



ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 87, номер 1, 2024

ЯДРА

Эксперимент

- Динамика энерговыделения в активной зоне ядерного реактора
В. И. Копейкин, Д. В. Попов, М. Д. Скорохватов 3
-

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

- Редкий распад топ-кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$
С. Р. Слабоспицкий 11
- Спектры антинейтрино $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$ из измерения эксперимента Double Chooz
А. П. Власенко, С. В. Ингерман, П. Ю. Наумов, В. В. Синев 18
- Лунно-месячные вариации фоновых гамма-квантов, измеренных на LVD
Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, Н. А. Филимонова, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев (от имени коллаборации LVD) 26
- Функции пространственного распределения электронно-фотонной компоненты ШАЛ, регистрируемой установкой НЕВОД-ШАЛ
Е. А. Южакова, М. Б. Амельчаков, А. Г. Богданов, Д. М. Громушкин, А. Ю. Коновалова, Н. В. Пономарева, С. С. Хохлов, И. А. Шульженко 33
- Космофизические аспекты релятивистской фрагментации ядер
А. А. Зайцев, Н. Маримутху, Д. А. Артеменков, П. И. Зарубин, Н. Г. Пересадыко, В. В. Русакова 40
- Динамика потоков высокоэнергичных протонов в области Бразильской магнитной аномалии по данным спутниковых экспериментов “АРИНА” и “ВСПЛЕСК”
С. Ю. Александрин, В. М. Грачёв, Е. И. Ольшевский 45

Теория

- Упругое рассеяние поляризованных протонов на ядрах ^3He в модели Глаубера с учетом спинов
М. Н. Платонова, Н. Т. Турсунбаев, Ю. Н. Узиков 49
- Прецизионный расчет однопетлевых радиационных поправок в меллеровском рассеянии
В. А. Зыкунов, А. Н. Ильичев 58
-
-

CONTENTS

No. 1, 2024

ЯДРА

Эксперимент

Dynamics of energy release in a nuclear reactor core

V. I. Kopeikin, D. V. Popov, M. D. Skorokhvatov

3

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Rare top-quark decay $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$

S. R. Slabospitsky

11

Antineutrino spectra of $^{235,238}\text{U}$ and $^{239,241}\text{Pu}$ taken from the Double Chooz experiment

A. P. Vlasenko, S. V. Ingerman, P. Yu. Naumov, V. V. Sinev

18

Lunar-monthly variances in the background gamma-quanta measured at the LVD

N. Yu. Agafonova, V. V. Ashikhmin, E. A. Dobrynina, R. I. Enikeev, N. A. Filimonova, I. R. Shakiryanova, V. F. Yakushev

26

Lateral distribution functions of the electron-photon component of the EAS registered with the NEVOD-EAS array

E. A. Yuzhakova, M. B. Amelchakov, A. G. Bogdanov, D. M. Gromushkin, A. Yu. Kononova, N. V. Ponomareva, S. S. Khokhlov, I. A. Shulzhenko

33

Cosmophysical aspects of relativistic nuclear fragmentation

A. A. Zaitsev, N. Marimuthu, D. A. Artemenkov, P. I. Zarubin, N. G. Peresad'ko, V. V. Rusakova

40

Dynamics of high-energy proton fluxes in the South Atlantic Anomaly region according to “ARINA” and “VSPLESK” satellite experiment data

S. Yu. Aleksandrin, V. M. Grachev, E. I. Ol'shevsky

45

Теория

Elastic scattering of polarized protons on ^3He nucleus within the Glauber model with spin dependence

M. N. Platonova, N. T. Tursunbayev, Yu. N. Uzikov

49

Precise calculation of one-loop radiative corrections in møller scattering

V. A. Zykunov, A. N. Ilyichev

58

ДИНАМИКА ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

© 2024 г. В. И. Копейкин^{1)*}, Д. В. Попов^{1), 2)**}, М. Д. Скорохватов^{1), 2)***}

Поступила в редакцию 16.02.2024 г.; после доработки 16.02.2024 г.; принята к публикации 29.02.2024 г.

Развитие реакторных технологий и нейтринной физики на ядерных реакторах требует постоянного уточнения и расширения знаний о реакторе как источнике антинейтрино. В настоящей работе на основании новых данных о спектре реакторных антинейтрино, обновленной информации баз ядерных данных и учета особенностей выгорания топлива проведен расчет тепловой энергии, выделяемой в активной зоне на один акт деления для стандартного топливного цикла реактора на тепловых нейтронах.

DOI: 10.31857/S0044002724010015, EDN: KEPEWS

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакторы являются наиболее интенсивными источниками нейтрино на Земле. Эксперименты с реакторными антинейтрино ($\bar{\nu}_e$), начатые в 1953 г. [1], продолжают в настоящее время и планируются в будущем. В практике нейтринных исследований возникает необходимость точного предсказания спектральной плотности $f(E_\nu)$ [см⁻² с⁻¹ МэВ⁻¹] излучаемых реактором $\bar{\nu}_e$ в месте расположения детектора:

$$f(E_\nu) = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{W}{E_f \times 1.6 \times 10^{-19}} \rho_f(E_\nu), \quad (1)$$

где W [МВт] — тепловая мощность реактора; R [см] — расстояние между центрами детектора и активной зоны реактора; $E_f = \sum \alpha_i E_f^i$ [МэВ дел⁻¹] — тепловая энергия и $\rho_f = \sum \alpha_i \rho_f^i$ [МэВ дел⁻¹] — спектр $\bar{\nu}_e$ реактора, приходящиеся на один акт деления и выраженные через вклады α_i составляющих энергии E_f^i и $\bar{\nu}_e$ -спектра ρ_f^i каждого делящегося изотопа ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu ($i = 5, 9, 8, 1$) в общее число делений ($\sum \alpha_i = 1$). Суммарное число делений перечисленных изотопов составляет 99.8% общего числа делений в реакторе.

В выражении (1) величины ρ_f^i и E_f^i являются основными параметрами для аккуратного вычисления величины $f(E_\nu)$. Особую значимость знание этих характеристик приобрело в последние годы в связи с повышением точности измерений и развитием нейтринной индустрии на ядерных реакторах. Ранее мы приводили обновленные данные для кумулятивных спектров $\bar{\nu}_e$ изотопов ^{235}U

и ^{238}U , т.е. ρ_f^5 и ρ_f^8 [2], полученные по результатам измерения отношения спектров β -частиц ρ_f^5 / ρ_f^9 [3]. Работа в этом направлении продолжается. В настоящей работе мы обратимся к изучению величины E_f .

Величина E_f , а также ее составляющие E_f^i являются фундаментальными характеристиками реактора и зависят от его типа, изотопного состава топлива и состава активной зоны. Современная атомная энергетика характеризуется совершенствованием действующих реакторов на тепловых и развитием реакторов на быстрых нейтронах. Такая двухкомпонентная система атомной энергетики, включающая “тепловые” и “быстрые” реакторы, необходима для существенного улучшения технико-экономических показателей, эффективного использования природного урана, уменьшения радиоактивных отходов и повышения безопасности.

Реакторы ВВЭР (PWR) на тепловых нейтронах являются основой современной атомной энергетики. В качестве топлива используется слабообогащенный до 3–5% ^{235}U , содержание которого в природном уране составляет всего лишь 0.7%, остальное — ^{238}U . Для увеличения глубины выгорания ядерного топлива и удлинения кампании реактора (время между перегрузками топлива) со стандартной 12-месячной до 18–24 месяцев в топливо добавляют гадолиниевые присадки. Заметим, что для малых модульных реакторов (малые АЭС) и реакторов на морских судах, работающих с повышенным обогащением топлива, кампания может длиться от нескольких до 10 лет [4]. В целях расширения топливной сырьевой базы тепловых реакторов ведутся испытания (Балаковская АЭС) РЕМИКС-топлива, получаемого из неразделенной смеси урана и плутония при переработке отработанного ядерного топлива с включением обогащенного урана [5].

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾НИЯУ МИФИ, Москва, Россия.

*E-mail: Kopeykin_VI@nrcki.ru

**E-mail: Popov_DV@nrcki.ru

***E-mail: Skorokhvatov_MD@nrcki.ru

Основным достоинством реакторов на быстрых нейтронах является максимальное вовлечение в топливный цикл ^{238}U , что позволяет до 100 раз увеличить топливную базу атомной энергетики, перейти на расширенное воспроизводство ядерного топлива и осуществить замкнутый цикл его использования. На быстром реакторе БН-800 (Белоярская АЭС) сегодня проводятся успешные испытания МОКС-топлива. В его составе плутоний высокого обогащения, извлекаемый из отработанного ядерного топлива, и уран с низким содержанием неоплута ^{235}U [6].

Известен ряд работ, в которых проводилось изучение энергии деления в ядерных реакторах [7–11]. Настоящая статья посвящена дальнейшему изучению величины E_f для реакторов ВВЭР со стандартной 12-месячной кампанией. В предлагаемом исследовании использованы обновленные ядерные данные [12–14], новые результаты о кумулятивных спектрах $\bar{\nu}_e$ делящихся изотопов [2], учтены применение композитного топлива с гадолиниевым выгорающим поглотителем и утечка нейтронов из активной зоны, а также оценен вклад в величину E_f при делении ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu помимо тепловых также быстрых нейтронов. Исследована динамика $E_f(t)$ и ее компонентов. Известно, что текущая тепловая мощность W может определяться службами реактора с погрешностью около 0.5% [15, 16]. Поэтому в предсказаниях величины E_f ошибка должна быть меньше этого значения.

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Выделение мощности в ядерном реакторе происходит в результате протекания цепной реакции деления ядер урана и плутония под действием нейтронов. Подавляющая часть энергии деления приходится на кинетическую энергию двух образующихся осколков ($\bar{E}_{\text{kin}} = 168$ МэВ [17]; здесь и далее приводятся оценки суммарной энергии на акт деления ^{235}U). После вылета мгновенных нейтронов деления ($\bar{E}_n^p = 5$ МэВ [17]) возбуждение первичного осколка в дальнейшем снимается путем излучения мгновенного γ -излучения ($\bar{E}_\gamma^p = 7.2$ МэВ) и, в случае перехода ядра в изомерное состояние, — путем запаздывающих γ -квантов ($\bar{E}_\gamma^d = 0.8$ МэВ) малой интенсивности [7, 18, 19], испускаемых до времен, характерных для β -распада продуктов деления (более 0.1 с) [18]. В последнем случае сброс энергии идет с задержкой через серию последовательных β -переходов ($\sim 6\beta/\text{дел}$) с испусканием β -частиц (6.5 МэВ [20]), $\bar{\nu}_e$ (8.9 МэВ [20]) и сопутствующих γ -квантов (6.5 МэВ [20]). Помимо нейтронного, β - и γ -излучения выделение энергии также происходит посредством рентгеновского излучения, связанного с перестройкой электронных оболочек осколков, испускания конверсионных электронов и запаздывающих нейтронов.

