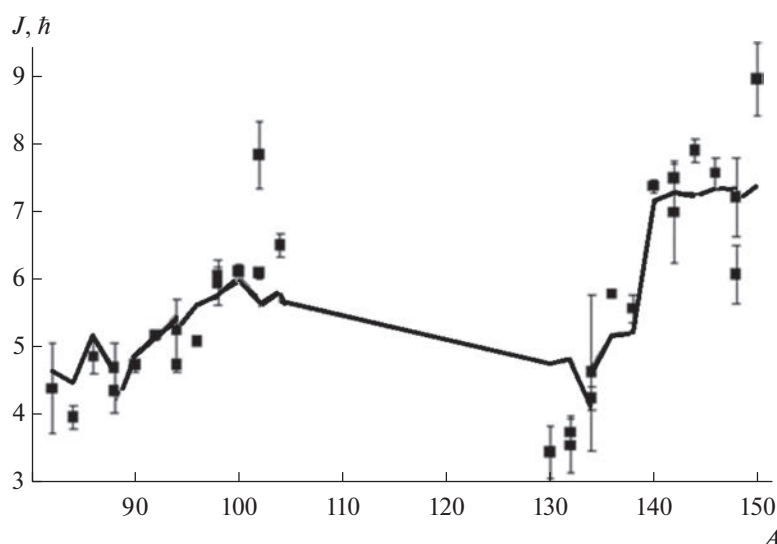


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для двойного деления ^{238}U .

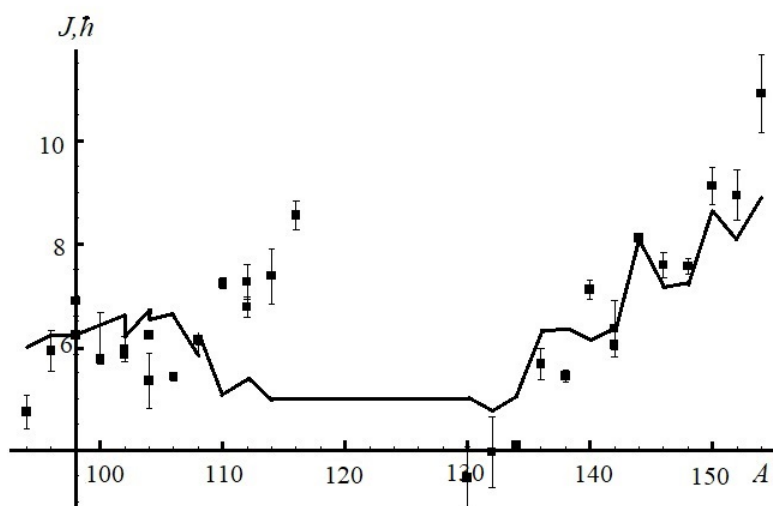


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для спонтанного деления ^{252}Cf .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1424, 1833 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1390, 1785 (2002)].
2. С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова, ЯФ **66**, 1259 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 1219 (2003)].
3. С. Г. Кадменский, ЯФ **68**, 2030 (2005) [Phys. At. Nucl. **68**, 1968 (2005)].
4. С. Г. Кадменский, ЯФ **71**, 1220 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 1193 (2008)].
5. A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure (New York, Amsterdam, 1969, 1975), Vol. 1, 2.
6. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 360 (2007) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **71**, 346 (2007)].
7. P. Carruthers and M. M. Nieto, Rev. Mod. Phys. **40**, 411 (1968).
8. J. R. Nix and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A **71**, 1 (1965).
9. L. G. Moretto and R. P. Schmitt, Phys. Rev. C **21**, 204 (1980).
10. P. Fong, Statistical Theory of Nuclear Fission (Gordon and Beach, New York, 1969).
11. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, ЯФ **80**, 447 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 850 (2017)].
12. J. Randrup, T. Døssing, and R. Vogt, Phys. Rev. C **106**, 014609 (2022).
13. R. Vogt and J. Randrup, Phys. Rev. C **103**, 014610 (2021).
14. J. Randrup and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **127**, 062502 (2021).

15. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **37**, 249 (1959).
16. Т. М. Shneidman, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, S. P. Ivanova, R. V. Jolos, and W. Scheid, Phys. Rev. C **65**, 064302 (2002).
17. J. Wilson et al., Nature **590**, 566 (2021).
18. Г. Н. Ловчиков, Б. П. Максютенко, С. П. Симанков, А. М. Труфанов, Препринт ФЭИ-1458 (Обнинск, 1983).

SPIN DISTRIBUTION OF DOUBLE NUCLEAR FISSION WITH ACCOUNT FOR BENDING- AND WRIGGLING- MODES

S. G. Kadmsky¹⁾, D. E. Lyubashevsky¹⁾, D. A. Stepanov¹⁾, A. A. Pisklyukov¹⁾

¹⁾*Voronezh State University, Russia*

A theoretical description of the nature of the spin distribution (CP) of fragments of low-energy induced and spontaneous double fission of nuclei is carried out. For two deformed fission prefragments, a mechanism for pumping large values of their relative orbital momenta L and spins J , due to the combined influence of bending and wriggling vibrations, has been established, and analytical formulas for describing CP within the framework of such a mechanism have been obtained for the first time. It is emphasized that for this mechanism, the nucleus remains “cold” in the fission process, while in the statistical model it heats up to temperatures 1 MeV. A comparison of the calculated CP for forced double fission of actinide nuclei and with the available experimental data showed reasonable agreement both in terms of the magnitude of the average spin values and in the sawtooth shape of the dependence of CP on the atomic number of fragments, which confirms the reliability of the pumping mechanism of large spin values of deformed fission fragments. For spontaneous double fission of the nucleus, possible reasons for the discrepancy between the theoretical CP and the experiment are indicated.

ВЫСТРОЕННОСТЬ ЯДРА $^{16}\text{O}(3^-)$, ОБРАЗОВАННОГО В РЕАКЦИЯХ С УЧАСТИЕМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

© 2024 г. Л. И. Галанина^{1)*}, Н. С. Зеленская¹⁾, В. М. Лебедев¹⁾, Н. В. Орлова¹⁾, А. В. Спасский¹⁾

Поступила в редакцию 20.12.2023 г.; после доработки 20.12.2023 г.; принята к публикации 20.12.2023 г.

Угловая зависимость выстроенностей ядра $^{16}\text{O}(3^-, 6.13 \text{ МэВ})$, образованного в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ при энергиях α -частиц 30.3 МэВ, рассчитана с учетом механизмов реакций, определяющих сечение образования ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, и сопоставлена с экспериментальными значениями выстроенностей, восстановленными из измеренных функций угловых $y\gamma$ -корреляций. Установлено, что механизмы образования возбужденного ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ существенно влияют на его ориентационные характеристики. Максимальные по амплитуде выстроенности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ в обеих реакциях наблюдаются в той области углов вылета конечных частиц, в которой основной вклад вносят прямые механизмы. При этих углах рассчитанные выстроенности удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

DOI: 10.31857/S0044002724030198, EDN: IVMTQX

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование ориентированных ядер представляет собой значительный интерес для ядерной физики, так как оно дает весьма ценные сведения о спиновой зависимости ядерных сил, о спинах, четностях и магнитных моментах возбужденных состояний ядер и т.д.

В ядерных реакциях типа $(x, y)B^*(\gamma)$ конечное возбужденное ядро с ненулевым спином J становится ориентированным, даже если в начальной системе спиновые состояния заселены равномерно. Основными ориентационными характеристиками ядра, имеющими физическую интерпретацию, являются заселенности магнитных подуровней и параметры ориентации F_k ($k = 1, \dots, 2J$) [1]. Эти параметры представляют собой полиномы от средних значений степеней проекции спина J на ось квантования, нормированные так, что $0 \leq |F_k| \leq 1$. Максимальные значения F_k достигаются при $M = J$.

Параметры F_1 и F_2 используются наиболее часто, так как они непосредственно определяют взаимодействие ядер с электромагнитным полем: F_1 — энергию взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем, а F_2 энергию взаимодействия квадрупольного момента ядра с неоднородным электрическим полем. Ядра называют поляризованными, если хотя бы один из F_k с нечетным k отличен от нуля. Если все F_k с нечетным k равны нулю, но хотя бы один из F_k с четным k отличен от нуля, ядра называют выстроенными.

Параметр дипольной ориентации F_1 называется поляризацией ядер, а квадрупольной F_2 выстроенно-

стью. Они имеют конкретный физический смысл: поляризация характеризует преимущественную ориентацию спинов ядер параллельно оси квантования, а выстроенность — вдоль этой оси без учета ее направления.

Введение выстроенности необходимо, потому что в некоторых методах поляризации получают образцы, в которых число ядер в состояниях, отличающихся только знаком M , одинаково. Это соответствует нулевому параметру дипольной ориентации $F_1 = 0$, но отличной от нуля выстроенности F_2 . Отметим, что при изотропном распределении проекций спина выстроенность равна нулю, а ее отрицательные значения описывают состояния с преимущественной ориентацией спинов в плоскости, перпендикулярной выбранной оси квантования.

В настоящей работе экспериментальные значения выстроенности определяются на основе спин-тензоров матрицы плотности конечного ядра в возбужденном состоянии, найденных из функции угловой корреляции ее продуктов [2]. Если падающие на ядро частицы не поляризованы, а поляризация конечных частиц не регистрируется, экспериментальные функции угловой корреляции позволяют восстановить только четные компоненты спин-тензоров. Нами выполнено исследование угловой зависимости выстроенности (параметра F_2) ядра $^{16}\text{O}(3^-, 6.13 \text{ МэВ})$, образованного в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ при энергиях α -частиц 30.3 МэВ. Экспериментальные значения неприводимых спин-тензоров $\rho_{2k}(\theta_y)$ матрицы плотности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, определяющие выстроенность F_2 , восстановлены из экспериментальных функций угловых $y\gamma$ -корреляций, измеренных нами ранее [3, 4]. Использованы также результаты работы [5], подтверждающие наличие в $^{16}\text{O}(3^-)$ α -кластерных и оболоч-

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

* E-mail: galan_lidiya@mail.ru

чечных конфигураций, при этом каждая из конфигураций связана с механизмами реакций $(\alpha, y)^{16}\text{O}(3^-)$. Эти механизмы, согласно [5], определяют сечение образования ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ в согласии с экспериментальным.

В следующем разделе приводятся выражения, связывающие выстроенность с неприводимыми спин-тензорами матрицы плотности ядра и позволяющие получить ее экспериментальные значения. В разд. 3 экспериментальные данные о выстроенности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в обеих реакциях, сопоставлены с расчетными теоретическими аналогами. В заключении проведено краткое суммирование полученных результатов.

2. СВЯЗЬ ВЫСТРОЕННОСТИ ОРИЕНТИРОВАННОГО ЯДРА СО СПИН-ТЕНЗОРАМИ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

Параметры ориентации F_k с точностью до нормировочного коэффициента совпадают с компонентами тензорной поляризации ядра $T_{k0}(\theta_y)$ с нулевой проекцией [1]:

$$\tilde{F}_2 = \frac{2J+1}{\sqrt{5}} \sqrt{\frac{(J+1)(2J+3)}{J(2J-1)}} T_{20}. \quad (1)$$

Тензорная поляризация $T_{k0}(\theta_y)$ определяется на основе неприводимых спин-тензоров $\rho_{2k}(\theta_y)$ матрицы плотности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, которые восстановлены нами из экспериментальных функций угловых $y\gamma$ -корреляций [2]. В экспериментах [3, 4] при восстановлении $\rho_{2k}(\theta_y)$ использовалась “лабораторная” (ЛС) система координат (СК) с осью Z , параллельной падающему пучку, и плоскостью XZ , совпадающей с плоскостью реакции. Выстроенность определяется в СК с осью OZ' , перпендикулярной плоскости реакции, и осью OX' , направленной по импульсу падающего пучка. Переход в эту СК из ЛС осуществлен тремя последовательными поворотами на углы Эйлера $\alpha = \pi/2$, $\beta = \pi/2$, $\gamma = \pi$. В результате тензорная поляризация $T_{20}(\theta_y)$ определена через спин-тензорные компоненты $\rho_{2k}(\theta_y)$ ядра выражением [2]

$$T_{20}(\theta_y) = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \sum_{\pm k'} \frac{\rho_{2k'}(\theta_y)}{\rho_{00}(\theta_y)} \cdot D_{k'0}^2(\pi/2, \pi/2, \pi), \quad (2)$$

где $\rho_{00}(\theta_y) \equiv d\sigma/d\Omega$ — дифференциальное сечение реакций.

Подстановка выражения (2) в (1) позволяет рассчитать выстроенность возбужденного ядра $^{16}\text{O}(3^-)$.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТНОЙ ВЫСТРОЕННОСТИ ОРИЕНТИРОВАННОГО ЯДРА $^{16}\text{O}(3^-)$ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ

Мы рассчитали выстроенности $F_2^{(\alpha, y)}$ ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ с учетом механизмов, которые согласно [5] (рис. 1) сум-

марно определяют дифференциальное сечение образования этого ядра. Для неупругого рассеяния $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ это механизм связи каналов (МСК), прямой механизм (ПМ) передачи тяжелого кластера ^{12}C и механизм составного ядра (СЯ). Для (α, t) -реакции — ПМ, учитывающий когерентную сумму амплитуд срыва протона и передачи тяжелого кластера ^{12}C , и механизм СЯ. Диаграммы, иллюстрирующие прямые механизмы реакций $A(\alpha, y)^{16}\text{O}(3^-)$, представлены на рис. 2.

Расчеты неприводимых спин-тензоров $\rho_{2k}(\theta_y)$ матрицы плотности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в обеих реакциях, для МСК и ПМ выполнены с помощью модифицированного кода FRESKO [6]. Вклад механизма СЯ определен в коде TALYS [7].

Необходимые для расчетов параметры оптических потенциалов, коэффициент связи каналов $O_{g.s}^+ \leftrightarrow 3^-$ для МСК, параметры потенциалов связанных состояний, спектроскопические амплитуды в вершинах распада для ПМ и параметры, определяющие сечение механизма СЯ в модели Хаузера—Фешбаха [8], взяты из [5] и не варьировались в расчетах.

Суммарная выстроенность $F_2^{(\alpha, y)}(\theta_y)$ ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ при наличии нескольких механизмов его образования определяется суммой парциальных выстроенностей от каждого механизма.