Не участвующие в акте деления нейтроны замедляются и поглощаются в активной зоне реактора. Небольшая часть нейтронов и γ -квантов утекает за пределы активной зоны. Энергия, переданная осколками деления, нейтронами, β - и γ -квантами, превращается в тепловую энергию движения атомов, и лишь незначительная ее величина идет на образование дефектов или изменение химических связей в материале [17].

Последовательность вычисления тепловой энергии E_f , выделяемой в активной зоне реактора на один акт деления, такова. Сначала рассчитывается средняя энергия, выделяемая при одном акте деления для изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu :

- полная энергия деления E_{tot}^i ;
- эффективная энергия деления E_{eff}^i :

$$E_{\text{eff}}^i = E_{\text{tot}}^i - E_v^i - \Delta E_{\beta\gamma}^i, \quad (2)$$

т.е. часть полной энергии, остающейся в реакторе после вычета энергии антинейтрино E_v^i и энергии β - и γ -излучения нераспавшихся долгоживущих продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}^i$;

- полное тепловыделение E_f^i :

$$E_f^i = E_{\text{eff}}^i + E_c^i, \quad (3)$$

включающее вклад от деления E_{eff}^i и вклад от захвата нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции E_c^i . Далее проводятся вычисления тепловыделения, усредненного по составу топлива реактора:

$$E_f = \sum \alpha_i E_f^i. \quad (4)$$

3. ПОЛНАЯ E_{tot} И ЭФФЕКТИВНАЯ E_{eff} ЭНЕРГИИ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ УРАНА И ПЛУТОНИЯ

Вычисление полной энергии деления E_{tot} путем суммирования средних энергий отдельных процессов (см. разд. 2) приводит к неоправданно большим ошибкам, достигающим 2–3 МэВ. Ошибка получается существенно меньшей при расчете с использованием атомных масс нуклидов делящегося ядра $M(A, Z)$ и образующихся конечных стабильных продуктов деления $M(A_i, Z_i)$:

$$E_{\text{tot}} = M(A, Z) + M_n - \sum y_i M(A_i, Z_i) - \bar{\nu}_{pd} M_n, \quad (5)$$

где M_n — масса нейтрона; y_i — полный выход продукта деления (A_i, Z_i) ; $\bar{\nu}_{pd}$ — суммарный выход (мгновенных и запаздывающих) нейтронов; выходы для тяжелого и легкого осколков должны быть нормированы строго на единицу, так что их сумма $\sum y_i = 2$.

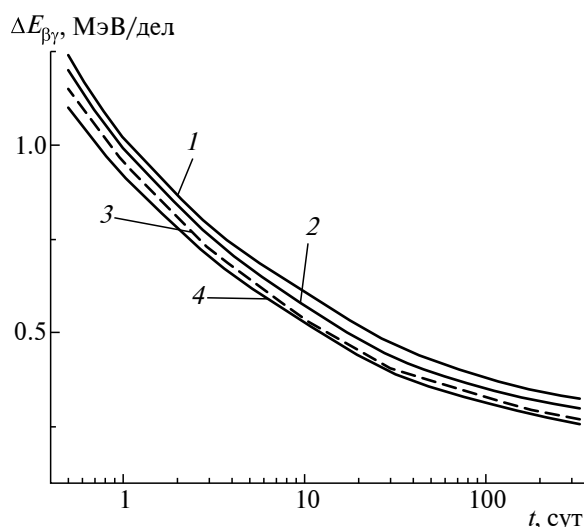


Рис. 1. Энергия β- и γ-излучения нераспавшихся продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}$ в зависимости от времени t протекания цепной реакции деления стандартной годовой кампании реактора с трехгодичным топливным циклом: 1 — ^{235}U ; 2 — ^{238}U ; 3 — ^{239}Pu ; 4 — ^{241}Pu .

Такой расчет учитывает все возможные компоненты, из которых складывается величина E_{tot} . Используя условие сохранения числа нуклонов при делении, перепишем выражение (5) через избытки масс нуклидов $m(A, Z)$:

$$E_{\text{tot}} = m(A, Z) - \sum y_i m(A_i, Z_i) - (\bar{\nu}_{pd} - 1)m_n, \quad (6)$$

где $m(A, Z) = M(A, Z) - Am_0$ (m_0 — атомная единица массы); $m_n = M_n - m_0 = (8071.3181 \pm 0.0004)$ кэВ — избыток массы нейтрона [12].

В табл. 1 представлены результаты вычислений E_{tot} и отдельных слагаемых, входящих в соотношение (6). Избытки масс нуклидов взяты из работы [12], данные по выходам — из таблиц работы [13], а выходы нейтронов приведены по работе [14].

Величины E_{tot} получены без учета тройного деления, происходящего в 0.2% случаев с испусканием в основном длиннопробежной α-частицы, а также получены без учета образующихся при делении α-излучателей — продуктов деления ^{144}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm . В первом случае, как показывают оценки,

изменение величины E_{tot} при учете тройного деления не превысит 0.01%, а во втором — из-за больших периодов полураспада ($T_{1/2} > 10^{11}$ лет) вклад α-излучателей в общее энерговыделение ничтожен.

Ошибка E_{tot} определяется неточностью знания величины выхода нейтронов и ошибкой вычисления избытка массы стабильных продуктов деления $\sum y_i m(A_i, Z_i)$. Последняя величина, несмотря на большое число продуктов деления, вычисляется, тем не менее, с небольшой погрешностью. Это обусловлено как высокой точностью данных по избыткам масс $m(A_i, Z_i)$ нуклидов, так и тем, что $m(A_i, Z_i)$ — почти постоянная величина в области больших выходов y_i . Поэтому возможные погрешности в y_i , а также отличия в выходах продуктов деления у урана и плутония мало сказываются на величине $\sum y_i m(A_i, Z_i)$ (см. табл. 1).

До сих пор речь шла об энергии, выделяющейся в единичном акте деления ядра. Вместе с тем в реакторе протекает длительная цепная реакция деления ядер. Для выявления связи этих двух процессов рассмотрим цепную реакцию, начинающуюся в момент времени $t = 0$ и идущую со скоростью 1 дел./с. Пусть функция $E_{\text{tot}}(t)$ описывает энерговыделение в секунду в момент времени t с начала цепного процесса деления. Величина $E_{\text{tot}}(t)$ включает все виды энергии от момента деления ядра до завершения β-распадов продуктов деления за исключением энергии E_c , которая выделяется от захвата нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции. Введем также функцию $f_{\text{tot}}(t)$, описывающую энерговыделение в единицу времени в результате единичного акта деления в момент времени t после деления ядра. Рассматривая общую картину этих двух процессов, становится очевидна их связь:

$$E_{\text{tot}}(t) = \int_0^t f_{\text{tot}}(\tau) d\tau. \quad (7)$$

Очевидно, что $E_{\text{tot}}(\infty) = E_{\text{tot}}$ [МэВ/дел].

Перейдем теперь к вычислению эффективной энергии деления E_{eff} (2). В табл. 2 показаны величины E_{eff} изотопов урана и плутония для середины стандартной годовой кампании. В этот период

Таблица 1. Полная энергия деления изотопов урана и плутония E_{tot} , МэВ/дел

Изотоп	Вид деления	Избыток массы делящегося ядра $m(A, Z)$	Избыток массы стабильных продуктов деления $\sum y_i m_i$	Полный выход нейтронов $\bar{\nu}_{pd}$	$(\bar{\nu}_{pd} - 1)m_n$	Полная энергия деления E_{tot}
^{235}U	Тепловые нейтроны	40.9188 ± 0.0011	-173.35 ± 0.05	2.436 ± 0.002	11.59 ± 0.02	202.68 ± 0.06
^{238}U	Нейтроны спектра деления	47.3077 ± 0.0015	-173.31 ± 0.10	2.82 ± 0.02	14.69 ± 0.16	205.93 ± 0.14
^{239}Pu	Тепловые нейтроны	48.5882 ± 0.0011	-173.78 ± 0.07	2.883 ± 0.005	15.20 ± 0.04	207.17 ± 0.07
^{241}Pu	Тепловые нейтроны	52.9551 ± 0.0011	-173.65 ± 0.10	2.948 ± 0.006	15.72 ± 0.04	210.88 ± 0.11

кампании ошибки величин нераспавшихся долгоживущих продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}$ невелики, так же как и их абсолютные значения, а погрешности E_{eff} определяются погрешностями энергии уходящих антинейтрино $E_{\bar{\nu}}$.

Для нахождения величин $E_{\bar{\nu}}$ делящихся изотопов проводилась шивка конверсионных частей $\bar{\nu}_e$ -спектров ^{235}U , ^{238}U [2], а также ^{239}Pu , ^{241}Pu [21] для области энергий выше 2 МэВ, полученных путем восстановления из соответствующих измеренных спектров β -частиц, с расчетными $\bar{\nu}_e$ -спектрами этих изотопов для области 0–2 МэВ из работы [22]. При этом вносились небольшие поправки, связанные с неучтенным вкладом долгоживущих продуктов деления в конверсионные $\bar{\nu}_e$ -спектры. Заметим, что на область 0–2 МэВ приходится около 40% уносимой $\bar{\nu}_e$ энергии. Вместе с тем, так как эта область формируется в основном долгоживущими продуктами деления с известными схемами распада и выходами, мы оцениваем погрешность $E_{\bar{\nu}}$ этой части спектра $\leq 3\%$.

Для расчета величин $\Delta E_{\beta\gamma}$ выразим энергию β -частиц и γ -квантов нераспавшихся продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}(t)$, используя связь между энерговыделением в единичном акте деления с энерговыделением в цепной реакции деления (см. выше (7) аналогию с $E_{\text{tot}}(t)$):

$$\Delta E_{\beta\gamma}(t) = \int_t^{\infty} f_{\beta\gamma}(\tau) d\tau = E_{\beta\gamma}(\infty) - E_{\beta\gamma}(t), \quad (8)$$

где $E_{\beta\gamma}(t)$ — величина тепловыделения в секунду в момент времени t после начала цепной реакции деления, идущей со скоростью 1 дел/с; $f_{\beta\gamma}(t)$ — тепловыделение в единицу времени в результате единичного акта деления спустя время t после деления ядра.

Описанная связь дает возможность при расчете $\Delta E_{\beta\gamma}$ учесть особенности выгорания топлива в ядерных реакторах. В настоящей работе расчет $\Delta E_{\beta\gamma}$ проводился для стандартной годовой кампании реактора трехгодичного облучения топлива, где учтено остаточное тепловыделение от

предыдущих двух кампаний. Энергия нераспавшихся продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}$ с течением времени быстро падает, а примерно через 0.5 года становится незначительной, и в дальнейшем спад замедляется (см. рис. 1 и табл. 2).

Для быстрых реакторов средняя энергия налетающих нейтронов, под действием которых происходит деление ядра, составляет $T_n \sim 0.3\text{--}0.4$ МэВ. Однако полная E_{tot} (5), (6) и эффективная E_{eff} (2) энергии здесь рассчитываются так же, как и для тепловых реакторов, из-за того, что при протекании цепной реакции деления такая же часть энергии T_n не переходит в тепло, а передается следующему налетающему нейтрону. Обратим далее внимание на такую отличительную особенность величин E_{tot} и E_{eff} , как устойчивость их значений по отношению к вариации энергии нейтронов T_n .

В выражении (6) для E_{tot} первый член — величина постоянная, а второй $\sum u_i m(A_i, Z_i)$ практически не зависит от энергии нейтронов. Это объясняется небольшими изменениями в выходах u_i на горбах массовых распределений при изменении T_n . Прямой расчет величин $\sum u_i m(A_i, Z_i)$ для деления ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами спектра деления [8] показал, что их отличие от данных табл. 1 не превышает 0.1 МэВ/дел. Третий член в выражении (6) линейно зависит от выхода нейтронов $\bar{\nu}_{pd}$. Величина $\bar{\nu}_{pd}$ растет пропорционально T_n , но коэффициент пропорциональности мал и для изотопов урана и плутония лежит в пределах от ≈ 0.11 до 0.16 МэВ $^{-1}$ [18].

В соотношении для эффективной энергии E_{eff} (2) оба дополнительных члена $E_{\bar{\nu}}$ и $\Delta E_{\beta\gamma}$ слабо зависят от энергии T_n . Для широкого диапазона энергий T_n это объясняется отмеченными выше небольшими изменениями полных выходов продуктов деления u_i на горбах массовых распределений, а также неизменностью относительных независимых выходов продуктов в изобарных цепочках распада. По данным работы [23] отличия в значениях энергии $E_{\bar{\nu}}$ при делении тепловыми нейтронами и нейтронами спектра деления не превышают 0.1 МэВ/дел.

Из проведенного обсуждения следует, что связь E_{tot} и E_{eff} с T_n слабая, а ее характер и величина обусловлены изменением полного выхода нейтронов $\bar{\nu}_{pd}$ в выражении (6). Учет указанной выше энергетической зависимости $\bar{\nu}_{pd}$ от T_n и избытка массы для нейтрона (см. выражение (6)) приводит к простому соотношению $\Delta E_{\text{tot}} \approx \Delta E_{\text{eff}} \approx -\Delta T_n$. Это означает, что величины E_{tot} и E_{eff} для быстрого реактора меньше по сравнению с теми же величинами для теплового реактора всего лишь примерно на 0.2%.

Таблица 2. Эффективные энергии деления E_{eff} изотопов урана и плутония для середины стандартной стационарной годовой кампании реактора ВВЭР, МэВ/дел

Изотоп	Энергия, уносимая антинейтрино $E_{\bar{\nu}}$	Энергия нераспавшихся продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}$	Эффективная энергия E_{eff}
^{235}U	8.85 ± 0.25	0.35 ± 0.02	193.5 ± 0.2
^{238}U	11.40 ± 0.50	0.33 ± 0.03	194.2 ± 0.4
^{239}Pu	7.32 ± 0.20	0.30 ± 0.02	199.6 ± 0.3
^{241}Pu	8.90 ± 0.22	0.29 ± 0.03	201.7 ± 0.3

4. ЭНЕРГИЯ, ВЫДЕЛЯЮЩАЯСЯ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ E_c

Из полного числа нейтронов $\bar{\nu}_{pd}$, испускаемых в расчете на акт деления ядра, только один участвует в поддержании цепной реакции, приводящей к тепловыделению $E_{\text{эф}} \sim 200$ МэВ. Роль остальных $\bar{\nu}_{pd} - 1$ нейтронов здесь заметно скромнее — при захвате тепловыделение составляет около 5% от $E_{\text{эф}}$. Однако нейтроны способны проникать на большие расстояния от точки деления ядра и после замедления их эффективно захватывают многие конструкционные материалы. Основным механизмом поглощения — это реакция (n, γ) . При этом в некоторых из них (поглощающие органы регулирования и др.) энергосодержание является существенным.

Средние величины тепловых энергий для изотопов урана и плутония, реализуемые при захвате в активной зоне нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции, в расчете на один акт деления E_c^i , записываются как

$$E_c^i = (\bar{\nu}_{pd}^i - 1)E_{nc}, \quad (9)$$

где E_{nc} — среднее тепловыделение по активной зоне от захвата одного нейтрона.

Вычисление E_{nc} требует знания баланса нейтронов. В табл. 3 приведены вероятности поглощения нейтронов различными материалами в реакторе типа ВВЭР-1000 и выделяющаяся при этом тепловая энергия в расчете на один нейтрон. Расчет включает как непосредственно энергию реакции захвата, так и последующие возможные радиоактивные превращения дочернего ядра за вычетом энергии E_e и долгоживущих продуктов.

Сопоставление данных расчетов величины E_{nc} для середины стандартной кампании от первой оценки в работе [7] (6.1 ± 0.3) МэВ и последующих работ: (5.75 ± 0.25) МэВ [8], (5.8 ± 0.2) МэВ [9], (5.97 ± 0.15) МэВ [10], а также настоящей работы (5.86 ± 0.12) МэВ показывает их хорошее совпадение. Это связано с тем, что захватчиками нейтронов являются в основном топливо и его производные, а также штатные компоненты активной зоны: вода, бор и конструкционные материалы. Так, топливо и другие накопившиеся тяжелые элементы, а также продукты деления поглощают от 80 до 90% нейтронов в зависимости от момента кампании реактора.

При этом суммарная доля захватов нуклидами ^{238}U , ^{235}U и ^{239}Pu составляет примерно 60% и практически не меняется за кампанию. К тому же последние два изотопа имеют практически одинаковые энергии захвата. Доля захватов конструкционными материалами, водой, а также выделенными в табл. 3 продуктами деления ^{135}Xe и ^{149}Sm также

практически не меняется и составляет в сумме около 13%. Перечисленные реакторные материалы дают вклад в постоянную часть энергосодержания при захвате. Динамика энергосодержания E_{nc} обусловлена поглощением нейтронов в боре, прочих продуктах деления и в оставшейся части тяжелых элементов (см. табл. 3). Гадолиний вводится непосредственно в топливо в качестве выгорающей присадки, что обеспечивает более равномерное выгорание топлива и выравнивание мощности по активной зоне, а также приводит к выравниванию динамики энергосодержания E_{nc} за кампанию реактора.

Отметим, что при расчете энергии от захвата нейтронов продуктами деления нуклиды ^{135}Xe и ^{149}Sm были выделены ввиду их особой роли в реакторном цикле. Для прочих продуктов деления проведено усреднение с учетом их выходов, сечений поглощения нейтронов и времен жизни. Расчет энергии захвата продуктами деления обнаружил ее слабую зависимость от делящегося нуклида. В расчете полной энергии деления E_{tot} обычным образом считалось, что ядра ^{135}Xe испытывают радиоактивный распад. Так как ^{135}Xe убывает в реакторе главным образом за счет поглощения нейтронов, то в дальнейших вычислениях энергия от захвата нейтронов принималась равной 7.49 МэВ/нейтрон, т.е. уменьшалась по сравнению с указанной в табл. 3 на величину уже учтенной энергии β -распада ^{135}Xe .

График роста тепловыделения E_{nc} при захвате нейтронов за первые три кампании и до выхода на стационарный режим работы представлен на рис. 2. В стационарном режиме величина E_{nc} возрастает за кампанию от ≈ 5.68 до 6.04 МэВ/нейтрон. Для середины кампании $E_{nc} = 5.86$ МэВ/нейтрон.

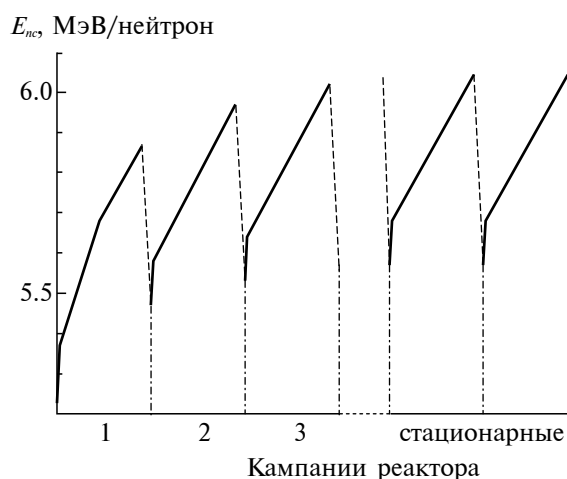


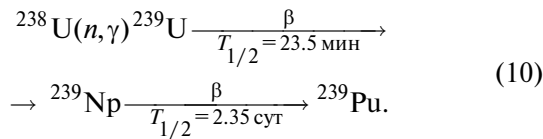
Рис. 2. Тепловыделение (непрерывные кривые) при захвате нейтронов без деления в ходе первых трех кампаний реактора ВВЭР и далее при выходе на стационарный режим работы. Пунктирные линии между кампаниями показывают перегрузки топлива в реакторе. Штрихпунктир разделяет отдельные кампании реактора.