Для неупругого рассеяния $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$

$$F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha) = F_2^{\text{МСК}} + F_2^{\text{ПМ}} + F_2^{\text{СЯ}}. \quad (3a)$$

Для реакции $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$

$$F_2^{(\alpha, t)}(\theta_t) = F_2^{\text{ПМ}} + F_2^{\text{СЯ}}, \quad (3b)$$

где ПМ учитывают когерентное влияние механизмов срыва протона и передачи кластера ^{12}C .

Парциальная выстроенность ядра $F_2^i(\theta_y)$ для механизма i нормирована с учетом относительного вклада этого механизма в полное дифференциальное сечение реакции $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_y)$ [2]:

$$F_2^i(\theta_y) = \tilde{F}_2^i(\theta_y) \frac{\frac{d\sigma^i}{d\Omega}(\theta_y)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_y)}, \quad (4)$$

где $\tilde{F}_2^i(\theta_y)$ рассчитывается по формулам (1), (2), $\frac{d\sigma^i}{d\Omega}(\theta_y)$ — дифференциальное сечение механизма i .

На рис. 3 для обеих реакций показаны суммарные выстроенности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ вместе с парциальными выстроенностями $F_2^i(\theta_y)$ отдельных механизмов, рассчитанных в соответствии с (4).

В неупругом рассеянии α -частиц ядро $^{16}\text{O}(3^-)$ образуется в передней полусфере за счет механизмов МСК и СЯ и незначительным вкладом ПМ при углах $\theta_\alpha > 150^\circ$. Соответствующие этим механизмам парциальные выстроенности вместе с суммарной $F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha)$ представлены на рис. 3a.

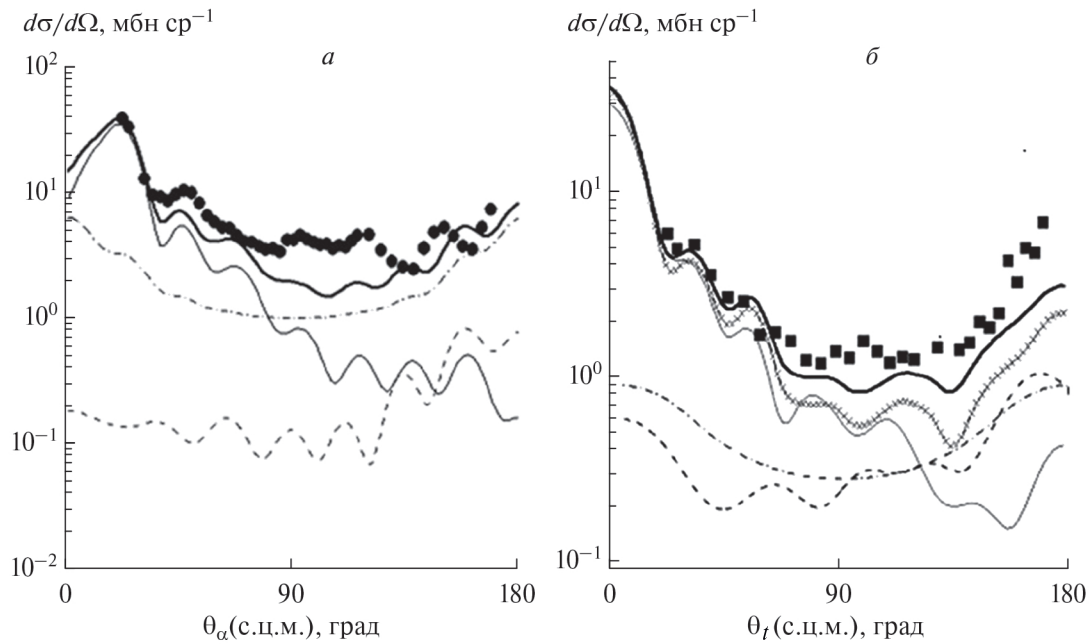


Рис. 1. Дифференциальные сечения $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha')^{16}\text{O}(3^-)$ (а) и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ (б) реакций, рассчитанные в [5], в сравнении с экспериментальными (черные точки) [3, 4]. Сечения отдельных механизмов показаны кривыми: сплошная тонкая — МСК (а), срыв протона (б); штриховая — передача кластера ^{12}C ; штрихпунктирная — механизм СЯ; кривая с крестами (б) — сечение прямых механизмов при когерентном суммировании их амплитуд; сплошная жирная кривая — полное сечение.

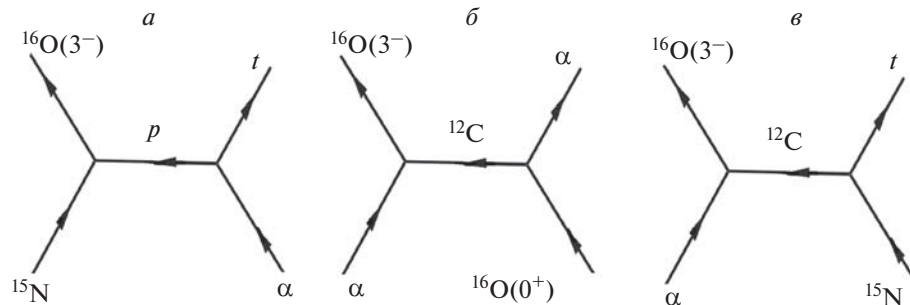


Рис. 2. Полусные диаграммы, иллюстрирующие прямые механизмы срыва протона (а) и передачи кластера ^{12}C в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha')^{16}\text{O}(3^-)$ (б) и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ (в).

Доминирующая при $\theta_\alpha < 70^\circ$ парциальная выстроенность $F_2^{\text{МСК}}$ имеет осциллирующую форму, не соответствующую экспериментальной. При увеличении θ_α в области углов $70^\circ < \theta_\alpha < 140^\circ$ вклад $F_2^{\text{СЯ}}$ увеличивает амплитуду рассчитанной $F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha)$ и улучшает ее согласие с экспериментом как по амплитуде, так и по знаку.

Влияние ПМ сказывается на $F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha)$ только на углах θ_α , больших 90° . Отметим, что учет $F_2^{\text{ПМ}}$ при $\theta_\alpha > 160^\circ$ делает значения рассчитанной $F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha)$ отрицательными в соответствии с экспериментальными.

В целом, для неупругого рассеяния α -частиц нам не удалось получить согласие рассчитанной выстроенности $F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha)$ ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ с экспериментальной.

Угловая зависимость выстроенности $F_2^{(\alpha, t)}(\theta_t)$ ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в (α, t) -реакции, представлена на рис. 3б. Прямые механизмы вносят определяющий вклад в сечение (α, t) -реакции при всех углах (рис. 1б). Парциальная выстроенность $F_2^{\text{ПМ}}$, обусловленная когерентной суммой прямых механизмов срыва и передачи тяжелого кластера, по форме согласуется с экспериментальной и отрицательна за исключением углов вылета тритонов

$$145^\circ < \theta_t < 150^\circ.$$

Последнее обстоятельство означает, что спин ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в этой реакции, ориентирован преимущественно в плоскости реакции.

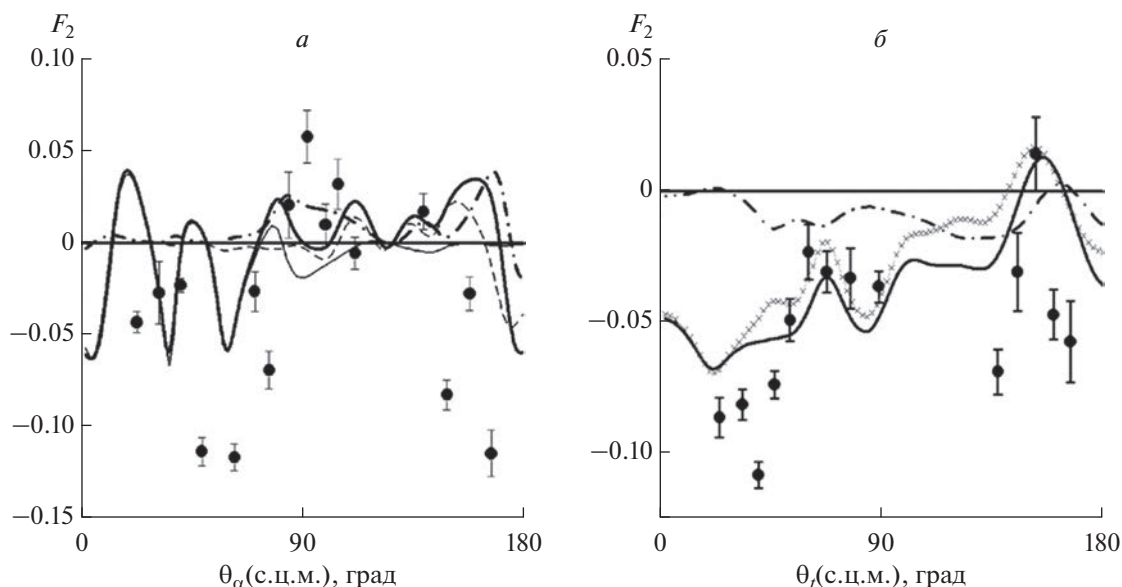


Рис. 3. Выстроенности F_2 ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, рассчитанные в настоящей работе (сплошные жирные кривые), в сравнении с экспериментальными (черные точки) [4]. Парциальные выстроенности отдельных механизмов показаны кривыми: сплошная тонкая (а) — МСК, штриховая (а) — передача кластера ^{12}C , штрихпунктирная — механизм СЯ, кривая с крестами (б) — когерентная сумма прямых механизмов.

Парциальная выстроенность $F_2^{\text{СЯ}}$, связанная с механизмом СЯ, незначительно влияет на форму полной выстроенности $F_2^{(\alpha,t)}(\theta_t)$ ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, что соответствует малому вкладу механизма СЯ в дифференциальное сечение реакции. Рассчитанная $F_2^{(\alpha,t)}(\theta_t)$ согласуется с экспериментальной.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено исследование угловой зависимости выстроенности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ при энергии α -частиц 30.3 МэВ. Экспериментальные значения выстроенности, восстановленные из экспериментальных функций угловых $y\gamma$ -корреляций [2], сопоставлены с расчетными для всех механизмов реакций, дающих основной вклад в дифференциальные сечения реакций образования ядра $^{16}\text{O}(3^-)$.

Сопоставление расчетных ориентационных характеристик с экспериментальными позволило сделать вывод о влиянии механизмов образования возбужденного ядра на его ориентационные характеристики. Расчеты показали, что основное влияние на выстроенность возбужденного ядра — продукта реакций (α, α') и (α, t) — оказывают прямые механизмы: срыв протона и передача тяжелого кластера. В той области углов вылета конечных частиц, в которой основной вклад в сечение обеих реакций вносят эти механизмы, рассчитанные выстроенности удовлетворительно со-

гласуются с экспериментальными: в неупругом рассеянии α -частиц только в области больших углов вылета α -частиц, для (α, t) -реакции — при всех углах вылета тритонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г. Р. Хуцишвили, УФН **53**, 381 (1954); doi: 10.3367/UFNr.0053.195407b.0381
2. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
3. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ **59**, 597 (1996) [Phys. At. Nucl. **59**, 565 (1996)].
4. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, В. О. Кордюкевич, ЯФ **61**, 5 (1998) [Phys. At. Nucl. **61**, 1 (1998)].
5. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ **86**, 124 (2023) [Phys. At. Nucl. **85**, 850 (2022)]; doi: 10.31857/S0044002723010208
6. I. J. Tompson, Comput. Phys. Rep. **7**, 167 (1988); <http://www.fresco.org.uk/>
7. A. Koning, S. Hilaire, and M. Duijvestijn, AIP Conf. Proc. **769**, 1154 (2005); https://tendl.web.psi.ch/tendl_2019/talys.html
8. W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. **87**, 366 (1952).

THE ALIGNMENT OF THE $^{16}\text{O}(3^-)$ NUCLEUS FORMED IN REACTIONS WITH ALPHA PARTICLES

L. I. Galanina¹⁾, N. S. Zelenskaya¹⁾, V. M. Lebedev¹⁾, N. V. Orlova¹⁾, A. V. Spassky¹⁾

¹⁾ *Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia*

The angular dependence of the alignment of the $^{16}\text{O}(3^-, 6.13 \text{ MeV})$ nucleus formed in the reactions $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha) ^{16}\text{O}(3^-)$ and $^{15}\text{N}(\alpha, t) ^{16}\text{O}(3^-)$ at α -particle energies of 30.3 MeV was calculated taking into account the reactions' mechanisms that determine the cross section for the formation of the $^{16}\text{O}(3^-)$ nucleus and is compared with the experimental values of the alignments reconstructed from the measured functions of angular $y\gamma$ -correlations. It has been established that the formation mechanisms of the $^{16}\text{O}(3^-)$ nucleus significantly affect its orientation characteristics. The maximum amplitude alignment of the $^{16}\text{O}(3^-)$ nucleus in both reactions is observed in the region of final particle emission angles in which direct mechanisms make the main contribution. At these angles, the calculated alignments are in satisfactory agreement with the experimental ones.

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ И ЗНАКА РОТ-ЭФФЕКТА ДЛЯ ИЗОТОПОВ $^{239,241}\text{Pu}$ ПРИ ИХ ДЕЛЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ В РЕЗОНАНСНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

© 2024 г. И. С. Гусева^{1)*}, Ю. И. Гусев^{1)**}

Поступила в редакцию 25.11.2023 г.; после доработки 05.01.2024 г.; принята к публикации 05.01.2024 г.

Предлагается провести измерения сдвига углового распределения легких заряженных частиц (ЛЗЧ) в тройном делении поляризованными нейтронами изотопов плутония в области резонансов с $E_n = 0.264$ эВ для мишени ^{241}Pu и $E_n = 0.294$ эВ для мишени ^{239}Pu . Надежность интерпретации этих экспериментов будет выгодно отличаться от измерений, проведенных ранее при $E_n = 4.5$ мэВ. Преимущество связано с заметным ослаблением здесь влияния резонансов, параметры которых могут вызывать определенное сомнение. Речь идет о резонансах, введенных при энергии нейтронов $E_n < 0$ эВ. Кроме того, в области этих двух резонансов доли примесных парциальных сечений со спином, отличающимся от спина самого резонанса, невелики. Важно, что величина эффектов, ожидаемых при указанных резонансных энергиях, будет существенно больше полученных ранее в холодной энергетической области.