Таблица 3. Баланс поглощения нейтронов, не участвующих в цепной реакции деления, в расчете на один нейтрон для стационарной стандартной годовой кампании реактора; указана выделяющаяся при захвате нейтрона в данном материале тепловая энергия E_{nc}^i и средняя тепловая энергия E_{nc} , выделяющаяся в активной зоне в начале (10-е сут), середине и конце кампании

Материал	E_{nc}^i , МэВ/нейтрон	Вероятность захвата нейтронов без деления, %		
		Момент кампании реактора		
		Начало (10 сут)	Середина	Конец
^{235}U	6.54	10.3	8.5	7.0
^{238}U	5.72	40.4	40.2	40.2
^{239}Pu	6.53	9.1	11.5	13.3
^{240}Pu	5.24	6.0	7.6	9.3
^{241}Pu	6.31	1.0	1.4	1.9
Прочие тяжелые элементы: ^{236}U , ^{237}Np , ^{242}Pu и др.	5.43	1.6	2.4	3.0
^{135}Xe	7.99 ¹	3.4	3.4	3.4
^{149}Sm	7.99	1.2	1.1	1.1
Прочие продукты деления	7.88	7.1	9.5	12.0
Gd	8.04	1.6	1.0	0.4
Zr	8.11	1.8	1.8	1.8
^{10}B	2.79	10.2	5.3	0
Вода	2.22	5.7	5.8	6.1
Прочие материалы: Nb, Hf и др.	7.50	0.6	0.6	0.6
Активная зона реактора	E_{nc} , МэВ/нейтрон	5.68 ± 0.12	5.86 ± 0.12	6.04 ± 0.12

¹Примечание: см. текст.

На рис. 2 показана также небольшая задержка тепловыделения в первую неделю каждой кампании, обусловленная захватом нейтронов основным поглотителем — изотопом ^{238}U (см. табл. 3) и связанная с незавершенностью процесса β -распада ^{239}Np :



Расчет проведен по аналогии с вычислением нераспавшихся продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}(t)$ (см. выражение (8)). Обратим внимание в этой связи, что на каждый акт деления в активной зоне реактора приходится в среднем 0.6 случаев радиационного захвата нейтрона изотопом ^{238}U . Энерговыведение при

β -распаде (10) в целом малосущественно при работающем реакторе, однако после остановки реактора оно может составлять более 30% энерговыведения от распада продуктов деления [17].

Расчет тепловыделения E_{nc} выполнен с учетом утечки небольшой части нейтронов из активной зоны реактора. Величины тепловых энергий для изотопов урана и плутония E_c (9) представлены в табл. 4.

5. ПОЛНАЯ ТЕПЛОВАЯ ЭНЕРГИЯ E_f В ДИНАМИКЕ ЗА КАМПАНИЮ РЕАКТОРА

Величина E_f включает все виды тепловыделения в активной зоне реактора за полный цикл превращения делящегося ядра и его фрагментов, а также тепловыделение от захвата нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции. Для отдельных делящихся изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu значения E_f^i могут быть записаны в виде

$$E_f^i = E_{\text{eff}}^i + (\bar{\nu}_{pd}^i - 1)E_{nc}. \quad (11)$$

В табл. 5 представлены полные тепловые энергии E_f^i , а также усредненная по составу топлива полная тепловая энергия E_f (4) для начала, середины и конца стандартной кампании реактора типа ВВЭР (рис. 3, а). Долевые вклады по числу делений α_i изотопов топлива приведены на рис. 3, б. Для середины кампании $E_f = (205.1 \pm 0.6)$ МэВ/дел.

Таблица 4. Тепловые энергии для изотопов урана и плутония E_c , выделяемые в активной зоне реактора в середине стандартной стационарной кампании при захвате нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции деления

Делящееся ядро	E_c , МэВ/дел
^{235}U	8.41 ± 0.17
^{238}U	10.67 ± 0.23
^{239}Pu	11.04 ± 0.23
^{241}Pu	11.42 ± 0.24

Таблица 5. Полные тепловые энергии делящихся изотопов E_f^i (11) и полная тепловая энергия реактора E_f (4), полученная усреднением по составу ядерного топлива стандартной стационарной годовой кампании

Изотоп	E_f^i и E_f , МэВ/дел					
	Моменты кампании реактора					
	Начало				Середина (165 сут)	Конец (330 сут)
	0.1 сут	0.5 сут	3 сут	10 сут		
^{235}U	199.9	200.6	201.1	201.4	201.9 ± 0.4	202.2 ± 0.4
^{238}U	202.9	203.5	204.0	204.3	204.9 ± 0.5	205.2 ± 0.5
^{239}Pu	208.6	209.2	209.7	210.0	210.6 ± 0.4	211.0 ± 0.4
^{241}Pu	211.2	211.8	212.3	212.5	213.1 ± 0.5	213.5 ± 0.5
Реактор	202.1	202.8	203.3	203.6	205.1 ± 0.6	206.3 ± 0.6

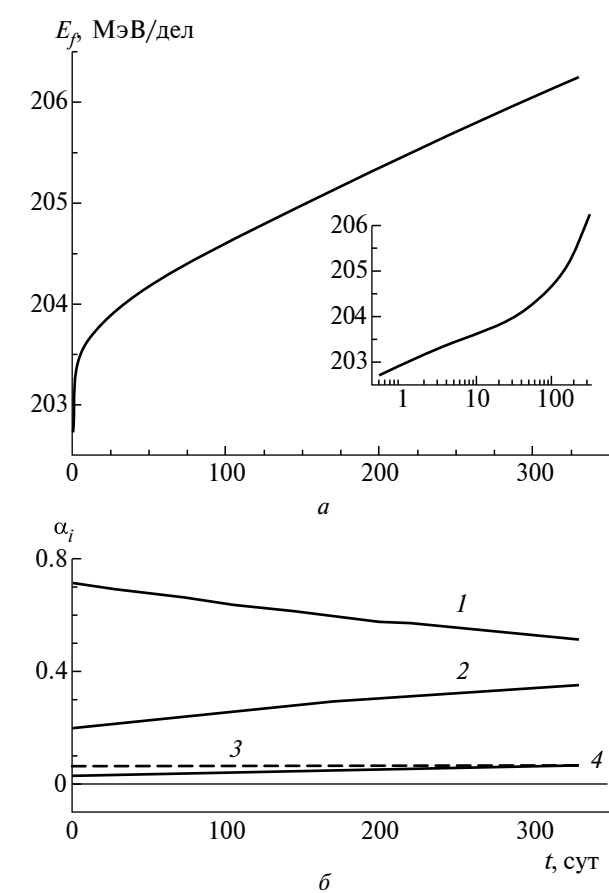


Рис. 3. Полная тепловая энергия E_f (а) и вклады отдельных делящихся изотопов α_i (1 — ^{235}U ; 2 — ^{239}Pu ; 3 — ^{238}U ; 4 — ^{241}Pu , $\sum \alpha_i = 1$) в полное число делений (б) для стандартной годовой кампании реактора ВВЭР. На вставке (а) показана кривая E_f с логарифмической шкалой времени t .

Погрешность величины E_f составляет $\approx 0.3\%$. Она включает погрешности всех слагаемых (см. табл. 1, 2, 4, 5), а также погрешности вкладов α_i , которые достигают $\approx 5\%$ (относительных). Рост величины E_f за кампанию составляет около 4 МэВ и обусловлен наработкой плутония, ростом энергии захвата нейтронов E_{nc} , а также накоплением

β - и γ -активности, особенно заметным в первую декаду каждой кампании (см. табл. 5 и рис. 1, 3).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прогресс в нейтринных измерениях на реакторах требует лучшего понимания реактора как источника $\bar{\nu}_e$. В настоящей работе рассчитано полное тепловыделение, приходящееся на один акт деления E_f для стандартной стационарной годовой кампании реактора. Для нейтринных измерений это прямо связано с точностью предсказаний потока реакторных $\bar{\nu}_e$. В вычислениях использованы новые данные о спектрах $\bar{\nu}_e$ основных компонентов ядерного топлива ^{235}U и ^{238}U и обновленные базы ядерных данных. Прослежена динамика $E_f(t)$, ее составляющих, а также тепловых энергий делящихся изотопов E_f^i . С этой целью использована связь единичного акта деления с цепной реакцией деления ядер.

Развиваемый в настоящей работе метод может быть использован для расчета энергии E_f для других топливных циклов тепловых реакторов (18- и 24-месячных и др.) и других видов (РЕМИКС) топлива, а также расчета энергии E_f для быстрых реакторов с высокообогащенным (МОКС) топливом. Специфика расчетов проявляется здесь в необходимости использования данных о балансе поглощения нейтронов в реакторе. Кроме того, реальный цикл реактора ВВЭР может заметно отличаться от стандартного. Возможны кратковременные остановки, работа на пониженной мощности и др. Во всех таких случаях предлагаемая методика может быть использована для расчета энергии E_f и ее динамики.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00219).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Reines and C. L. Cowan, Jr., Phys. Rev. **92**, 830 (1953).
2. V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, and O. Titov, Phys. Rev. D **104**, L071301 (2021).

3. В. И. Копейкин, Ю. Н. Панин, А. А. Сабельников, ЯФ **85**, 3 (2021).
4. В. В. Петрунин, Ю. П. Фадеев, А. Н. Пахомов, К. Б. Вешняков, В. И. Полуничев, С. В. Кабин, А. Ю. Турусов, ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, № 1, 91 (2019).
5. А. В. Лысиков, Е. Н. Михеев, А. Н. Самохвалов, Ю. Р. Ярополов, А. Е. Глушенков, О. П. Константинов, ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы **115**, 97 (2022).
6. Г. А. Кравченко, С. В. Рассамагин, С. В. Русанов, И. Ю. Косарев, Исследования наукограда **1**, 60 (2014).
7. M. F. James, J. Nucl. Energy **23**, 517 (1969).
8. В. И. Копейкин, Препринт ИАЭ-4305/2, Москва (1986).
9. А. Ф. Бадалов, В. И. Копейкин, ВАНТ. Сер. Ядерные константы, № 2, 22 (1988).
10. В. И. Копейкин, Л. А. Микаэлян, В. В. Синев, ЯФ **67**, 1916 (2004).
11. X. B. Ma, W. L. Zhong, L. Z. Wang, Y. X. Chen, and J. Cao, Phys. Rev. C **88**, 014605 (2013).
12. M. Wang, W. J. Huang, F. G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi, Chin. Phys. C **45**, 030002 (2021).
13. 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, D. L. Smith, G. M. Hale, G. Arbanas, R. Arcilla, C. R. Bates, B. Beck, et al., Nuclear Data Sheets **148**, 1 (2018).
14. A. L. Nichols, D. L. Aldama, and M. Verpelli, *Handbook of Nuclear Data for Safeguards: Database Extensions. IAEA Nuclear Data Section* (Vienna, 2008).
15. D. Adey et al. (Daya Bay Collab.), Phys. Rev. Lett. **123**, 11801 (2019).
16. В. Н. Выродов, И. Декле, Э. де Керрет, Ю. В. Козлов, Б. Лефиевр, В. П. Мартемьянов, И. Н. Мачулин, Л. А. Микаэлян, М. С. Оболенский, М. Д. Скорохатов, С. В. Сухотин, А. В. Этенко, Письма в ЖЭТФ **61**, 161 (1995).
17. Е. С. Глушков, В. Е. Демин, Н. Н. Пономарев-Степной, А. А. Хрулев, *Тепловыделение в ядерном реакторе* (Энергоатомиздат, Москва, 1985).
18. В. М. Горбачев, Ю. С. Замятнин, А. А. Лбов, *Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер* (Атомиздат, Москва, 1976).
19. *Таблицы физических величин*, Под ред. акад. И. К. Кирина (Атомиздат, Москва, 1976).
20. В. И. Копейкин, ЯФ **75**, 165 (2012).
21. Д. В. Попов, М. Д. Скорохатов, Письма в ЭЧАЯ **20**, 5 (2023).
22. L. Perisse, A. Onillon, X. Mougeot, M. Vivier, T. Lasserre, A. Letourneau, D. Lhuillier, and G. Mention, arXiv: 2304.14992v2 [nucl-ex].
23. P. Vogel, G. K. Schenter, F. M. Mann, and R. E. Schenter, Phys. Rev. C **24**, 1543 (1981).

DYNAMICS OF ENERGY RELEASE IN A NUCLEAR REACTOR CORE

V. I. Kopeikin¹⁾, D. V. Popov^{1), 2)}, M. D. Skorokhvatov^{1), 2)}

¹⁾NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

²⁾NRNU MEPhI, Moscow, Russia

The development of the reactor technology and neutrino physics with nuclear reactors requires a continuous refinement and expansion of our knowledge of the reactor as an antineutrino source. The new estimation of the thermal energy released per fission for the standard campaign of the thermal neutron reactor has been performed. The calculation takes into account the new reactor antineutrino spectrum, updated nuclear databases, and the fuel burnup details.

РЕДКИЙ РАСПАД ТОП-КВАРКА $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$ © 2024 г. С. Р. Слабоспицкий^{1)*}

Поступила в редакцию 18.07.2023 г.; после доработки 18.07.2023 г.; принята к публикации 18.09.2023 г.

В работе рассмотрен редкий распад t -кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$ в рамках Стандартной модели с учетом вклада заряженного бозона Хиггса. Обсуждается роль фоновых процессов.

DOI: 10.31857/S0044002724010028, EDN: KEPEOG

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика топ-кварка является одним из основных направлений изучения в современной физике высоких энергий. Действительно, почти все характеристики процессов с топ-кварком можно вычислять с высокой теоретической точностью. Распад $t \rightarrow bW$ является доминирующим в Стандартной модели (СМ). Все остальные каналы распада имеют очень маленькие вероятности распада. И, как ожидается в рамках СМ, они будут на несколько порядков меньше [1, 2].

С другой стороны, редкие распады t -кварка очень чувствительны к проявлению Новой физики за пределами СМ. Очень хорошо известен пример распада топ-кварка за счет аномальных нейтральных токов с изменением аромата [1].

В этой работе изучается редкий распад топ-кварка:

$$t \rightarrow bW^+ \bar{b}b,$$

а также вклад заряженного бозона Хиггса в этот распад. Показано, что этот распад имеет хорошо идентифицированные конечные состояния и имеет относительно большую вероятность распада, $\text{Br}(t \rightarrow b\bar{b}bW^+) \sim \mathcal{O}(10^{-3})$. Таким образом, этот четырехчастичный канал распада дает дополнительную возможность непрямого поиска заряженных $H^\pm$ -бозонов.

Заряженные бозоны Хиггса появляются в скалярном секторе нескольких расширений СМ и являются объектами различных исследований на БАК (Большой Адронный Коллайдер в ЦЕРНе), выходящих за рамки Стандартной модели. В работе используется общая модель с двумя дублетами Хиггса (2HDM), которая является одним из простейших расширений СМ с заряженным скаляром [3, 4]. В рамках этого класса моделей вводятся два

изоспиновых дублета, нарушающих симметрию $SU(2) \times U(1)$, что приводит к существованию пяти физических бозонов Хиггса, два из которых являются заряженными частицами ($H^\pm$). Последние ограничения допустимого диапазона масс $H^\pm$ в зависимости от параметра модели $\tan\beta$ можно найти в [5, 6].

Поиски $H^\pm$ -бозонов были выполнены на LEP [7], на ускорителе Тэватрон в Фермилабе [8, 9]. Сотрудничества ATLAS и CMS исследовали несколько $H^\pm$ -каналов распада, таких как $\tau\nu_\tau, tb, cs, cb$ (см. [10–16] и ссылки в этих работах). Отметим, что $H^\pm$ -бозон (как и СМ Хиггса) имеет константы взаимодействия, пропорциональные фермионным массам.

Большое значение связи $tH^\pm b$ приводит к тому, что реакции с участием топ-кварков используются для поиска образования заряженного бозона Хиггса. В экспериментах исследуют три сценария для поиска заряженного бозона Хиггса. Для “легкого” $H^\pm$ -бозона ($M(H^\pm) < m_t$) используется канал распада топ-кварка на заряженный бозон Хиггса. Для случая, когда $M(H^\pm)$ больше массы t -кварка, изучается рождение заряженного Хиггса с последующим распадом в $t\bar{b}$. В результате заряженный бозон Хиггса с массой в интервалах

$$M(H^\pm) < 160 \text{ ГэВ} \quad \text{и} \quad M(H^\pm) > 180 \text{ ГэВ} \quad (1)$$

и широкой области $\tan\beta$ практически исключен [10–16].

В третьем сценарии изучается образование бозона Хиггса в ассоциации с топ-кварком (см. [11]) с последующим распадом $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$. И в этом случае существование заряженного бозона Хиггса исключено в диапазоне масс 90–2000 ГэВ и $\tan\beta \gtrsim 1$.

Учитывая полученные экспериментальные ограничения (1), в настоящей работе исследуется вклад заряженного $H^\pm$ -бозона при следующих массах и значениях параметра $\tan\beta$:

$$M(H^\pm) = (160\text{--}180) \text{ ГэВ} \quad \text{и} \quad \tan\beta \lesssim 1. \quad (2)$$

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

* E-mail: Sergey.Slabospitsky@ihep.ru

Во всей работе выражения для вершин и параметров СМ выбираются согласно работе [17]. Для численных вычислений ширин используется C++ версия программы TopReX (см. [18]). Приведенные в работе ошибки в вычисленных значениях ширин распадов отвечают точности численных вычислений.

Работа организована следующим образом. В разд. 2 представлена модель, описывающая взаимодействия заряженного бозона Хиггса. В разд. 3 приведены оценки на возможные значения параметра $\text{tg}\beta$, полученные с использованием ограничений на полную ширину t -кварка, а также вероятностей распада топ-кварка. Вычисление ширины редкого распада $t \rightarrow b\bar{b}bW$ приведено в разд. 4. В разд. 5 кратко обсуждается распад t -кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW$ с последующим распадом W -бозона на наблюдаемые частицы. В разд. 6 рассматривается вклад $H^\pm$ -бозона в редкий распад топ-кварка $t \rightarrow bWZ$. Обсуждение фоновых процессов к исследуемому каналу распада приведено в разд. 7. В заключении приведены полученные результаты.

2. ЛАГРАНЖИАНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННОГО БОЗОНА ХИГГСА

Лагранжиан взаимодействия, описывающий взаимодействие $H^\pm$ -бозона с фермионами в рамках MSSM-модели, имеет следующий вид (см. [1, 3, 4]):

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}M_W} H^+ \times \quad (3)$$

$$\times \{V_{ud}\bar{u}(m_u \text{tg}\beta P_L + m_d \text{tg}\beta P_R)d + \bar{\nu}(m_\ell \text{tg}\beta P_R)\ell\},$$

где $P_{L/R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$; символы u и d описывают “верхние” (u, c, t) и “нижние” (d, s, b) кварки соответственно; ν и ℓ обозначают нейтрино и заряженный лептон; V_{ud} — элемент матрицы Кабиббо—Кобаяши—Маскавы.

На древесном уровне ширины распада $H^\pm$ -бозона равны [1]

$$\Gamma(H^+ \rightarrow l\nu) = \frac{g^2 M_H}{32\pi M_W^2} m_l^2 \text{tg}^2\beta; \quad (4)$$

$$\Gamma(H^+ \rightarrow q\bar{q}) = \frac{3g^2}{32\pi M_W^2 M_H} \times \quad (5)$$

$$\times |V_{q\bar{q}}|^2 \lambda^{1/2} \left(1, \frac{m_q^2}{M_H^2}, \frac{m_{\bar{q}}^2}{M_H^2}\right) \times$$

$$\times \left[(M_H^2 - m_q^2 - m_{\bar{q}}^2) (m_q^2 \text{tg}^2\beta + m_{\bar{q}}^2 \text{tg}^2\beta) - 4m_q^2 m_{\bar{q}}^2 \right];$$

$$\Gamma(t \rightarrow bH^+) = \frac{g^2}{64\pi M_W^2 m_t} \times \quad (6)$$

$$\times |V_{tb}|^2 \lambda^{1/2} \left(1, \frac{m_b^2}{m_t^2}, \frac{M_H^2}{m_t^2}\right) \times$$

$$\left[(m_t^2 + m_b^2 - M_H^2) (m_t^2 \text{tg}^2\beta + m_b^2 \text{tg}^2\beta) + 4m_t^2 m_b^2 \right],$$

где

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + ac + bc).$$

Отметим, что при малых значениях $\text{tg}\beta$ дополнительный канал распада с учетом виртуального топ-кварка ($H^+ \rightarrow t^* \bar{b} \rightarrow W^+ b\bar{b}$) может давать заметный вклад в полную ширину распада заряженного бозона Хиггса [19] (см. диаграмму на рис. 1).

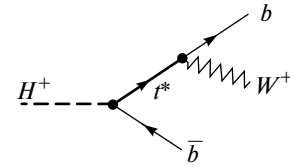


Рис. 1. Диаграмма, описывающая распад $H^+ \rightarrow t^* \bar{b} \rightarrow W^+ b\bar{b}$ за счет вклада виртуального t -кварка.