DOI: 10.31857/S0044002724030208, EDN: IVJFSB

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты, проведенные в Гренобле по выявлению асимметрий вылета легких заряженных частиц (ЛЗЧ) в индуцированном делении ядер ^{235}U поляризованными нейтронами [1], положили начало изучению нового эффекта, связанного с наличием в компаунд-ядрах ротационных состояний. Эти исследования впервые доказали, что ранее введенные для описания спектров коллективных состояний ядра ротационные функции являются не просто удобным математическим аппаратом, а соответствуют реальному вращению ядра в пространстве.

Для обнаружения данной асимметрии была использована геометрия эксперимента, описанного в статье [2]. В центре делительной камеры располагалась мишень, по обе стороны от которой на оси X были установлены многопроволочные детекторы осколков. Индуцированное деление радиоактивного вещества мишени происходило под действием холодного пучка нейтронов с энергией $E_n = 4.5$ мэВ, продольно поляризованных вдоль оси Z . Два массива по 12 детекторов для регистрации ЛЗЧ располагались вокруг оси Y по обе стороны по отношению к плоскости, проведенной через ось деления и направление нейтронного пучка.

При взаимодействии поляризованного пучка нейтронов с ядрами мишени в этих экспериментах возник

лает определенная ориентация спина компаунд-ядер вдоль оси Z , в результате чего вращательное движение [3] компаунд-состояний также становится ориентированным. При этом угловое распределение испускаемых при делении легких заряженных частиц будет сдвинуто на угол $\Delta\delta = \Delta F - \Delta\alpha$ относительно направления регистрации легкого фрагмента по сравнению с аналогичным угловым распределением легких частиц для неполяризованного нейтронного пучка. Здесь ΔF — угол, на который за счет вращения системы отклоняется осколок, а $\Delta\alpha$ — аналогичный угол для ЛЗЧ, большую часть из которых составляют α -частицы. Важным является то, что углы отклонения ЛЗЧ и осколков не совпадают. ЛЗЧ отстают в своем вращательном движении от осколков. Именно это позволяет увидеть смещение $\Delta\delta$ углового распределения ЛЗЧ. Для увеличения точности экспериментального определения этого углового сдвига целесообразно было использовать инверсию поляризации нейтронного пучка. В этом случае не происходит никакого другого изменения углового распределения ЛЗЧ кроме возникновения его сдвигов в двух противоположных направлениях. С помощью проведенного таким образом эксперимента можно наблюдать величину углового смещения $2\Delta\delta$. Именно эта удвоенная величина углового сдвига ЛЗЧ приводится в работе [2] в качестве РОТ-эффекта.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Для подтверждения связи данного эффекта с наличием в ядрах ротационных состояний были проведе-

¹⁾ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

* E-mail: guseva_is@npni.nrcki.ru

** E-mail: gusev_yi@npni.nrcki.ru

ны модифицированные траекторные расчеты [4, 5], которые позволили также объяснить знак и величину наблюдаемых сдвигов угловых распределений.

Количественно учет вращения в модифицированных траекторных расчетах был основан на использовании величины эффективной угловой скорости ω_{eff} , определяемой на момент, близкий к разделению вращающегося ядра на два осколка и α -частицу:

$$\omega_{\text{eff}} = \omega_z(J_+, K_+) \frac{\sigma_+}{\sigma_+ + \sigma_-} + \omega_z(J_-, K_-) \frac{\sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}, \quad (1)$$

где $\omega_z(J_+, K_+)$ и $\omega_z(J_-, K_-)$ — парциальные угловые скорости вращения ядерной системы вокруг оси ее поляризации. Они соответствуют двум возможным значениям спинов $J_+ = I + 1/2$ и $J_- = I - 1/2$, возникающим у компаунд-ядер при индуцированном делении ядра-мишени со спином I медленными нейтронами. Вклад каждой из этих скоростей в эффективную угловую скорость вращения системы на момент, близкий к ее разрыву, пропорционален соответствующему парциальному сечению деления, обозначенному в (1) как σ_+ или σ_- .

Парциальная угловая скорость, соответствующая фиксированному спину компаунд-ядра, определялась через отношение средней проекции этого спина на ось его поляризации к проекции на эту же ось момента инерции системы $\mathfrak{J}_z$ сразу после разделения составного ядра на три объекта:

$$\omega_z(J_{\pm}, K_{\pm}) \sim \frac{\langle J_z(J_{\pm}, K_{\pm}) \rangle}{\mathfrak{J}_z}. \quad (2)$$

Величина угловой скорости зависит также от проекции K соответствующего спина на ось деления ядра и может быть получена с помощью выражений [6]

$$\begin{aligned} \omega_z(J_+, K_+) &= + \frac{p_n \hbar}{2\mathfrak{J}_z} \times \frac{J_+(J_+ + 1) - K_+^2}{J_+}, \\ \omega_z(J_-, K_-) &= - \frac{p_n \hbar}{2\mathfrak{J}_z} \times \frac{J_-(J_- + 1) - K_-^2}{J_- + 1} \end{aligned} \quad (3)$$

Разные знаки парциальных скоростей $\omega_z(J_+, K_+)$ и $\omega_z(J_-, K_-)$ связаны с противоположным направлением вращения компаунд-ядра при захвате нейтрона в состоянии с J_+ или J_- .

Все параметры, необходимые для определения эффективной скорости вращения системы непосредственно после ее деления, кроме проекций двух возможных спинов на ось деления, могут быть получены заранее.

В первую очередь на величину углового смещения влияет соотношение парциальных скоростей вращения делящейся системы (3). Кроме них при вычислении эффективной скорости вращения (1) необходимо знать соотношение парциальных сечений деления σ_+/σ_- , соответствующее конкретной энергии налетающих нейтронов E_n . Если это соотношение было получено в интересующей нас области энергий экспериментально, то варьировать его можно лишь в пределах

погрешности измерения этой величины. В том случае, когда экспериментальное соотношение парциальных сечений неизвестно, приходится использовать теоретически рассчитанное для данной энергии нейтронов значение. Эти расчеты могут быть выполнены, например, с помощью стандартной программы SAMMY [7], основанной на R -матричной теории с учетом интерференции уровней с одинаковыми спинами.

Очевидно, что как парциальные, так и полные сечения деления целиком зависят от формирующих эти сечения резонансов. Параметры резонансов приводятся в различных файлах данных, таких как ENDF, JENDL, JEFF и т.д. При отсутствии экспериментальных значений парциальных сечений критерием корректного определения резонансных параметров с помощью программы SAMMY (или какой-либо другой) является точное совпадение в широком энергетическом диапазоне вычисленных и экспериментальных сечений деления. Учитывая, что резонансные параметры, приведенные в ENDF (Evaluated Nuclear Data File) [8], были получены с помощью программы SAMMY, мы использовали резонансные параметры именно из ENDF, определяя посредством этой же программы соотношение σ_+/σ_- .

Существует несколько версий ENDF, поскольку для некоторых изотопов параметры периодически корректируются. Это отражается в серийном номере файла, содержащего оцененные данные.

Для вычисления парциальных угловых скоростей необходимо задать момент инерции делящейся системы, который зависит от ее пространственной конфигурации. Определить параметры системы близко к моменту ее деления можно на основе проведения для каждого ядра-мишени традиционных траекторных расчетов, подобных [9–11]. Эти расчеты представляют собой Монте-Карло-симуляцию разлета трех образовавшихся продуктов деления за счет взаимного кулоновского взаимодействия. В результате этих вычислений могут быть определены начальные параметры только что разделившейся системы, при которых удастся описать угловые и энергетические распределения для ЛЗЧ и осколков, известные из экспериментов на неполяризованных пучках нейтронов. Место расположения максимума углового распределения ЛЗЧ в данном случае совпадает с тем его положением, которое наблюдалось бы при отсутствии вращения делящейся системы, поскольку здесь нет ориентации спина компаунд-ядра, а значит, и ориентации его вращательного движения.

После того, как с помощью традиционных вычислений для делящейся на три части системы были найдены и зафиксированы конфигурационные и энергетические начальные параметры, применялись специальным образом модифицированные траекторные расчеты. Эта модификация заключалась в учете ориентированного вращения делящейся системы [4, 5], которое появляется при взаимодействии с ядра-

ми мишени поляризованного пучка нейтронов. Модифицированные расчеты, использующие эффективную скорость вращения системы сразу после ее разделения, позволяют определить изменение вращения трех взаимодействующих заряженных объектов во времени при их дальнейшем движении.

По мере удаления осколков и ЛЗЧ друг от друга увеличивается момент инерции системы, скорость вращения всех объектов замедляется, что в асимптотическом пределе приводит к фиксированным углам поворота продуктов деления. Расчеты показали, что ведомые вначале кулоновским полем осколков α -частицы, составляющие большую часть ЛЗЧ, постепенно отстают от них в своем вращении. При этом угловое распределение ЛЗЧ, зарегистрированное относительно одного из осколков, выглядит сдвинутым в сторону больших или меньших углов в зависимости от направления поляризации нейтронного пучка, задающего направление вращения компаунд-ядер.

Поскольку проекции двух возможных спинов компаунд-ядра неизвестны, но при заданном спине могут принимать лишь ограниченное количество значений, была использована возможность выбирать среди них те, что дают угловые сдвиги ЛЗЧ, наиболее близкие к экспериментальным результатам. Определение наиболее подходящих значений K_+ и K_- не только позволило избежать неопределенности в ранее неизвестных параметрах, но также позволило согласовать расчетные и экспериментальные значения РОТ-эффекта как для мишени ^{235}U , так и для ^{233}U , несмотря на то, что экспериментальные результаты для этих изотопов отличаются более чем на порядок [2].

3. РОТ-ЭФФЕКТ НА ИЗОТОПАХ $^{239,241}\text{Pu}$

Кроме угловых сдвигов ЛЗЧ в тройном делении холодными поляризованными нейтронами двух изотопов урана, они были получены также для ядер $^{239,241}\text{Pu}$. Особенностью мишени ^{239}Pu является спин $I = 1/2$ поэтому одно из двух возможных компаунд-состояний, через которые идет деление, а именно с $J_- = 0$, не является ротационным. При расчете углового сдвига ЛЗЧ, связанного с вращением этого ядра, свобода выбора параметров заключалась лишь в назначении той проекции на ось деления для спина $J_+ = 1$, при которой вычисленное значение сдвига окажется наиболее близким к экспериментально полученному результату. В итоге для мишени ^{239}Pu было принято однозначное решение в пользу ротационной полосы с $K_+ = 1$, поскольку состояние с квантовыми числами $(J_+, K_+) = (1, 0)$ должно было бы привести к существенно большому сдвигу изучаемого углового распределения ЛЗЧ.

Таким образом, ротационный угловой сдвиг в трех ($^{233,235}\text{U}$, ^{239}Pu) из четырех исследованных ядер удалось описать на основе параметров, которые пред-

ставлены в файле ENDF/B-VI. Для лучшего согласования расчетных значений РОТ-эффекта с экспериментом в этих случаях варьировались в пределах возможных значений лишь реально неизвестные проекции спинов компаунд-состояний. Что касается мишени ^{241}Pu , то здесь для энергии налетающих нейтронов $E_n = 4.5$ мэВ с использованием резонансных параметров из файла ENDF/B-VI получалось соотношение парциальных сечений деления $\sigma_+/\sigma_- = 6.66$, при котором сдвиг углового распределения ЛЗЧ оказывался существенно больше экспериментального вне зависимости от выбора значений K_+ и K_- .

В данном случае для того, чтобы получить совпадение расчетной величины углового сдвига с его экспериментальным значением, соотношение парциальных сечений деления σ_+/σ_- при энергии налетающих нейтронов $E_n = 4.5$ мэВ было заменено на 0.64. При таком соотношении парциальных сечений деления кривая, соответствующая сечению со спином $J_+ = 3$, должна идти ниже, чем кривая для $J_+ = 2$. Однако вычисления по программе SAMMY с использованием резонансных параметров файла ENDF/B-VI, также как и файла ENDF/B-VIII-0, дают совсем иную картину (рис. 1).

Столь большое изменение величины σ_+/σ_- с целью получить совпадение расчетной величины углового сдвига ЛЗЧ с экспериментальным значением вызывает законный вопрос. Для ответа на него надо понять, каким образом данное соотношение 6.66 для мишени ^{241}Pu было получено. Если бы оно было получено экспериментально, то авторы статьи [2] имели бы право изменять его только в пределах погрешности измерений. Поскольку экспериментальное значение этого отношения при энергии падающих нейтронов $E_n = 4.5$ мэВ авторам [2] не было известно, а соотношение σ_+/σ_- было получено с использованием резонансных параметров, приведенных в ENDF/B-VI, то здесь ситуация иная. В этом случае необходимо обсудить корректность самих резонансных параметров, примененных в расчете дифференциальных сечений деления.

Резонансные параметры, указанные в файлах ENDF, которые необходимо определить при неизвестной экспериментальной зависимости σ_+/σ_- , находятся путем подгонки полных сечений деления, рассчитанных в широком диапазоне энергий, к экспериментальным. Эти расчеты выполняются с помощью программы SAMMY, основанной на R-матричной теории с учетом интерференции уровней с одинаковыми спинами. Стоит отметить, что параметры большинства резонансов в видимой области энергий нейтронов определяются достаточно хорошо. В то же время резонансы, расположенные при $E_n < 0$ эВ, недоступны для наблюдения и вводятся лишь на основе наилучшего совпадения рассчитанных и экспериментальных полных сечений деления в положительной области нейтронных энергий. При

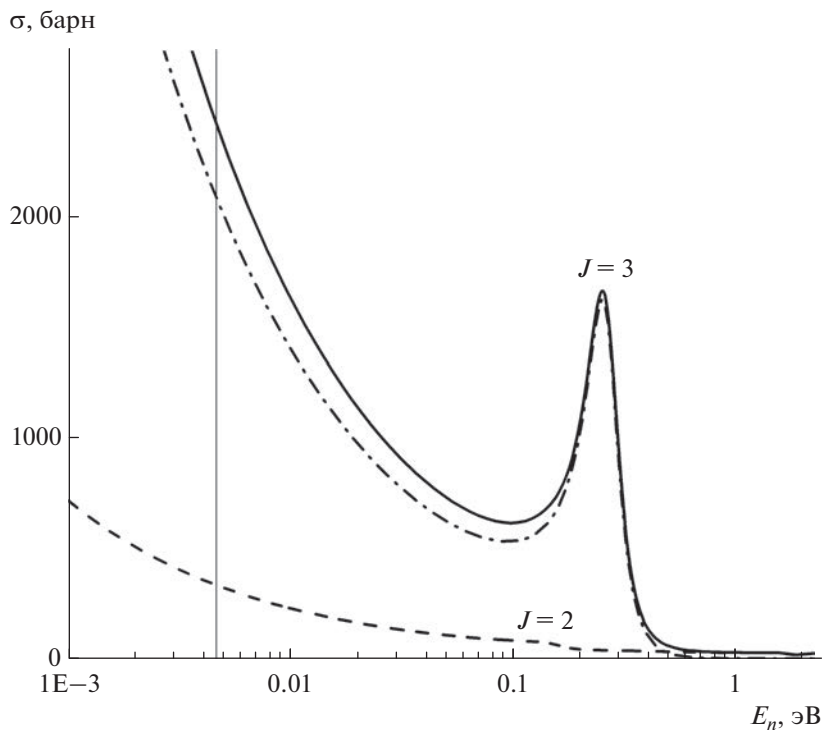


Рис. 1. Полное сечение индуцированного нейтронами деления ядер мишени ^{241}Pu (сплошная кривая) и соответствующие парциальные сечения (штриховая кривая для $J_- = 2$, штрихпунктирная — для $J_+ = 3$). Значения всех сечений были получены с помощью программы SAMMY на основе резонансных параметров из файла ENDF/B-VIII-0 (USA, 2018). Вертикальная линия, проведенная при $E_n = 4.5$ мэВ, соответствует энергии нейтронов, при которой был выполнен эксперимент по изучению РОТ-эффекта в индуцированном тройном делении ядер мишени ^{241}Pu [2].