На рис. 2 представлено поведение вероятностей распада $H^\pm$ -бозона по трем каналам ($c\bar{s}, \tau\nu_\tau, b\bar{b}W$) для четырех значений масс $M(H^\pm)$ в зависимости от $\text{tg}\beta$. Как видно, при небольших значениях $M(H^\pm)$ ($M(H^\pm) \sim 100$ ГэВ) вероятность трехчастичного распада ($H^+ \rightarrow b\bar{b}W^+$) очень мала. Следовательно, для таких значений $M(H^\pm)$ можно ожидать, что основной модой распада заряженного Хиггса будет $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu$ (при больших $\text{tg}\beta$) и/или $H^+ \rightarrow c\bar{s}$ (при небольших значениях $\text{tg}\beta$).

С другой стороны, при $\text{tg}\beta \lesssim 2$ и $M(H^\pm) \gtrsim 150$ ГэВ большая величина массы (или константы связи) t -кварка приводит к тому, что $\text{Br}(H^+ \rightarrow b\bar{b}W^+)$ превосходит $\text{Br}(H^+ \rightarrow c\bar{s})$. Более того, при $\text{tg}\beta < 1$ такой трехчастичный канал распада становится основным [1, 19] (см. рис. 2).

Таблица 1. Допустимая область параметров заряженного Хиггса; масса $H^\pm$ -бозона, ГэВ

$M(H^\pm)$	$\text{tg}\beta$	$M(H^\pm)$	$\text{tg}\beta$
110.0	3.6–17.7	160.0	0.57–75.00
120.0	3.1–20.5	165.0	0.34–103.0
130.0	2.62–24.8	170.0	0.03–132.0
140.0	1.9–31.6	175.0	0.026–142.5
150.0	0.99–44.5	177.5	0.018–157.0

3. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ЗАРЯЖЕННОГО БОЗОНА ХИГГСА

В этом разделе приведены приближенные оценки пределов допустимой области значений $\tan\beta$. Заряженный бозон Хиггса должен давать вклад в парциальные ширины распада топ-кварка. Следовательно, нужно ожидать увеличения полной ширины распада t -кварка, а также изменения вероятностей распадов по различным каналам.

Для оценки ограничений мы используем три экспериментальных параметра (см. “Review of Particle Properties” [2]):

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_t &= 1.42_{-0.15}^{+0.19} \text{ ГэВ}, \quad \sigma_\Gamma = 0.2 \text{ ГэВ}; \\ \text{Br}(t \rightarrow bq\bar{q}) &= (66.5 \pm 1.4)\%, \quad \sigma_{qq} = 0.014; \\ \text{Br}(t \rightarrow b\tau\nu_\tau) &= (11.1 \pm 0.9)\%, \quad \sigma_{\tau\nu} = 0.09. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Ограничения на $\tan\beta$ могут быть получены из требования, чтобы вклад заряженного бозона Хиггса в эти значения не должен отклоняться от значений (7) более чем на 3σ . Результирующие допустимые диапазоны параметров представлены в табл. 1 и на рис. 3.

4. РАСПАД ТОП-КВАРКА $t \rightarrow bW^+ b\bar{b}$

В данной работе рассматривается редкий четырехчастичный распад топ-кварка:

$$t \rightarrow bW^+ b\bar{b}. \quad (8)$$

В рамках СМ этот распад описывается 28 диаграммами Фейнмана (рис. 4). Диаграмма (а) соответствует трем диаграммам с виртуальным обменом “верхними” кварками ($q_U = u, c, t$). Диаграммы (б) и (в) соответствуют восьми диаграммам с обменом виртуальными B -бозонами ($B = g, \gamma, Z$ или H). Диаграмма (г) описывает три диаграммы с обменом виртуальными V -бозонами ($V = \gamma, Z$ или X). Заметим, что легкие виртуальные кварки (u, c), а также виртуальный фотон, Z - и H -бозоны дают очень небольшой вклад в ширину распада $t \rightarrow bW^+ b\bar{b}$ и ими можно пренебречь.

При вычислениях ширины используется Q^2 -масштаб (в $\alpha_s(Q^2)$), равный массе t -кварка ($Q^2 = m_t^2$). Величина массы b -кварка (при этом же Q^2 -масштабе) выбиралась равной $m_b(Q^2) \approx 2.6$ ГэВ. Вычисленные ширина и вероятности распада равны

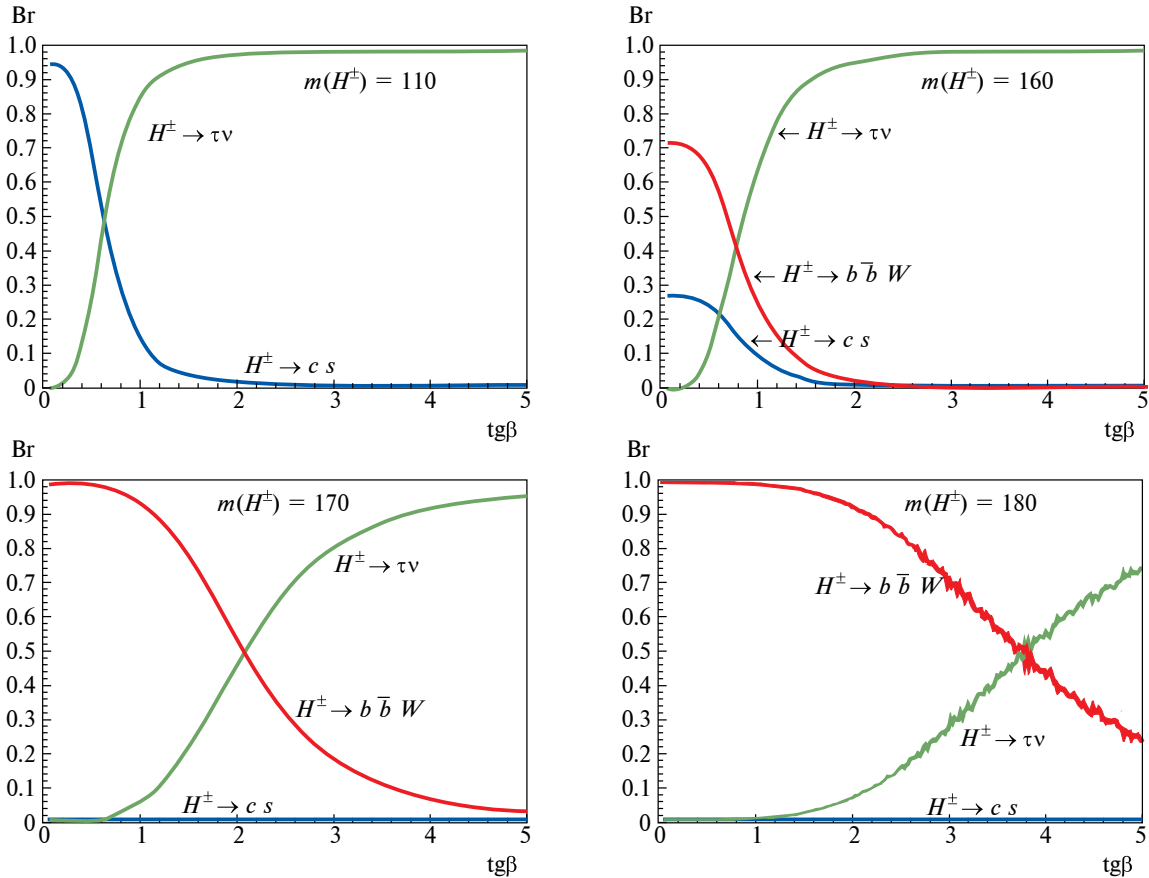


Рис. 2. Вероятности распадов $H^\pm$ -бозона по трем каналам для четырех значений масс $M(H^\pm)$ в зависимости от $\tan\beta$ (указанные значения масс — в ГэВ).

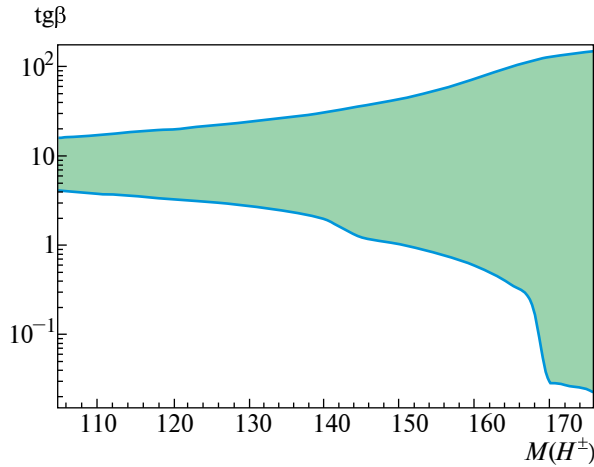


Рис. 3. Разрешенная область параметров заряженного бозона Хиггса.

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+b\bar{b}) = (2.41 \pm 0.006) \times 10^{-3} \text{ ГэВ}; \quad (9)$$

$$\text{Br}(t \rightarrow bW^+b\bar{b}) = (1.70 \pm 0.004) \times 10^{-3}.$$

Отметим, что из-за диаграмм с расщеплением виртуального глюона на пару $b\bar{b}$ -кварков значение ширины распада (9) сильно зависит от величины массы b -кварка. Например, при $m_b = 4.8$ ГэВ получается

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+b\bar{b}) = (9.3 \pm 0.03) \times 10^{-4} \text{ ГэВ}. \quad (10)$$

Чтобы избежать такой зависимости от массы b -кварка, в работе рассматривается “приведенное” (fiducial) выражение для ширины распада (8), т.е. ширина, вычисленная с ограничением на инвариантные массы конечных кварков ($M(b_1b_2), M(b_1\bar{b}), M(b_2\bar{b}) \geq 20$ ГэВ):

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+b\bar{b})_{\text{fid}} = (1.404 \pm 0.006) \times 10^{-4} \text{ ГэВ}, \quad (11)$$

$$M(bb) \geq 20 \text{ ГэВ};$$

$$\text{Br}(t \rightarrow bW^+b\bar{b})_{\text{fid}} = (0.989 \pm 0.004) \times 10^{-4}.$$

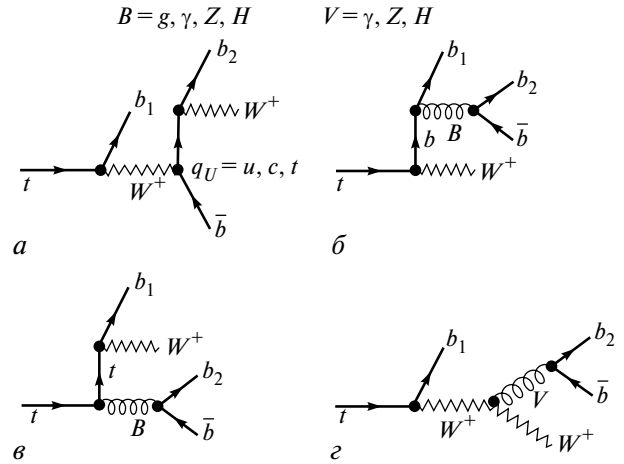


Рис. 4. Диаграммы, описывающие распад $t \rightarrow bW^+b\bar{b}$ в рамках СМ.

Полученные значения имеют существенно меньшую чувствительность к массе b -кварка. Действительно, значения ширины (11), вычисленные при $m_b = 4.8$ ГэВ или $m_b \approx 10$ МэВ, дают очень близкие значения.

Далее приведено вычисление ширины редкого распада t -кварка (8) с учетом вклада заряженного бозона Хиггса. Диаграмма на рис. 5 соответствует шести диаграммам с обменом заряженным бозоном Хиггса. В результате полная амплитуда процесса (8) с обменом $H^\pm$ состоит из 34 диаграмм (28 из-за СМ и 6 из-за $H^\pm$).

В табл. 2 представлены результаты для нескольких наборов массы заряженного Хиггса и $\text{tg } \beta$. Как следует из расчетов, вклады в парциальные ширины распада для трех вариантов параметров ($\{M(H^+) = 160 \text{ ГэВ}, \text{tg } \beta < 0.5\}$, $\{M(H^+) = 165 \text{ ГэВ}, \text{tg } \beta < 0.2\}$ и $\{M(H^+) = 170 \text{ ГэВ}, \text{tg } \beta < 0.05\}$) превышают значение 0.6 ГэВ. Следовательно, этот диапазон пространства параметра также должен быть исключен из нашего дальнейшего обсуждения.

Таблица 2. Парциальные ширины распада топ-кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW$ с учетом вклада заряженного $H^\pm$ -бозона, вычисленные с ограничением $M(bb) > 20$ ГэВ; все значения ширины, ГэВ, умножены на фактор 10^4 ; SM означает, что вклад $H^\pm$ -бозона в ширину распада ($\Gamma_{\text{fid}} \approx (1.4 \pm 0.006) \times 10^{-4}$ ГэВ) не превышает 10%

tg β	160	165	170	175	180	185
0.1	—	—	125.0 ± 7.3	58.34 ± 0.22	35.7 ± 0.2	23.2 ± 0.13
0.2	—	704.0 ± 41	8.95 ± 0.09	5.26 ± 0.023	3.79 ± 0.025	3.06 ± 0.02
0.35	—	247.0 ± 25.0	2.35 ± 0.02	1.88 ± 0.6	1.71 ± 0.02	1.62 ± 0.015
0.5	555.0 ± 67.0	110.0 ± 15.0	1.67 ± 0.15	1.54 ± 0.02	SM	SM
1	139.0 ± 35.0	27.2 ± 0.7	SM	SM	SM	SM
2	15.9 ± 4.4	5.0 ± 0.8	SM	SM	SM	SM

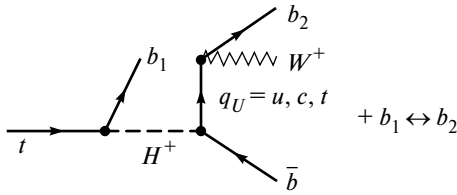


Рис. 5. Диаграмма, описывающая вклад заряженного бозона в распад $t \rightarrow bW^+b\bar{b}$.

5. ПЯТИЧАСТИЧНЫЙ РАСПАД ТОП-КВАРКА

Так как W -бозон — нестабильная частица и не наблюдается прямым образом, для 5-частичного распада возникает одно важное замечание относительно окончательного распада W в наблюдаемые частицы ($w \rightarrow f\bar{f}'$):

$$t \rightarrow b\bar{b}bf\bar{f}. \quad (12)$$

Из-за вклада диаграмм с W -бозоном, распадающимся на конечную пару фермионов ($W \rightarrow f\bar{f}'$), в распределении по инвариантной массе этих фермионов следует ожидать резкого пика вблизи массы W -бозона.

В полной амплитуде процесса (12) можно выделить две части. Первая часть (“резонансный вклад”) описывается 28 диаграммами (см. рис. 4) с заменой конечного (реального) W -бозона виртуальным W^* -бозоном, распадающимся на пару фермионов ($W^* \rightarrow f\bar{f}'$):

$$t \rightarrow b\bar{b}bW^*(\rightarrow f\bar{f}) \rightarrow b\bar{b}bf\bar{f}. \quad (13)$$

Вторая часть амплитуды (“нерезонансный вклад”) описывается дополнительными диаграммами, где пара $f\bar{f}'$ рождается не из W -бозона (рис. 6 и 7).

Для распада t -кварка на три b -кварка и лептонную пару “нерезонансная” часть амплитуды дает сравнительно небольшой вклад к ширине распада (из-за малых значений электрослабых констант для виртуального перехода γ, Z, H в $b\bar{b}$ -пару). В этом случае парциальная ширина (при ограничении $M_{bb} \geq 20$ ГэВ) равна $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\ell^+\nu)_{\text{fid}} = (1.48 \pm 0.09) \times 10^{-5}$ ГэВ.

Это значение примерно равно ширине (11) основного канала распада (8), умноженной на вероятность распада $W \rightarrow \ell\nu$,

$$\begin{aligned} \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{\text{fid}} \times \text{Br}(W \rightarrow \ell\nu) = \\ = (1.4 \times 10^{-4}) \times 11\% \approx 1.5 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}. \end{aligned}$$

Следовательно, для “полулептонного” распада имеем:

$$\begin{aligned} \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\ell\nu)_{\text{fid}} \approx \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{\text{fid}} \times \\ \times \text{Br}(W^+ \rightarrow \ell^+\nu). \end{aligned} \quad (14)$$

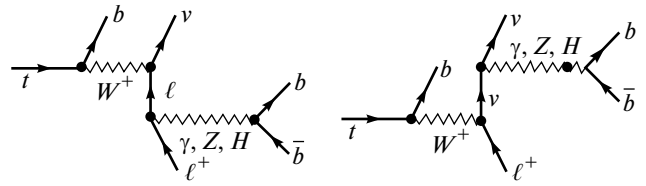


Рис. 6. Диаграммы, описывающие распад $t \rightarrow b\bar{b}b\ell^+\nu$, в которых лептонная пара $\ell^+\nu$ образуется не от виртуального W -бозона.

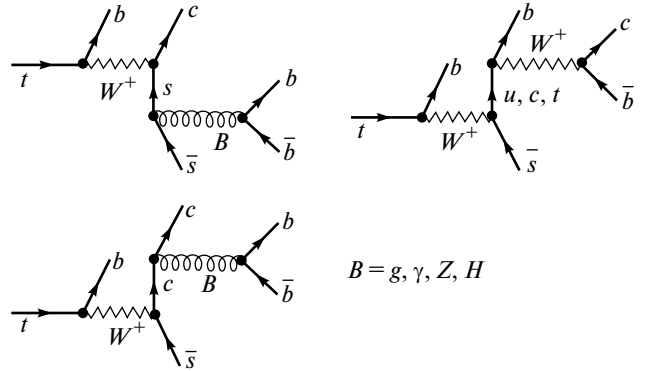


Рис. 7. Диаграммы, описывающие распад $t \rightarrow b\bar{b}bc\bar{s}$, в которых пара $c\bar{s}$ образуется не от виртуального W -бозона.

Однако это неверно для распада t -кварка на пять кварков: $t \rightarrow b\bar{b}bq\bar{q}'$. Например, для канала распада $t \rightarrow b\bar{b}bc\bar{s}$ дополнительные диаграммы (“нерезонансная” часть амплитуды), где пара $c\bar{s}$ рождается не из W -бозона, показаны на рис. 7.

Как следует из расчетов, вклад в ширину распада этой “нерезонансной” области (т.е. $c\bar{s}$ не из W^* -бозона) примерно совпадает с вкладом $W^* \rightarrow q\bar{q}'$. В частности, это видно из рис. 8, где представлено распределение по инвариантной массе пары $c\bar{s}$ в распаде $t \rightarrow b\bar{b}bc\bar{s}$.

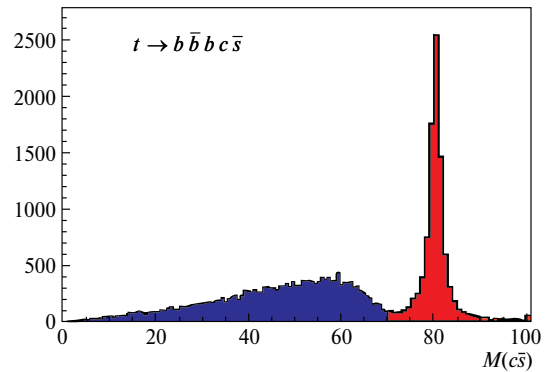


Рис. 8. Распределение по инвариантной массе пары $c\bar{s}$ в распаде $t \rightarrow b\bar{b}bc\bar{s}$. Правый резкий пик отвечает распаду виртуального W -бозона на пару $c\bar{s}$ -кварков. Левая широкая часть отвечает вкладу, в котором $c\bar{s}$ образуется не от виртуального W -бозона.

Парциальная ширина для этого канала (а также для канала $t \rightarrow b\bar{b}b\bar{u}\bar{d}$) равна

$$\begin{aligned} \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{c}\bar{s})_{\text{fid}} &= \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{u}\bar{d})_{\text{fid}} = \\ &= (1.10 \pm 0.08) \times 10^{-4} \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (15)$$

Отметим, что вклад других легких кварков (например, $u\bar{s}$, $u\bar{b}$, $c\bar{b}$) в ширину распада $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{f}\bar{f})$ очень мал из-за малых значений соответствующих элементов СКМ-матрицы $V_{qq'}$. В результате ширины на 5-частичного канала распада топ-кварка равна

$$\begin{aligned} \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{f}\bar{f})_{\text{fid}} &\approx 3\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{\ell}^+\nu)_{\text{fid}} + \\ &+ \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{c}\bar{s})_{\text{fid}} + \Gamma(t \rightarrow b\bar{b}b\bar{u}\bar{d})_{\text{fid}} = \\ &= (2.64 \pm 0.19) \times 10^{-4} \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (16)$$

Как результат, значение ширины распада (16) примерно в два раза больше величины $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{\text{fid}} = 1.4 \times 10^{-4} \text{ ГэВ}$ из (11).