этом определенный произвол существует не только в параметрах резонансов, введенных при $E_n < 0$ эВ, но даже в их количестве. Это может существенно повлиять на результат, полученный для отношения спин-разделенных сечений в области холодных или тепловых нейтронов, где нет видимых резонансов с определенными спинами, которые могли бы служить ориентирами.

Для того чтобы исключить из возможных причин несогласованности эксперимента и расчета углового сдвига ЛЗЧ при $E_n = 4.5$ мэВ неверное соотношение парциальных сечений, нужно иметь экспериментальные значения спин-разделенных сечений при этой энергии. При невозможности выполнить экспериментальное определение парциальных сечений для мишени ^{241}Pu в холодной и тепловой областях нейтронных энергий в настоящей работе предлагается провести изучение РОТ-эффекта для этого изотопа в резонансной энергетической области. Первый достаточно сильный резонанс можно видеть при энергии нейтронов $E_n = 0.264$ эВ. Его спин определен как $J_+ = 3$, а вклад при этой энергии резонансов со спином $J_- = 2$ невелик. Резонансы, расположенные в отрицательной области нейтронной энергии, уже не оказывают существенного влияния на соотношение спин-разделенных сечений при $E_n = 0.264$ эВ. Поэтому даже при определенном недоверии к приведен-

ным в файле ENDF/B-VIII-0 резонансам в отрицательной энергетической области можно рассчитывать на получение достаточно корректно вычисленного соотношения σ_+/σ_- в месте нахождения резонанса, соответствующего $E_n = 0.264$ эВ.

Расчеты показывают (табл. 1), что ожидаемый здесь РОТ-эффект может в 1.5 раза превосходить самый значительный сдвиг углового распределения ЛЗЧ, экспериментально обнаруженный к настоящему времени при исследовании четырех ядер, а именно, для мишени ^{235}U . К тому же он может быть в 7 раз больше измеренного в холодной энергетической области нейтронов для мишени ^{241}Pu . Заметим, что столь существенное увеличение эффекта возможно лишь в очень узкой энергетической области, соответствующей максимуму резонанса. В реальных условиях надо учитывать тот диапазон энергий нейтрона, в пределах которого происходит измерение. Если при этих измерениях удастся получить совпадение рассчитанного и экспериментального РОТ-эффектов, то сомнение в корректности резонансов, введенных в отрицательной энергетической области, станет более обоснованным. В этом случае может появиться запрос на пересмотр резонансных параметров при $E_n < 0$ эВ.

Использование для мишени ^{241}Pu соотношения парциальных сечений $\sigma_+/\sigma_- = 0.64$ с целью согласования вычисленного углового сдвига ЛЗЧ и полу-

Таблица 1. Оценка РОТ-эффекта $2\Delta = (\delta_F - \delta_\alpha)^\circ$ для ^{241}Pu при $E_n = 0.264$ эВ

$J_+, K_+ \backslash J_-, K_-$	2, 0	2, 1	2, 2
3, 0	0.337°	0.338°	0.340°
3, 1	0.309°	0.310°	0.312°
3, 2	0.224°	0.224°	0.226°
3, 3	0.081°	0.082°	0.084°

Таблица 2. Оценка РОТ-эффекта $2\Delta = (\delta_F - \delta_\alpha)^\circ$ для ^{239}Pu при $E_n = 0.294$ эВ

$J_+, K_+ \backslash J_-, K_-$	0, 0
1, 0	0.17°
1, 1	0.085°

ченного экспериментально означает, что в этой области нейтронных энергий кривая, соответствующая сечению со спином $J_+ = 3$ должна идти ниже, чем кривая для $J_+ = 2$. В таком случае для этой мишени графическое изображение спин-разделенных сечений в области холодных и тепловых нейтронов должно было выглядеть примерно так, как для мишени ^{239}Pu (см. рис. 2).

Однако в области холодных и тепловых нейтронов зависимости парциальных сечений деления этих изотопов от энергии налетающих нейтронов сильно различаются. Отметим, что зависимость парциальных сечений индуцированного нейтронами ядра ^{239}Pu , также как и аналогичные кривые для ^{241}Pu , были построены на основе резонансных параметров, содержащихся в файле ENDF/B-VIII-0. В расчет были включены все резонансы, указанные для отрицательной энергетической области нейтронов, а также резонансы при $E_n > 0$ вплоть до $E_n = 20$ эВ. Максимум первого хорошо идентифицируемого резонанса в положительной энергетической области налетающих нейтронов соответствует $E_n = 0.296$ эВ, т.е. расположен примерно при той же энергии, что и для мишени ^{241}Pu . Определенная схожесть этих картин в резонансной области и значительное расхождение в области холодных и тепловых нейтронов для двух изотопов Pu могут сделать запрос на пересмотр резонансных параметров при $E_n < 0$ эВ в ^{241}Pu более обоснованным.

Здесь следует заметить, что резонанс с энергией $E_n = 0.296$ эВ и спином $J_+ = 3$ при делении поляризованными нейтронами ^{239}Pu также может представлять интерес для измерения РОТ-эффекта, поскольку фоновая подложка, связанная с вкладом парциального сечения от $J_- = 2$ мала, а резонансы, введенные при $E_n < 0$ эВ, оказывают незначительное влияние. Оценка знака и величины РОТ-эффекта в области этого резонанса (табл. 2) показывает, что по отношению к холодной энергетической области эффект

может быть того же знака и примерно в 3.5 раза сильнее. Тем не менее, величина эффекта на этом резонансе останется существенно меньше, чем для резонанса с энергией $E_n = 0.264$ эВ в делении поляризованными нейтронами изотопа ^{241}Pu .

4. ВОЗМОЖНОСТЬ ОЦЕНКИ РОТ-ЭФФЕКТА В ДВОЙНОМ ДЕЛЕНИИ $^{239,241}\text{Pu}$

Эксперименты по вынужденному двойному делению поляризованными нейтронами ядер мишени ^{235}U [12–14] продемонстрировали существование такого эффекта асимметрии при вылете γ -квантов, который также может быть объяснен наличием ротационного движения в компаунд-ядре. В бинарном делении ядер с помощью поляризованных нейтронов, также как и в тройном, происходит изменение направления движения осколков относительно первоначального направления из-за вращения делящейся системы. Если бы была возможность зарегистрировать сначала то направление, в котором они двигались сразу после деления, а затем измененное, то угловая разница между этими направлениями соответствовала бы ΔF .

Хотя мы не можем зафиксировать первоначальное направление движения осколков непосредственно, но понять, как было ориентировано движение осколков близко к моменту разрыва ядра, все же можно по анизотропии углового распределения γ -квантов. Эта анизотропия возникает из-за того, что близко к моменту разрыва ядра осколки приобретают значительные по величине угловые моменты (спины), выстроенные в плоскости, перпендикулярной оси деления. Такая ориентация спинов осколков приводит в бинарном делении к увеличению количества вылетевших вдоль первоначальной оси деления как γ -квантов, так и нейтронов, т.е. возникает анизотропия излучения [15, 16], которая не меняется со временем как результат существования закона сохранения углового момента. Эта анизотропия влияет на угловое распределение γ -квантов, а также нейтронов, до тех пор пока осколки не достигнут детектора. При этом направление движения самого осколка из-за вращения системы не остается прежним. Более детально об этом, а также об оценке величины РОТ-эффекта в бинарном делении, написано в работах [17, 18].

Несмотря на различие в механизме формирования эффектов в двойном и тройном делении [18], зависимость их величины от энергии налетающих поляризованных нейтронов вполне может иметь схожий характер. Величина любого из этих эффектов является функцией соотношения парциальных сечений, соответствующих двум возможным спинам компаунд-ядра. Если энергетические зависимости сечений двойного и тройного делений подобны, то и соотношения двух возможных компонент вращения в противоположных направлениях будут иметь схо-

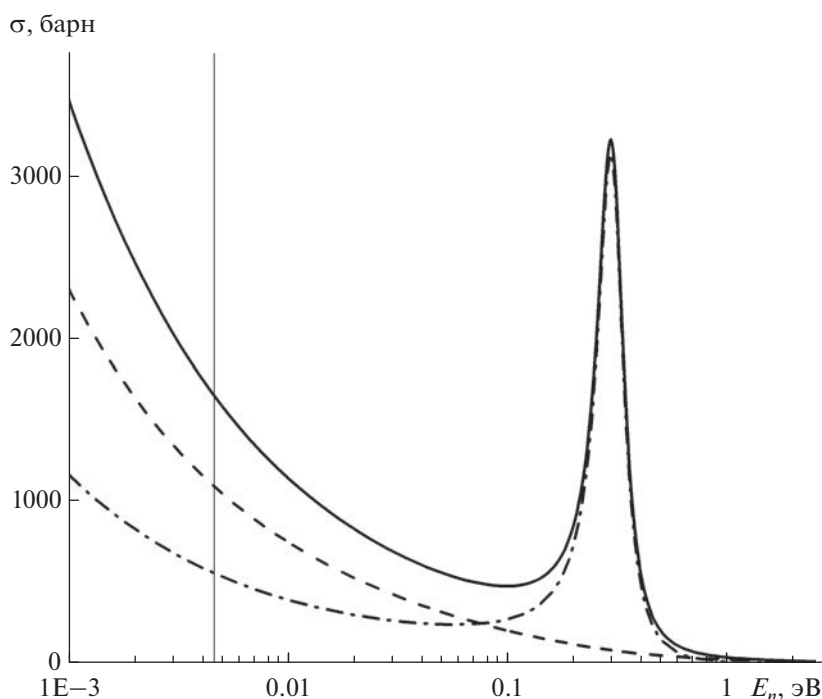


Рис. 2. Полное сечение индуцированного нейтронами деления ядер мишени ^{239}Pu (сплошная кривая) и соответствующие парциальные сечения (штриховая кривая для $J_- = 0$, штрихпунктирная — для $J_+ = 1$). Значения всех сечений были получены с помощью программы SAMMY на основе резонансных параметров из файла ENDF/B-VIII-0. Вертикальная линия соответствует энергии нейтронов эксперимента по изучению РОТ-эффекта в индуцированном тройном делении ядер мишени ^{239}Pu [2].

жий характер. Из этого следует, что эксперименты, выполненные в бинарном делении ядер $^{239,241}\text{Pu}$ при резонансной энергии налетающих нейтронов, могут по тем же причинам, что и в тройном делении, быть предпочтительнее измерений в холодной или тепловой энергетической области.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагается измерять сдвиг углового распределения легких заряженных частиц в индуцированном тройном делении изотопов плутония резонансными нейтронами с $E_n = 0.264$ эВ для мишени ^{241}Pu и $E_n = 0.294$ эВ для мишени ^{239}Pu . Интерпретация этих экспериментов будет выгодно отличаться от измерений, проведенных ранее [2] при $E_n = 4.5$ мэВ. Преимущество связано с заметным ослаблением влияния резонансов, введенных при нейтронной энергии $E_n < 0$, параметры которых могут вызывать определенное сомнение. Кроме того, анализ соотношения вкладов парциальных сечений деления в области этих двух резонансов показывает, что при резонансных энергиях доля вклада со спином, отличающимся от спина резонанса, невелика. Это приводит к преимущественному вращению делящейся системы в направлении, заданном спином резонанса. В результате величина эффектов, обусловленных ориентированным вращением компаунд-ядра перед его делением,

при энергиях поляризованных нейтронов, соответствующих этим резонансам, может быть существенно больше результатов, полученных ранее при $E_n = 4.5$ мэВ, а их надежность выше.

Учитывая довольно ограниченное количество экспериментов, проведенных в тройном делении ядер для изучения РОТ-эффекта, было бы интересно и полезно иметь дополнительную информацию об этом эффекте, полученную в других экспериментах. Это особенно актуально для изотопа ^{241}Pu , поскольку он является единственным из уже исследованных четырех изотопов с помощью нейтронов холодной области, РОТ-эффект которого не удалось описать на основе модифицированных траекторных расчетов с использованием резонансных параметров из файла ENDF/B-VII-01. Проблема заключалась в том, что с этими параметрами получалось такое соотношение парциальных сечений деления, при котором рассчитанный РОТ-эффект был существенно выше экспериментального. Дополнительные эксперименты в области нейтронной энергии $E_n = 0.264$ эВ помогут прояснить корректность введения резонансов при $E_n < 0$ эВ в ENDF/B-VII-01.

Следует заметить, что любое ротационное состояние ядра помимо спина состояния характеризуется еще квантовым числом K , которое не только является проекцией спина ядра на ось его симметрии, но и указывает на нижнее (базовое) состояние этой рота-

ционной полосы. Получение этого параметра в экспериментах, направленных на изучение РОТ-эффекта, является очень важным, поскольку этот параметр может свидетельствовать о наличии или отсутствии в компаунд-ядре вибрации [19]. Исследование РОТ-эффекта не только в тройном, но и в бинарном делении также может оказаться полезным для получения дополнительной информации в понимании возникновения этого эффекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Goennenwein, M. Mutterer, A. Gagariski, I. Guseva, G. Petrov, V. Sokolov, T. Zavarukhina, Yu. Gusev, J. von Kalben, V. Nesvizhevski, and T. Soldner, *Phys. Lett. B* **652**, 13 (2007).
2. A. Gagariski, F. Goennenwein, I. Guseva, P. Jesinger, Yu. Kopatch, T. Kuzmina, E. Leli'evre-Berna, M. Mutterer, V. Nesvizhevsky, G. Petrov, et al., *Phys. Rev. C* **93**, 054619 (2016).
3. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 2: Nuclear Deformation (Benjamin, New York, 1975).
4. И. С. Гусева, Ю. И. Гусев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **71**, 382 (2007) [I. S. Guseva and Yu. I. Gusev, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **71**, 367 (2007)].
5. I. Guseva and Yu. Gusev, *AIP Conf. Proc.* **1175**, 355 (2009).
6. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, *ЯФ* **71**, 1227 (2008) [V. E. Bunakov and S. G. Kadmski, *Phys. At. Nucl.* **71**, 1200 (2008)].
7. N. M. Larson, Updated Users Guide for SAMMY: Multilevel R-matrix Fits to Neutron Data Using Bayes Equations (Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831, 2008).
8. D. A. Brown, M. B. Chadwick, R. Capote, A. C. Kahler, A. Trkov, M. W. Herman, A. A. Sonzogni, Y. Danon, A. D. Carlson, M. Dunn, et al., *Nucl. Data Sheets* **148**, 1 (2018).
9. Y. Bohné, Z. Fraenkel, and I. Nebenzahl, *Phys. Rev.* **156**, 1305 (1967).
10. M. Borkovski, Yu. Gusev, Yu. Zalite, and D. Seliverstov, in *Proceedings of the 18th International Symposium on Nuclear Physics, Physics and Chemistry of Fission*, Gaussig (1988), p. 181.
11. W. Baum, PhD Thesis, Institute fur Kernphysik (TH Darmstadt, 1992).
12. Г. В. Данилян, Й. Кленке, В. А. Крахотин и др., *ЯФ* **72**, 1872 (2009) [G. V. Danilyan, J. Klenke, V. A. Krakhotin, et al., *Phys. At. Nucl.* **72**, 1812 (2009)].
13. Г. В. Вальский, А. М. Гагарский, И. С. Гусева и др., *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 803 (2010) [G. V. Valsky, A. M. Gagariski, I. S. Guseva, et al., *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 767 (2010)].
14. D. Berikov, G. Ahmadow, Yu. Kopatch, A. Gagariski, V. Novitsky, H. Deng, G. Danilyan, S. Masalovich, Z. Salhi, E. Babcock, J. Klenke, and V. Hutanu, *Phys. Rev. C* **104**(2), 024607; DOI: 10.1103/PhysRevC.104.024607
15. V. M. Strutinskii, *JETP* **10**, 613 (1959).
16. В. Е. Бунаков, И. С. Гусева, С. Г. Кадменский, Г. А. Петров, *Изв. РАН. Сер. физ.* **70**, 1618 (2006) [V. E. Bunakov, I. S. Guseva, S. G. Kadmski, and G. A. Petrov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **70**, 1853 (2006)].
17. I. S. Guseva, in *Proceedings of the XVIII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei*, Dubna, May 26–29, 2010 (Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia, 2011), p. 84.
18. И. С. Гусева, А. М. Гагарский, Ю. И. Гусев и др., *Письма в ЭЧАЯ* **10**, 532 (2013) [I. S. Guseva, A. M. Gagariski, Yu. I. Gusev, et al., *Phys. Part. Nucl. Lett.* **10**, 331 (2013)].
19. R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, *Nuclear Fission* (Academic Press, New York, 1973), p. 422.

THE VALUE AND THE SIGN ESTIMATION OF THE ROT EFFECT FOR $^{239,241}\text{Pu}$ ISOTOPES DURING THEIR FISSION BY POLARIZED NEUTRONS IN THE RESONANT ENERGY REGION

I. S. Guseva¹⁾, Yu. I. Gusev¹⁾

¹⁾ National Research Center “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia

It is proposed to measure the shift in the angular distribution of light charged particles (LCP) in ternary fission caused by polarized neutrons of plutonium isotopes in the resonance region with $E_n = 0.264$ eV for the ^{241}Pu target and $E_n = 0.294$ eV for the ^{239}Pu target. The reliability of interpretation of these experiments will compare favorably with measurements carried out previously at $E_n = 4.5$ meV. The advantage is associated with a noticeable weakening of the influence of resonances, the parameters of which may raise some doubts. We are talking about resonances introduced at neutron energies $E_n < 0$ eV. In addition, in the region of these two resonances, the fractions of impurity partial cross sections with a spin different from the spin of the resonance itself are small. It is important that the magnitude of the effects expected at the indicated resonance energies will be significantly greater than those previously obtained in the cold neutron energy region.

УЧЕТ НЕНУКЛОННЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

© 2024 г. О. А. Рубцова^{1)*}, В. Н. Померанцев^{1)**}

Поступила в редакцию 08.11.2023 г.; после доработки 08.11.2023 г.; принята к публикации 27.11.2023 г.

Развит двухкомпонентный формализм для вычисления матрицы реакции в ядерной среде в случае нуклон-нуклонного взаимодействия, учитывающего дополнительные нуклонные степени свободы. Основу подхода составляет дибарионная модель нуклон-нуклонного взаимодействия, позволившая недавно описать парциальные амплитуды NN -рассеяния для каналов с полным угловым моментом $J \leq 3$ в широком диапазоне энергий от нуля до 0.6–1 ГэВ, а также успешно воспроизвести положения дибарионных резонансов для ряда каналов. Исследованы связанные состояния в ядерной среде, возникающие для такой модели. Получено уравнение состояния для симметричной ядерной материи в рамках схемы Бракнера–Хартри–Фока.

DOI: 10.31857/S0044002724030211, EDN: IVERBX

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы проблема короткодействующих корреляций (КДК) в ядрах приобрела новую актуальность благодаря ($e, e'NN$) экспериментам лаборатории Джефферсона, позволяющим исследовать вылетающие из ядер пары нуклонов со все более и более высокими относительными импульсами [1]. Также измерения реакций типа ($p, 2pN$) для исследования КДК нуклонов проводятся в рамках проекта BM@N на NICA [2]. Проблема КДК в ядрах напрямую связана с проблемой высокоимпульсных компонент нуклон-нуклонного взаимодействия, которые не определяются однозначно и отличаются для различных реалистических моделей ядерных сил (см. также недавние измерения импульсных распределений в дейтроне [3]). Важным тестом, чувствительным к высокоимпульсным, а также немассовым компонентам взаимодействия, является изучение свойств бесконечной ядерной материи на основе многочастичной теории, использующей в качестве входной информации потенциалы взаимодействия нуклонов в вакууме [4–7].

Около 20 лет назад была предложена дибарионная модель (модель одетого мешка) нуклон-нуклонного взаимодействия [8, 9], в которой притяжение нуклонов на малых расстояниях обусловлено образованием дибариона (шестикваркового мешка, окруженного полем σ -мезонов). С формальной точки зрения дибарионная модель является гибридной, поскольку в ней явно учитываются дополнительные нуклонные степени свободы. Модель позволила очень хорошо опи-

сать низшие фазовые сдвиги упругого NN -рассеяния вплоть до энергий $T_{\text{lab}} = 600\text{--}800$ МэВ и свойства дейтрона [9], используя всего лишь несколько основных параметров.

Кроме того, образование промежуточного дибариона из пары нуклонов в трехнуклонной системе неизбежно приводит к специфической трехчастичной силе за счет его взаимодействия с третьим нуклоном [10]. Расчеты с такими силами позволили хорошо описать свойства трехнуклонных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, включая точное значение энергии кулоновского сдвига ΔE_C [10, 11].

Несколько лет назад была разработана модификация модели, которая описывает фазовые сдвиги как упругого, так и неупругого NN -рассеяния до энергий $T_{\text{lab}} = 0.6\text{--}1$ ГэВ для парциальных NN -каналов с полным угловым моментом $J \leq 3$ [12, 14, 15], также в этой версии модели воспроизводятся положения и ширины известных из экспериментальных данных и данных парциально-волнового анализа дибарионных резонансов. Мотивацией для новой версии модели стали полученные около десятилетия назад данные о таких состояниях, детектированных в процессах одно- и двухпионного рождения, а также при упругом рассеянии нуклонов [16, 17]. Подробный обзор современного статуса дибарионных резонансов представлен в работах [18] (также см. наши работы [14, 15] и недавнюю экспериментальную работу [19]).

Целью настоящей работы является проверка дибарионной модели в расчетах в бесконечной ядерной среде. Это исследование включает развитие формализма, позволяющего учитывать связь с дополнительным нуклонным каналом в ядерной материи. При нахождении матрицы реакции и уравнения состояния мы опираемся на самосогласованный формализм Бракнера–Хартри–Фока (БХФ) [4–6]. Для практи-

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы 1 (2), Россия.

* E-mail: rubtsova@nucl-th.sinp.msu.ru

** E-mail: pomeran@nucl-th.sinp.msu.ru

ческих расчетов мы обобщаем диагонализационную технику, предложенную нами ранее [20] для вычисления матрицы реакции на основе метода пакетной дискретизации континуума. Таким образом, настоящую работу можно рассматривать как первый шаг в исследовании короткодействующих корреляций в ядерной среде на основе дибарионной модели нуклон-нуклонного взаимодействия.

Структура работы следующая. Во втором разделе дается описание схемы БХФ и диагонализационного подхода для нахождения матрицы реакции и уравнения состояния. Третий раздел посвящен краткому описанию двухкомпонентного формализма дибарионной модели. В четвертом разделе выводится двухкомпонентный формализм для ядерной материи на основе обобщения схемы БХФ. Пятый раздел посвящен практическим расчетам в симметричной ядерной материи. В Заключение перечислены основные результаты работы.

2. ФОРМАЛИЗМ БРАКНЕРА–ХАРТРИ–ФОКА

В этой работе мы рассматриваем бесконечную симметричную ядерную материю при нулевой температуре. Для вычисления уравнения состояния в ядерной среде будем использовать самосогласованную схему Бракнера–Хартри–Фока (БХФ) [4–6], позволяющую найти уравнение состояния (зависимость энергии связи на нуклон от плотности среды) для бесконечной ядерной материи, используя в качестве начальной информации взаимодействие нуклонов в вакууме. Основным элементом формализма БХФ является матрица реакции, которая находится из интегрального уравнения Бете–Голдстоуна.

2.1. Уравнение Бете–Голдстоуна

Уравнение Бете–Голдстоуна (УБГ) для матрицы реакции $T(E)$ в переменных одночастичных импульсов нуклонов $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ имеет следующий вид [6]:

$$\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | T(E) | \mathbf{k}'_1, \mathbf{k}'_2 \rangle = \langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | V | \mathbf{k}'_1, \mathbf{k}'_2 \rangle + \sum_{\mathbf{k}''_1, \mathbf{k}''_2} \frac{\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | V | \mathbf{k}''_1, \mathbf{k}''_2 \rangle Q(k''_1, k''_2)}{E + i0 - e(k''_1) - e(k''_2)} \langle \mathbf{k}''_1, \mathbf{k}''_2 | T(E) | \mathbf{k}'_1, \mathbf{k}'_2 \rangle, \quad (1)$$

где V — исходное NN -взаимодействие, E — энергия, $e(k)$ — одночастичные энергии. Знак суммы в правой части уравнения (1) означает интегрирование по возможным промежуточным состояниям и суммирование по необходимым спин-изоспиновым квантовым числам, которые мы опускаем для упрощения обозначений.

В правой части УБГ стоит проектор Паули $Q(k_1, k_2) = [1 - n(k_1)][1 - n(k_2)]$, где $n(k)$ — одночастичное импульсное распределение. В случае нулевой температуры $n(k) = \theta(k_F - k)$ [5], где k_F —

это импульс Ферми. Также в знаменатель правой части уравнения входит сумма одночастичных энергий $e(k_1) = \frac{k_1^2}{2m} + U(k_1)$. Здесь $U(k_1)$ — это одночастичный потенциал, который представляет собой реальную часть собственной энергии $\Sigma(k, \omega)$ на массовой поверхности:

$$\Sigma(k_1, \omega) = \int d^3k_2 n(k_2) \langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | T(E = \omega + e(k_2)) | \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 \rangle, \\ U(k_1) = \text{Re} \Sigma(k_1, \omega = e(k_1)), \quad (2)$$

где ω — одночастичная энергия.

Поскольку такой одночастичный потенциал находится из самой матрицы реакции, рассматриваемая задача является самосогласованной, а для ее решения используется итеративная процедура.

2.2. Двухчастичный гамильтониан в ядерной среде

УБГ (1) можно записать в операторном виде:

$$T(E) = V + V Q G_{0Q}(E) Q T(E), \quad (3)$$

где Q — полный проектор Паули на подпространство континуума двух частиц $\mathcal{H}_Q$ (pp -подпространство) полного импульсного пространства, а $G_{0Q}(E) = [E + i0 - H_{0Q}]_Q^{-1}$ — резольвента свободного гамильтониана двух нуклонов, действующего в таком подпространстве. Такой гамильтониан не учитывает взаимодействие между нуклонами и имеет вид

$$H_{0Q} = \sum_{k_1, k_2 \geq k_F} |\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2\rangle [e(k_1) + e(k_2)] \langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2|. \quad (4)$$

Поскольку H_{0Q} коммутирует с Q , и Q является проекционным оператором ($Q^2 = Q$), мы записали ядро уравнения (3) в симметричной форме, добавив в него «лишний» оператор Q .

Тогда матрица реакции $T(E)$ может быть найдена из соотношения

$$T(E) = V + V Q G_Q(E) Q V, \\ G_Q(E) = [E + i0 - H_Q]_Q^{-1}, \quad (5)$$

где оператор $G_Q(E)$ представляет собой резольвенту полного двухчастичного гамильтониана в ядерной среде:

$$H_Q = H_{0Q} + Q V Q. \quad (6)$$

Относительно недавно нами был разработан диагонализационный подход [20] к вычислению матрицы реакции, позволяющий найти $G_Q(E)$ и $T(E)$, используя дискретизованное по энергии спектральное разложение для гамильтониана (6) по его собственным состояниям, полученным в базисе стационарных волновых пакетов.

2.3. Схема вычисления одночастичного потенциала

Поскольку потенциал взаимодействия V зависит от относительных импульсов нуклонов, удобно перейти от одночастичных импульсов к переменным:

$$\mathbf{k} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2), \quad \mathbf{K} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2), \quad (7)$$

где $\mathbf{k}$ — относительный импульс и $\mathbf{K}$ — импульс центра масс²⁾.

Ядро проектора Паули в этих переменных принимает следующий вид:

$$Q(\mathbf{k}, \mathbf{K}) = \theta(|\mathbf{k} + \mathbf{K}| - k_F) \theta(|\mathbf{k} - \mathbf{K}| - k_F). \quad (8)$$

Импульс центра масс в ядерной среде сохраняется, поэтому K играет роль дополнительного внешнего параметра. Для упрощения схемы решения мы используем два традиционных приближения.

Первое из них — это усреднение по углам для проектора Паули. После усреднения ядро задается следующими функциями модулей импульсов k и K [5]:

$$Q(k, K) = \begin{cases} 0, & k \leq \sqrt{k_F^2 - K^2}, K < k_F \\ \min \left\{ 1, \frac{k^2 + K^2 - k_F^2}{2kK} \right\}, & k > \sqrt{k_F^2 - K^2}, K < k_F \\ 1, & K \geq k_F \end{cases} \quad (9)$$

Второе используемое нами приближение — это приближение эффективной массы для одночастичных энергий:

$$e(k_1) \approx \frac{k_1^2}{2m^*} + U_0, \quad (10)$$

где m^* — эффективная масса нуклонов в среде, а U_0 — константа. В этом случае сумма одночастичных энергий, определяющая энергию двух нуклонов на массовой поверхности для уравнения (1), также не зависит от угла между векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{K}$:

$$E_{\text{он}}(k, K) \equiv e(k_1) + e(k_2) = \frac{k^2 + K^2}{m^*} + 2U_0. \quad (11)$$

Эти приближения приводят к тому, что УБГ расщепляется на уравнения для отдельных парциально-волновых компонент матрицы реакции $T_{LL}^{JS}(k, k'; K, E)$ для NN -каналов с определенными значениями полного момента J , спина S (или изоспина I) и четности P , аналогично обычной T -матрице в вакууме.

Следует отметить, что после усреднения по углам оператор Q перестает быть проектором, т.е. не удовлетворяет условию $Q^2 = Q$. При этом в формулах (5) и (6) Q следует заменить на $Q^{\frac{1}{2}}(k, K)$ (см. детали в работе [20]).

²⁾ Множитель $\frac{1}{2}$ у K используется для удобства.

На каждом шаге итераций одночастичный потенциал вычисляется как интеграл от полной суммы по всем диагональным компонентам матрицы реакции на массовой поверхности [5, 20]:

$$U(k_1) = \frac{2}{k_1} \sum_{JSL} (2J+1)(2I+1) \times \\ \times \int_{\Omega(k_1)} dk dK k K T_{LL}^{JS}(k, k; K, E_{\text{он}}(k, K)), \quad (12)$$

где область интегрирования $\Omega(k_1)$ зависит от величины импульса k_1 и импульса Ферми k_F .

3. ДИБАРИОННАЯ МОДЕЛЬ НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

3.1. Двухкомпонентный формализм

Дибарионная модель (модель одетого мешка), предложенная Кукулиным в [8] и развитая затем в работах [9–11], предполагает следующий механизм взаимодействия между нуклонами. На относительно больших расстояниях ($r_{NN} > 1$ Фм) нуклоны взаимодействуют путем обычного пионного обмена. Однако при сближении двух нуклонов они сливаются в дибарионное состояние (шестикварковый мешок, одетый скалярным мезонным полем). В результате многократных переходов пары нуклонов в состояние одетого шестикваркового мешка и обратно возникает эффективное NN -взаимодействие, обеспечивающее необходимое притяжение между нуклонами на малых расстояниях.

Для описания такого механизма взаимодействия используется двухкомпонентный формализм, предполагающий, что система двух нуклонов может находиться в двух различных состояниях (каналах): внешнем NN -канале и внутреннем дибарионном (шестикварковом) канале. Полная волновая функция такой системы состоит из двух компонент, принадлежащих двум гильбертовым пространствам разной природы:

$$|\Psi(E)\rangle = \begin{pmatrix} |\Psi^{\text{ex}}(E)\rangle \\ |\Psi^{\text{in}}(E)\rangle \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Внешнее подпространство отвечает относительному движению нуклонов, а внутреннее служит для описания дибарионного состояния. Соответственно внешняя компонента волновой функции зависит от относительной координаты (или импульса) двух нуклонов и их спинов и изоспинов, а внутренняя — от кварковых и мезонных переменных. В этих двух пространствах определены два независимых гамильтониана: внешний и внутренний, а полный гамильтониан включает операторы перехода между внешним и внутренним пространствами и представляется (2×2) -матрицей.

В этой работе мы используем модифицированную версию дибарионной модели из [14], в которой для

каждой NN -конфигурации с определенными значениями J, P, S внутренний канал задается единственным состоянием $|D_{JSP}\rangle$ с энергией E_0^{JSP} , отсчитываемой от NN -порога. При этом параметры взаимодействия зависят от конфигурации, но для удобства записи мы будем опускать, где это возможно, индексы, определяющие NN -конфигурацию.

Таким образом, полный гамильтониан системы двух нуклонов в рамках дибарионной модели имеет следующий вид³⁾:

$$\mathbb{H} = \mathbb{H}_0 + \mathbb{V}, \quad \mathbb{H}_0 = \text{diag} [t^{\text{ex}}, E_0 |D\rangle\langle D|],$$

$$\mathbb{V} = \begin{pmatrix} V^{\text{ex}} & |\Phi\rangle\langle D| \\ |D\rangle\langle \Phi| & 0 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Здесь t^{ex} — оператор кинетической энергии пары нуклонов, $\mathbb{H}_0$ — полный свободный гамильтониан, V^{ex} — оператор внешнего взаимодействия нуклонов, а $|\Phi\rangle$ — формфактор связи каналов, включающий константу связи.

Поскольку внутреннее пространство однокомпонентное, внутренняя часть волновой функции записывается в виде $|\psi^{\text{in}}(E)\rangle = C(E)|D\rangle$, где $C(E)$ — зависящий от энергии коэффициент.

Полная двухкомпонентная волновая функция $|\Psi(E)\rangle$ удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$\mathbb{H}|\Psi(E)\rangle = E|\Psi(E)\rangle. \quad (15)$$

Используя проекционный формализм Фешбаха для исключения внутренней компоненты, легко получить следующее уравнение для внешней компоненты волновой функции:

$$H_{\text{eff}}(E)|\psi^{\text{ex}}(E)\rangle = E|\psi^{\text{ex}}(E)\rangle, \quad (16)$$

где эффективный гамильтониан включает зависящее от энергии взаимодействие $V_{\text{eff}}(E)$, обусловленное связью с внутренним каналом:

$$H_{\text{eff}}(E) = t^{\text{ex}} + V_{\text{eff}}(E), \quad V_{\text{eff}}(E) = V^{\text{ex}} + \frac{|\Phi\rangle\langle \Phi|}{E - E_0}. \quad (17)$$

3.2. Формализм для T -матрицы

Аналогичный матричный формализм можно использовать в уравнении Липпмана–Швингера для T -матрицы:

$$\mathbb{T}(E) = \mathbb{V} + \mathbb{V}\mathbb{G}_0(E)\mathbb{T}(E). \quad (18)$$

При этом в полном пространстве резольвента полного свободного гамильтониана имеет следующий вид:

$$\mathbb{G}_0(E) = \text{diag} \left[g_0(E), \frac{|D\rangle\langle D|}{E - E_0} \right], \quad (19)$$

где $g_0(E) = [E + i0 - t^{\text{ex}}]^{-1}$ — резольвента свободного гамильтониана во внешнем канале. Для нахождения

³⁾ Операторы в полном пространстве будем обозначать символами, набранными двойным шрифтом ($\mathbb{H}$).

амплитуды NN -рассеяния и T -матрицы на массовой поверхности необходима только внешняя компонента $T^{\text{ex,ex}}$ полного оператора $\mathbb{T}$.

Можно показать, что эта компонента удовлетворяет уравнению Липпмана–Швингера во внешнем пространстве с эффективным взаимодействием (17):

$$T^{\text{ex,ex}}(E) = V_{\text{eff}}(E) + V_{\text{eff}}(E)g_0(E)T^{\text{ex,ex}}(E). \quad (20)$$

Полную четырехкомпонентную T -матрицу также можно определить через полную резольвенту из замкнутого выражения:

$$\mathbb{T}(E) = \mathbb{V} + \mathbb{V}\mathbb{G}(E)\mathbb{V}, \quad (21)$$

где $\mathbb{G}(E) = [E + i0 - \mathbb{H}]^{-1}$ — резольвента полного гамильтониана.

3.3. Детали взаимодействия

В используемой здесь версии модели взаимодействие во внешнем канале состоит из двух частей:

$$V^{\text{ex}} = V_{\text{OPE}} + V_{\text{sym}}, \quad (22)$$

где V_{OPE} — потенциал однопионного обмена с дипольным обрезанием, а $V_{\text{sym}} = \lambda_0|\phi_0\rangle\langle\phi_0|$ — нелокальный потенциал, учитывающий симметрию в шестикварковой системе. Такой потенциал задается для каждой парциально-волновой конфигурации [15].

Формфакторы имеют следующий вид для несвязанных ($s, L = J$) и связанных ($s, L = J \pm 1$) NN -каналов соответственно:

$$|\Phi^{JSP}\rangle = \lambda_J^{JS}|\phi_J^{JS}\rangle, \quad |\Phi^{JSP}\rangle = \begin{pmatrix} \lambda_{J-1}^{JS}|\phi_{J-1}^{JS}\rangle \\ \lambda_{J+1}^{JS}|\phi_{J+1}^{JS}\rangle \end{pmatrix}, \quad (23)$$

где четность P определяется значениями L . Поэтому для триплетных каналов эффективное взаимодействие задается матрицей (во внешнем подпространстве):

$$\frac{|\Phi^{JSP}\rangle\langle\Phi^{JSP}|}{E - E_0^{JSP}} =$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{(\lambda_{J-1}^{JS})^2}{E - E_0^{JSP}} |\phi_{J-1}^{JS}\rangle\langle\phi_{J-1}^{JS}| & \frac{\lambda_{J-1}^{JS}\lambda_{J+1}^{JS}}{E - E_0^{JSP}} |\phi_{J-1}^{JS}\rangle\langle\phi_{J+1}^{JS}| \\ \frac{\lambda_{J-1}^{JS}\lambda_{J+1}^{JS}}{E - E_0^{JSP}} |\phi_{J+1}^{JS}\rangle\langle\phi_{J-1}^{JS}| & \frac{(\lambda_{J+1}^{JS})^2}{E - E_0^{JSP}} |\phi_{J+1}^{JS}\rangle\langle\phi_{J+1}^{JS}| \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Таким образом, дибарионная часть взаимодействия дает вклад в тензорное взаимодействие.

Параметры модели для парциальных NN -каналов приведены в работе [14] (см. также [15]). Для удобства читателей мы поместили в табл. 1 значения E_0^{JSP} , которые опущены в указанных выше работах.

Таблица 1. Энергии E_0 (в МэВ) во внутренних каналах для используемых в работе NN -конфигураций

$J = 0$		$J = 1$		$J = 2$		$J = 3$	
$^{2S+1}L_J$	E_0	$^{2S+1}L_J$	E_0	$^{2S+1}L_J$	E_0	$^{2S+1}L_J$	E_0
3P_0	349.8	3P_1	385.18	1D_2	312.58	3F_3	397.09
1S_0	470.0	3SD_1	440.0	3PF_2	355.66	1F_3	525.27
		1P_1	494.22	3D_2	531.52	3DG_3	547.84

4. ДВУХКОМПОНЕНТНЫЙ ФОРМАЛИЗМ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

4.1. Уравнение для матрицы реакции

Рассмотрим формализм из разд. 2.2, в котором роль свободного гамильтониана выполняет оператор

$$\mathbb{H}_{0Q} = \begin{pmatrix} H_{0Q} & 0 \\ 0 & H^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (25)$$

Здесь $H^{\text{in}} = E_0|D\rangle\langle D| + t^{\text{in}}(K)$ — гамильтониан внутреннего канала, в котором наряду с дибарионной компонентой также учитывается свободное движение центра масс.

Далее весь формализм остается прежним, только проектор Q заменяется на матричный проектор $\mathbb{Q}$, действующий в полном пространстве:

$$\mathbb{Q} = \begin{pmatrix} Q & 0 \\ 0 & P^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad (26)$$

где Q — проектор Паули, а $P^{\text{in}} = |D\rangle\langle D|$ — проектор на внутреннее подпространство.

Резольвента гамильтониана (25), входящая в ядро уравнения (3), представляется матрицей

$$\mathbb{G}_0(E) = \begin{pmatrix} \frac{Q}{E + i0 - H_{0Q}} & 0 \\ 0 & \frac{P^{\text{in}}}{E + i0 - H^{\text{in}}} \end{pmatrix}. \quad (27)$$

При этом полный гамильтониан в ядерной среде принимает следующий вид:

$$\mathbb{H}_Q = \mathbb{H}_{0Q} + \mathbb{Q}\mathbb{V}\mathbb{Q}, \quad (28)$$

где $\mathbb{Q}\mathbb{V}\mathbb{Q}$ — полный оператор взаимодействия нуклонов в среде:

$$\mathbb{Q}\mathbb{V}\mathbb{Q} = \begin{pmatrix} QV^{\text{ex}}Q & Q|\Phi\rangle\langle D| \\ |D\rangle\langle\Phi|Q & 0 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Окончательно полная матрица реакции представляется в виде

$$\mathbb{T}(E) = \mathbb{V} + \mathbb{V}\mathbb{Q}\mathbb{G}_Q(E)\mathbb{Q}\mathbb{V}. \quad (30)$$

Она может быть найдена на основе спектрального разложения для оператора $\mathbb{G}_Q(E)$ по дискретизованному спектру полного гамильтониана (28).

4.2. Внешняя компонента матрицы реакции

Как и в случае свободного пространства, можно исключить вклад внутреннего канала, используя формализм Фешбаха, и получить уравнение для внешней компоненты матрицы реакции, которая и будет определять одночастичный потенциал:

$$T^{\text{ex,ex}}(E) = V^{\text{ex}}(E) + V^{\text{ex}}(E)Q G_{0Q}(E)Q T^{\text{ex,ex}}(E). \quad (31)$$

Здесь эффективное взаимодействие имеет вид, похожий на (17):

$$V^{\text{ex}}(E) = V^{\text{ex}} + \frac{|\Phi\rangle\langle\Phi|}{E + i0 - E_{\text{in}}(K)}, \quad (32)$$

а энергия во внутреннем канале $E_{\text{in}}(K)$ зависит от импульса центра масс K .

Рассмотрим вклад таких эффективных взаимодействий в одночастичный потенциал (2) (и в одночастичную собственную энергию). В отличие от случая взаимодействия без внутреннего канала здесь возникает два слагаемых:

$$U_V(k_1) = \frac{2}{k_1} \sum_{JSL} (2J+1)(2I+1) \int_{\Omega(k_1)} dk dK kK \times \\ \times V^{\text{ex}}(k, k; K, E_{\text{on}}(k, K)) \equiv U_V^{\text{ex}}(k_1) + U_V^{\text{in}}(k_1), \quad (33)$$

где

$$U_V^{\text{ex}}(k_1) = \frac{2}{k_1} \sum_{JSL} (2J+1)(2I+1) \times \\ \times \int_{\Omega(k_1)} dk dK kK V^{\text{ex}}(k, k), \quad (33a)$$

$$U_V^{\text{in}}(k_1) = \frac{2}{k_1} \sum_{JSL} (2J+1)(2I+1) \times \\ \times \int_{\Omega(k_1)} dk dK kK \frac{(\lambda_L^{JS})^2 \phi_L^{JS}(k) \phi_L^{JS}(k)}{E_{\text{on}}(k, K) - E_{\text{in}}(K)}. \quad (33b)$$

В первом слагаемом подынтегральное выражение не зависит от энергии и импульса центра масс и не меняется в процессе самосогласованных итераций. В этом смысле оно составляет неприводимую часть одночастичного потенциала, определяемую исходным NN -взаимодействием⁴⁾ [4]. Однако, в отличие от традиционных моделей внешнее взаимодействие V^{ex} в дибарионной модели содержит только периферическую

⁴⁾ Соответствующий вклад в собственную энергию также называют вкладом Хартри–Фока [4].

часть взаимодействия, а также отталкивание. Поэтому вклад от U_V^{ex} в одночастичный потенциал и в энергию связи нуклонов в среде будет существенно отличаться от такого неприводимого вклада для традиционных NN -взаимодействий.

Для дибарионной модели вклад от притяжения определяется вторым слагаемым. При этом $U_V^{\text{in}}(k_1)$ зависит от одночастичных энергий и меняется в процессе самосогласованных итераций. Рассмотрим эту проблему подробнее ниже.

4.3. Модификация взаимодействия при самосогласованных итерациях

Представим энергию внутреннего состояния в виде $E_0 = k_0^2/m$, где k_0 — соответствующий E_0 импульс относительного движения нуклонов.

На начальном этапе итераций одночастичные потенциалы равны нулю, а в качестве одночастичных энергий берутся кинетические энергии нуклонов. При этом энергия во внутреннем канале определяется соотношением $E_{\text{in}}(K) = k_0^2/m + K^2/m$. В этом случае энергетический знаменатель в (33б) имеет следующий вид:

$$E_{\text{on}}(k, K) - E_{\text{in}}(K) = \frac{k^2 - k_0^2}{m}, \quad (34)$$

т.е. энергетическая зависимость эффективного взаимодействия не зависит от импульса центра масс, она такая же, как в свободном пространстве.

В процессе итераций одночастичного потенциала собственные значения свободного гамильтониана меняются и определяются на каждом шаге итераций эффективной массой m^* и константой U_0 согласно (11). Поэтому для того, чтобы сохранить положение полюса по относительному импульсу k , энергию во внутреннем канале также нужно изменить:

$$\begin{aligned} E_{\text{in}}(K) &= \frac{k_0^2 + K^2}{m^*} + 2U_0, \\ E_{\text{on}}(k, K) - E_{\text{in}}(K) &= \frac{k^2 - k_0^2}{m^*}. \end{aligned} \quad (35)$$

Заметим, однако, что при этом вклад $U_V^{\text{in}}(k_1)$ уменьшится из-за уменьшения эффективной массы по сравнению с массой нуклона. Для того чтобы этого избежать, формфакторы связи в процессе итераций также модифицируются:

$$\tilde{\lambda}_L^{JS} = \sqrt{\frac{m}{m^*}} \lambda_L^{JS}. \quad (36)$$

В результате таких преобразований взаимодействия вклад в одночастичный потенциал от эффективного взаимодействия в среде останется таким же, как в свободном пространстве (как и для традиционных не за-

висящих от энергии NN -потенциалов):

$$\begin{aligned} U_V^{\text{in}}(k_1) &= \frac{2}{k_1} \sum_{JSL} (2J+1)(2I+1) \times \\ &\times \int_{\Omega(k_1)} dk dK k K \frac{(\lambda_L^{JS})^2 \phi_L^{JS}(k) \phi_L^{JS}(K)}{\frac{k^2 - k_0^2}{m}}. \end{aligned} \quad (37)$$

Предложенная модификация взаимодействия напрямую связана с приближением эффективной массы для одночастичных энергий. В дальнейших исследованиях мы планируем развить более общий формализм для учета дибарионного взаимодействия в ядерной среде.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ СИММЕТРИЧНОЙ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

5.1. Связанные состояния полного гамильтониана

Начнем с исследования спектра полного гамильтониана (28) в том случае, когда одночастичные потенциалы равны нулю (до самосогласованных итераций). Порог непрерывного спектра $\mathbb{H}_Q$ равен $E_{\text{th}} = 2e(k_F) = k_F^2/m$. При этом для двух основных парциальных NN -конфигураций, триплетного канала 3SD_1 и синглетного канала 1S_0 , возможны связанные состояния с энергиями ниже такого порога [20].

На рис. 1а и б приводятся зависимости энергий таких состояний $E_b = E - E_{\text{th}}$ (энергии отсчитываются от порога непрерывного спектра) от импульса Ферми для разных NN -взаимодействий: наймегенского потенциала (вариант II) [21], боннского потенциала [22] и дибарионной модели. Расчеты проведены для случая $K = 0$, когда энергии связи максимальны (см. также [20]). Как видно из рисунка, дибарионная модель приводит к увеличению энергий связи для обеих конфигураций по сравнению с традиционными моделями NN -взаимодействия, также увеличивается диапазон плотностей, в котором связанные состояния появляются. Тем не менее вблизи равновесной плотности ($k_F \approx 1.36 \text{ Фм}^{-1}$) соответствующие энергии связи становятся маленькими. Следует отметить, что при включении одночастичных потенциалов такие состояния возможны только при низкой плотности среды.

Также развитый формализм позволяет найти вес внутренней компоненты в волновой функции рассматриваемого связанного состояния из соотношения

$$W_{\text{in}} = \frac{\langle \psi^{\text{in}} | \psi^{\text{in}} \rangle}{\langle \psi^{\text{in}} | \psi^{\text{in}} \rangle + \langle \psi_Q | \psi_Q \rangle}, \quad (38)$$

где предполагается, что полная волновая функция связанного состояния в подпространстве, определяемом проектором Q , имеет вид $|\Psi\rangle = \begin{pmatrix} |\psi_Q\rangle \\ |\psi^{\text{in}}\rangle \end{pmatrix}$.

Зависимость веса внутренней компоненты от импульса Ферми для NN -конфигураций 3SD_1 и 1S_0 представлена на рис. 2. Следует отметить, что вес

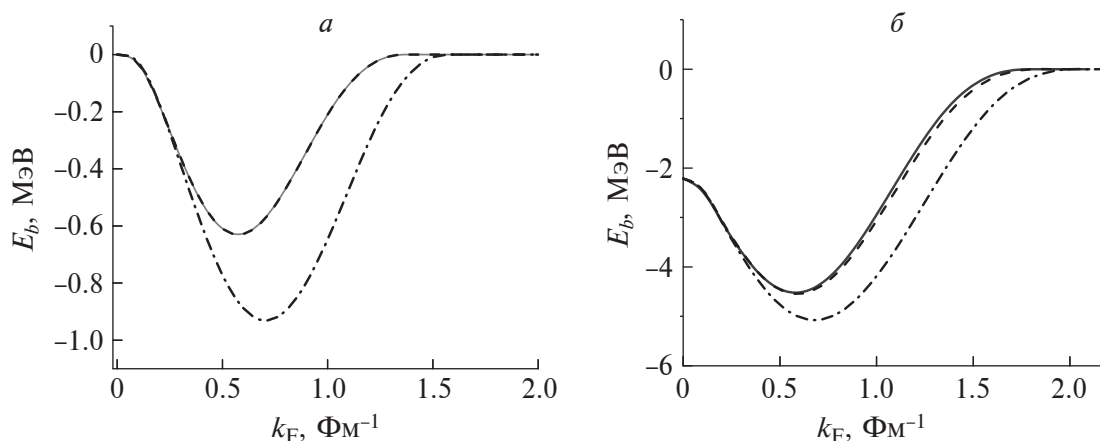


Рис. 1. Зависимости энергий связанных состояний от импульса Ферми k_F для каналов 1S_0 (а) и 3SD_1 (б), вычисленные для наймегенского потенциала (штриховая кривая), боннского потенциала (сплошная кривая) и дибарионной модели (штрихпунктирная кривая). Сплошная и штриховая кривые на рисунках практически совпадают.

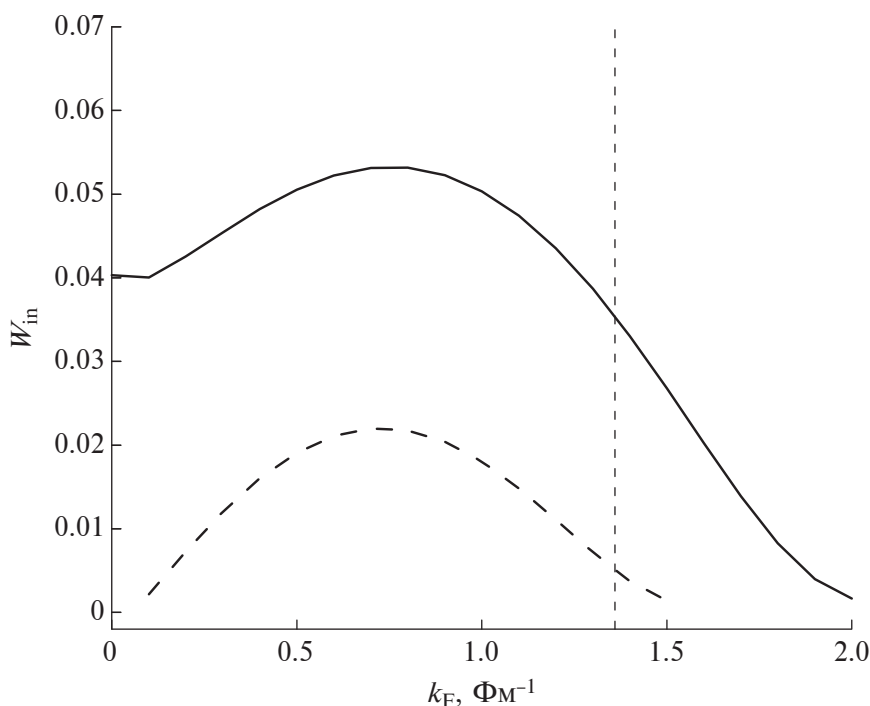


Рис. 2. Зависимость веса внутреннего канала в волновой функции связанного состояния от импульса Ферми для каналов 3SD_1 (сплошная кривая) и 1S_0 (штриховая кривая). Вертикальная штриховая линия отвечает импульсу Ферми $k_F = 1.36 \text{ Фм}^{-1}$.

внутреннего канала в среде увеличивается несильно и сопоставим с весом для функции связанного состояния в вакууме (дейтрона).

При высокой плотности рассматриваемая модель приводит к аномальным связанным состояниям. При плотностях, превышающих равновесную примерно в 10 раз, в спектре полного гамильтониана появляется глубокое связанное состояние. Вес внутренней компоненты такого состояния увеличивается с ростом плотности среды и доходит до 1. Фактически это отвечает появлению дибарионной фазы в ядерной сре-

де. Соответствующие энергии связи и веса внутренних компонент приводятся на рис. 3а и б.

Такое резкое аномальное поведение может быть связано с достаточно простым приближением дибарионной модели, когда во внутреннем канале есть только одно состояние. Можно ожидать, что при включении мезонной степени свободы, когда во внутреннем канале появляется непрерывный спектр (см. детали в работе [14]), переход к аномальной фазе будет более плавным.

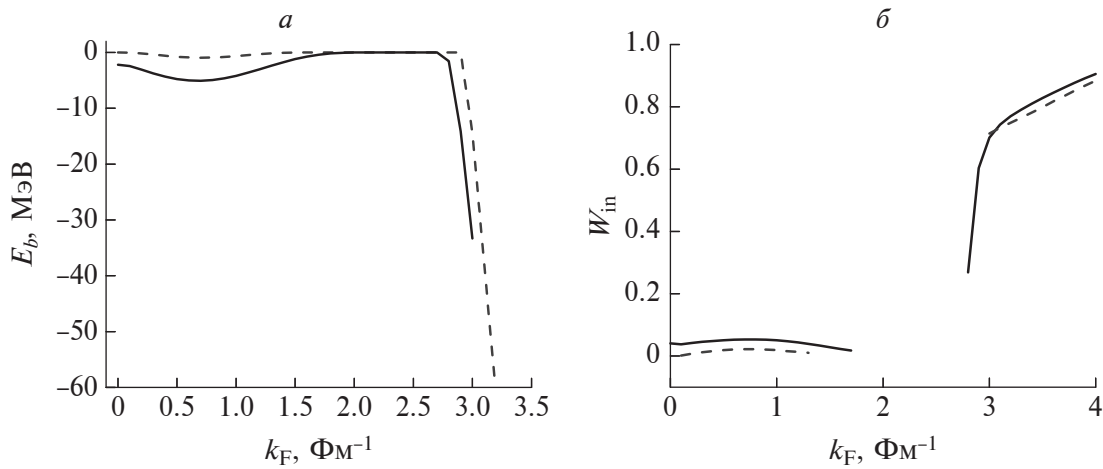


Рис. 3. Энергия связанного состояния (а) и вес внутренней компоненты (б) в соответствующей волновой функции для каналов 3SD_1 (сплошная кривая) и 1S_0 (штриховая кривая) для широкого диапазона импульсов Ферми.

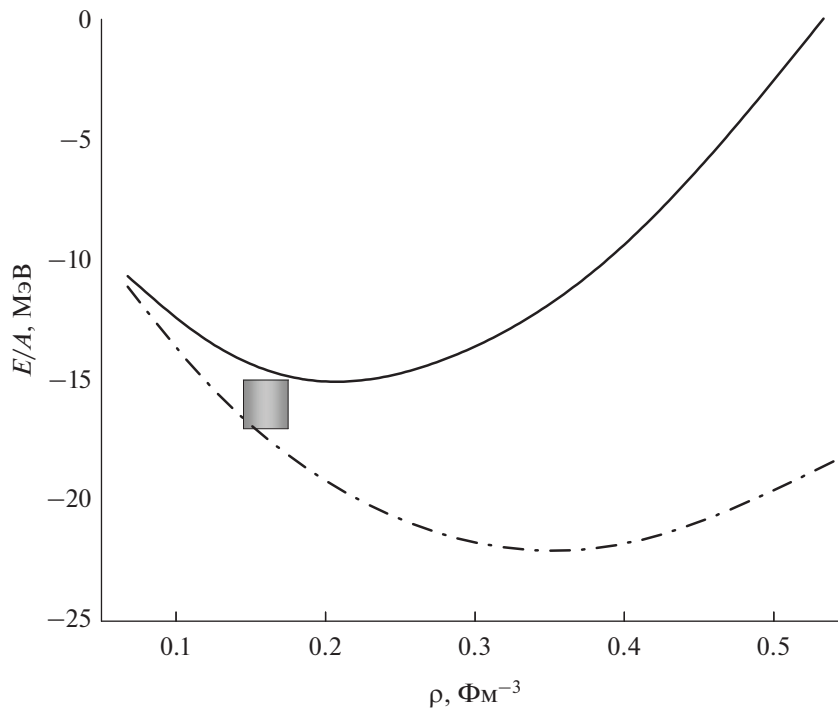


Рис. 4. Уравнение состояния для симметричной ядерной материи, полученное для дибарионной модели (сплошная кривая) и для боннского потенциала (штрихпунктирная кривая). Прямоугольник ограничивает эмпирическую область насыщения $\rho_0 = 0.16 \pm 0.015 \text{ Фм}^{-3}$, $E/A = -16 \pm 1 \text{ МэВ}$.

5.2. Уравнение состояния для симметричной ядерной материи

После итераций одночастичного потенциала энергия связи на нуклон для симметричной ядерной материи вычисляется через интеграл

$$E/A = \frac{3}{k_F^3} \int_0^{k_F} dk k^2 \left[\frac{k^2}{2m} + \frac{1}{2} U(k) \right]. \quad (39)$$

На рис. 4 приводится зависимость энергии связи на нуклон от плотности $\rho = \frac{2k_F^3}{3\pi^2}$, полученная для дибарионной модели и для боннского потенциала. В каждом

расчете использовались парциальные NN -каналы до $J = 7$ включительно. При этом в расчете с дибарионной моделью для конфигураций с $J > 3$ также использовался боннский потенциал.

Как видно из рисунка, минимум уравнения состояния в расчете с дибарионными потенциалами, $\rho \approx 0.21 \text{ Фм}^{-3}$ и $E/A \approx -15 \text{ МэВ}$, получается заметно ближе к эмпирической точке насыщения, чем для традиционного NN -потенциала. Однако выше точки равновесия рост энергии связи оказывается достаточно медленным. В дальнейших исследованиях предполагается исследовать вклад трехчастичных сил ди-

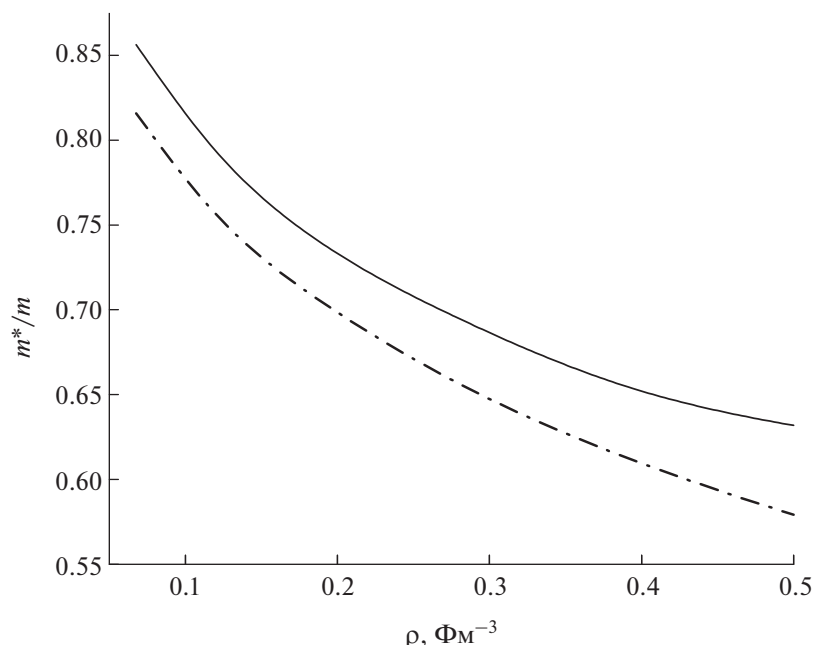


Рис. 5. Зависимость отношения эффективной массы к массе нуклона от плотности среды для дибарионной модели (сплошная кривая) и боннского потенциала (штрихпунктирная кривая).

барионной модели в уравнение состояния. Важность вклада трехчастичных сил для традиционных мезон-обменных теорий была показана ранее [7]. В частности, учет этого вклада приводит к смещению равновесной плотности в сторону эмпирического значения, а также к более резкому возрастанию энергии связи с ростом плотности среды выше точки насыщения (см. также недавние результаты для потенциалов эффективной теории поля [23]). Таким образом, получающееся в дибарионной модели уравнение состояния как бы занимает промежуточное положение между зависимостями энергии связи от плотности, вычисленными на основе только двухчастичных сил и с учетом вкладов трехчастичных сил в рамках традиционных моделей NN -взаимодействия.

На рис. 5 приводится зависимость эффективной массы⁵⁾ от плотности для расчета с дибарионной моделью и боннским потенциалом. Из рисунка видно, что дибарионная модель приводит к систематическому увеличению эффективной массы по сравнению с мезон-обменным потенциалом. Тем не менее эффективные массы для обоих взаимодействий укладываются в оценки феноменологических моделей [24].

На рис. 6 приводится сравнение одночастичных потенциалов, найденных из расчетов с боннским потенциалом и дибарионной моделью для $k_F = 1.36 \text{ ФМ}^{-1}$. Оба потенциала имеют схожую характерную форму вблизи поверхности Ферми.

⁵⁾ Здесь имеется в виду параметр одночастичного потенциала (10).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе разработан новый двухкомпонентный формализм для вычисления матрицы реакции в ядерной среде в рамках обобщенной схемы Бракнера–Хартри–Фока с использованием дибарионной модели нуклон-нуклонного взаимодействия, эффективно учитывающей ненуклонные степени свободы.

Были изучены связанные состояния полного гамильтониана для каналов 3SD_1 и 1S_0 при низких плотностях среды. Показано, что использование дибарионной модели с внутренним каналом приводит к увеличению энергий связи для этих конфигураций по сравнению с результатами для традиционных мезон-обменных потенциалов. Кроме того, рассматриваемая модель при высокой плотности среды приводит к возникновению аномальных глубокосвязанных состояний, в волновых функциях которых доминирует внутренняя дибарионная компонента.

На основе развитого формализма построена зависимость энергии связи на нуклон от плотности среды (уравнение состояния) для симметричной ядерной материи. Полученная точка насыщения достаточно близка к эмпирическим значениям энергии связи и равновесной плотности. Однако выше точки равновесия рост энергии связи оказывается достаточно медленным. Возможное решение этой проблемы связано с учетом вклада трехчастичных сил в уравнение состояния, который мы планируем в дальнейшем.

В качестве прямого продолжения этой работы мы планируем провести расчеты с использованием дибарионной модели для асимметричной ядерной ма-

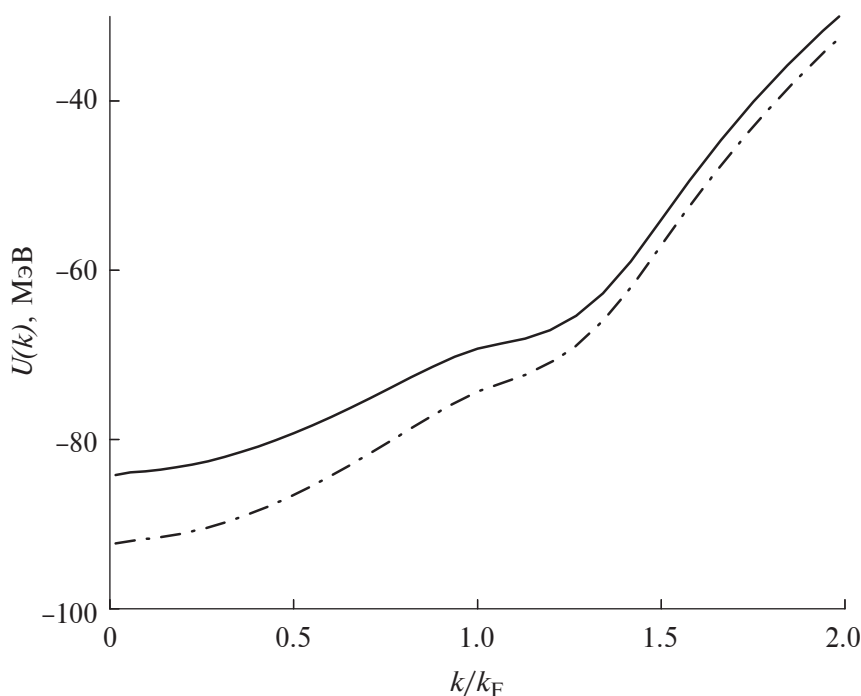


Рис. 6. Сравнение одночастичных потенциалов, найденных из расчетов с боннским потенциалом (штрихпунктирная кривая) и с дибарионной моделью (сплошная кривая) для $k_F = 1.36 \text{ ФМ}^{-1}$.

терии и нейтронной материи, а также исследовать сверхтекучие корреляции в ядерной среде.

Отметим также, что развитый формализм может быть использован для других моделей взаимодействий, учитывающих дополнительные внутренние степени свободы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают особую благодарность М.Н. Платоновой за содержательные обсуждения формализма, представленного в работе. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант 23-22-00072.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Duer *et al.* (CLAS Collab.), Phys. Rev. Lett. **122**, 172502 (2019).
2. A. Galavanov *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **1390**, 012025 (2019).
3. C. Yero *et al.* (Hall C Collab.), Phys. Rev. Lett. **125**, 262501 (2020).
4. W. H. Dickhoff and D. van Neck, *Many-Body Theory Exposed! Propagator Description of Quantum Mechanics in Many-Body Systems* (World Scientific, 2005).
5. M. I. Haftel and F. Tabakin, Nucl. Phys. A **158**, 1 (1970).
6. M. Baldo, G. F. Burgio, H.-J. Schulze, and G. Taranto, Phys. Rev. C **89**, 048801 (2014).
7. J.-J. Lu, Z.-H. Li, Ch.-Y. Chen, M. Baldo, and H. J. Schulze, Phys. Rev. C **96**, 044309 (2017).
8. В. И. Кукулин, в сб. *Труды XXXIII зимней школы ПИЯФ* (Гатчина, 1999), с. 207.
9. V. I. Kukulin, I. T. Obukhovskiy, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, Int. J. Mod. Phys. E **11**, 1 (2002).
10. V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, M. Kaskulov, and A. Faessler, J. Phys. G **30**, 287 (2004); V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, J. Phys. G **30**, 309 (2004).
11. V. N. Pomerantsev, V. I. Kukulin, V. T. Voronchev, and A. Faessler, Phys. At. Nucl. **68**, 1453 (2005).
12. В. И. Кукулин, В. Н. Померанцев, О. А. Рубцова, М. Н. Платонова, ЯФ **82**, 521 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 934 (2019)].
13. V. I. Kukulin, O. A. Rubtsova, M. N. Platonova, V. N. Pomerantsev, H. Clement, Phys. Lett. B **801**, 135146 (2020).
14. V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, O. A. Rubtsova, M. N. Platonova, and I. T. Obukhovskiy, Chin. Phys. C **46**, 114106 (2022).
15. О. А. Рубцова, В. Н. Померанцев, М. Н. Платонова, Вестн. Моск. Ун-та **78**, 2310601 (2023).
16. P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collab. and SAID Data Analysis Center), Phys. Rev. Lett. **112**, 202301 (2014).
17. V. Komarov *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 065206 (2016).
18. H. Clement, Prog. Part. Nucl. Phys. **93**, 195 (2017); H. Clement and T. Skorodko, Chin. Phys. C **45**, 022001 (2021).
19. D. Tsirkov *et al.*, Phys. Rev. C **107**, 015202 (2023).

20. H. Muther, O. A. Rubtsova, V. I. Kukulin, and V. N. Pomerantsev, *Phys. Rev. C* **94**, 024328 (2016).
21. V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, *Phys. Rev. C* **49**, 2950 (1994).
22. R. Machleidt, F. Sammarruca, and Y. Song, *Phys. Rev. C* **53**, R1483 (1996).
23. F. Sammarruca and R. Millerson, *Phys. Rev. C* **104**, 064312 (2021).
24. M. Dutra *et al.*, *Phys. Rev. C* **85**, 035201 (2012).

ACCOUNT OF NON-NUCLEONIC DEGREES OF FREEDOM IN NUCLEAR MATTER

O. A. Rubtsova¹⁾, V. N. Pomerantsev¹⁾

¹⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia*

A two-component formalism has been developed for the reaction matrix in a nuclear medium in the case of nucleon–nucleon interaction taking into account additional non-nucleonic degrees of freedom. The approach is based on the dibaryon model of nucleon–nucleon interaction, which recently allowed to describe partial NN scattering amplitudes for the channels with total angular momentum $J \leq 3$ in a wide energy range from zero to 0.6–1 GeV, and also to reproduce successfully the positions of the known dibaryon resonances for a number of channels. The bound states in the nuclear medium that arise for such a model are studied. An equation of state for symmetric nuclear matter has been calculated within the framework of the Brueckner–Hartree–Fock scheme.