6. РАСПАД ТОП-КВАРКА В $\ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \nu_2$

Много лет назад было показано, что распад $t \rightarrow bZW$ имеет некоторые особенности, так как процесс происходит вблизи кинематического порога ($m_t \sim M_Z + M_W + m_b$) [20–27]. Краткое обсуждение этого распада приведено, в частности, в обзоре [1]. Заметим, что заряженный Хиггс (при больших значениях $\tan\beta$) также может дать значительный вклад в ширину такого распада топ-кварка в четыре лептона:

$$\begin{aligned} t \rightarrow bZ^* (\ell_1^+ \ell_1^-) W^{+*} (\ell_2^+ \nu_2) + \\ + bZ^* (\ell_1^+ \ell_1^-) \widetilde{H}^{+*} (\ell_2^+ \nu_2), \end{aligned} \quad (17)$$

где $\widetilde{H}^{+*}$ отвечает вкладу заряженного Хиггса в рассуждаемый распад $t \rightarrow b\ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \nu_2$.

Результаты расчетов парциальных ширин для случая СМ, а также с учетом вклада заряженного $H^\pm$ -бозона, приведены в табл. 3. При вычислениях инвариантная масса $\ell_1^+ \ell_1^-$ -пары полагалась равной или больше: $M(\ell_1^+ \ell_1^-) \geq 0.8 M_Z$.

Как видно из этой таблицы, при больших значениях $\tan\beta$ распад $H^\pm$ -бозона на τ -лептоны дает заметный вклад в эти парциальные ширины. Отметим, что вероятность такого распада ($t \rightarrow b\ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \nu_2$) очень мала для поисков в экспериментах.

Таблица 3. Ширины распада $t \rightarrow b\ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \nu_2$ при $M(\mu^+ \mu^- / \tau^+ \tau^-) \geq 0.8 M_Z$; значения ширин, ГэВ, умножены на 10^9

$M(H^\pm), \tan\beta$	$\mu^+ \mu^- e^+ \nu_e$	$\mu^+ \mu^- \tau^+ \nu_\tau$	$\tau^+ \tau^- \mu^+ \nu_\mu$	$\tau^+ \tau^- \tau^+ \nu_\tau$
SM	2.7 ± 0.2	2.3 ± 0.2	2.7 ± 0.2	0.38 ± 0.024
160, 30	2.7 ± 0.2	35.0 ± 3.8	29.8 ± 7.0	19.8 ± 2.0
170, 75	2.6 ± 0.2	10.6 ± 0.3	6.8 ± 0.5	3.9 ± 0.2

7. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ К ЧЕТЫРЕХЧАСТИЧНОМУ РАСПАДУ ТОП-КВАРКА

При поиске редкого распада топ-кварка (8) в экспериментальном событии необходимо выделять конечный W -бозон (например, в полулептонной моде распада: $W \rightarrow \ell\nu$) и три адронных струи от b -кварков (B -струи). Заметим, струи, возникшие из легких кварков или глюонов, также могут быть распознаны (“мечены”) как B -струи.

Типичная эффективность мечения b -струй от b -кварка составляет около 70%, а вероятность ошибочной идентификации струй кварка c и легких кварков или глюонов как B -струи — примерно 10 и 1% соответственно (см., например, [27]):

$$\epsilon_b = 0.7, \epsilon_c = 0.1, \epsilon_{q,g} = 0.01. \quad (18)$$

Исходя из этих рассуждений, оценим роль возможных фоновых процессов — четырехчастичный распад топ-кварка, который распадается с конечными состояниями, отличными от основного канала (8):

$$t \rightarrow bW^+ gg \text{ и } t \rightarrow bW^+ q\bar{q}', q, q' \neq b. \quad (19)$$

Эти распады могут быть фоновыми процессами в случае ошибочной идентификации легких кварков или глюонов как B -струй. Имеется около 30 каналов распада с конечным состоянием ($W q_1 \bar{q}_2 q_3$) и три канала распада с глюонами: $t \rightarrow qggW^+, q = d, s, b$. Большинство из этих распадов имеют очень маленькую ширину распада по сравнению с шириной распада (11) (в частности, из-за малых значений V_{id} -и V_{ts} -элементов СКМ-матрицы). Поэтому в табл. 4 представлены результаты для тех распадов, которые имеют парциальную ширину не менее 10% ширины распада $t \rightarrow bWbb$.

Как видно из второго столбца этой таблицы, ширины распада этих каналов сравнимы (или

Таблица 4. Парциальные ширины для различных каналов распада $t \rightarrow bW \bar{q}_1 q_2 (gg)$, вычисленные с ограничением $M(jj) > 20 \text{ ГэВ}$ (инвариантная масса двух кварков или глюонов); третья колонка соответствует отношению парциальных ширин (с учетом эффективности b -мечения (“ b -tagg”) из выражений (18)) к парциальной ширине распада $\Gamma(bWbb)$

Канал	$\Gamma(t \rightarrow bW^+ ij)_{\text{fid}}, \text{ ГэВ}$	$R_{\Gamma, b\text{-tagg}}$
$t \rightarrow bW^+ \bar{b}b$	$(1.404 \pm 0.006) \times 10^{-4}$	—
$t \rightarrow bW^+ gg$	$(1.8 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	0.003
$t \rightarrow bW^+ \bar{c}c$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	0.02
$t \rightarrow bW^+ \bar{s}s$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	0.0002
$t \rightarrow bW^+ \bar{d}(\bar{u}u)$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	0.0002

даже больше) с шириной основного процесса $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+) = 9.3 \times 10^{-4}$ ГэВ из (9). Однако учет вероятности идентификации B -струй существенно подавляет вклад от таких каналов распада (см. третий столбец табл. 4). В нем представлены отношения парциальных ширин с учетом вероятности идентификации B -струй:

$$R_{\Gamma, b\text{-tagg}} = \frac{\Gamma(t \rightarrow bW^+ij) \times \epsilon_b \times \epsilon_i \times \epsilon_j}{\Gamma(t \rightarrow bW^+\bar{b}b) \times \epsilon_b^3}.$$

Как видно, учет идентификации B -струй практически полностью подавляет “фон” от четырехчастичных каналов распада (19).

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрен редкий распад топ-кварка $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$. Относительно большая парциальная ширина распада, $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{\text{fid}} = (1.40 \pm 0.006) \times 10^{-4}$ ГэВ (и $\text{Br}(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)_{\text{fid}} = 0.99 \times 10^{-4}$), делает возможным поиск этого редкого распада t -кварка на БАК.

В работе предлагается дополнительный метод поиска $H^\pm$ -бозона, который основан на измерении (увеличении) парциальной ширины (или вероятности) распада $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$ и не предполагает явного выделения заряженного бозона Хиггса.

Вычислен вклад заряженного бозона Хиггса (с массой $M(H^\pm) = 160\text{—}180$ ГэВ и $\text{tg}\beta \lesssim 1$) в распады топ-кварков. Показано, что учет $H^\pm$ -бозона в $\Gamma(t \rightarrow b\bar{b}bW^+)$ с $\text{tg}\beta \lesssim 1$ может увеличить парциальную ширину распада $t \rightarrow b\bar{b}bW$ на два порядка (в зависимости от значений $\text{tg}\beta$).

В заключение автор выражает искреннюю благодарность А.М. Зайцеву, П.С. Мандрику, В.Ф. Образцову и Р.Н. Рогалеву за многочисленные и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Beneke *et al.*, in *Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC (First Plenary Meeting)* (2000), p. 419, hep-ph/0003033.
2. P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), PTEP **2020**, 083C01 (2020), <https://pdg.lbl.gov/>
3. V. D. Barger and R. J. N. Phillips, *Collider Physics*, Vol. 71 (Addison-Wesley, 1987).
4. G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva, Phys. Rept. **516**, 1 (2012), arXiv:1106.0034.
5. A. G. Akeroyd *et al.*, Eur. Phys. J. C **77**, 276 (2017).
6. A. Arbey, F. Mahmoudi, O. Stal, and T. Stefaniak, Eur. Phys. J. C **78**, 182 (2018), arXiv:1706.07414.
7. G. Abbiendi *et al.* (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, LEP Collabs.), Eur. Phys. J. C **73**, 2463 (2013), arXiv:1301.6065.
8. T. Aaltonen *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **103**, 201801 (2009), arXiv:0906.1014.
9. V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Lett. B **710**, 569 (2012), arXiv:1112.5431.
10. M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collab.), JHEP **1904**, 046 (2019), arXiv:1811.12113.
11. M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collab.), JHEP **1809**, 139 (2018), arXiv:1807.07915.
12. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), JHEP **2106**, 145 (2021), arXiv:2102.10076.
13. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **803**, 135285 (2020), arXiv:1909.05306.
14. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. D **102**, 072001 (2020), arXiv:2005.08900.
15. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **2001**, 096 (2020), arXiv:1908.09206.
16. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **2007**, 126 (2020), arXiv:2001.07763.
17. V. I. Borodulin, R. N. Rogalyov, and S. R. Slabospitskii, arXiv:1702.08246.
18. S. R. Slabospitsky and L. Sonnenschein, Comput. Phys. Commun. **148**, 87 (2002), hep-ph/0201292.
19. E. Ma, D. P. Roy, and J. Wudka, Phys. Rev. Lett. **80**, 1162 (1998), hep-ph/9710447.
20. R. Decker, M. Nowakowski, and A. Pilaftsis, Z. Phys. C **57**, 339 (1993), hep-ph/9301283.
21. G. Mahlon and S. J. Parke, Phys. Lett. B **347**, 394 (1995), hep-ph/9412250.
22. E. E. Jenkins, Phys. Rev. D **56**, 458 (1997), hep-ph/9612211.
23. G. Altarelli, L. Conti, and V. Lubicz, Phys. Lett. B **502**, 125 (2001), hep-ph/0010090.
24. A. Papaefstathiou and G. Tetlalmatzi-Xolocotzi, Eur. Phys. J. C **78**, 214 (2018), arXiv:1712.06332.
25. P. Onyisi and A. Webb, JHEP **1802**, 156 (2018), arXiv:1704.07343.
26. N. Quintero, J. L. Diaz-Cruz, and G. Lopez Castro, Phys. Rev. D **89**, 093014 (2014), arXiv:1403.3044.
27. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), JINST **13**, P05011 (2018), arXiv:1712.07158.

RARE TOP-QUARK DECAY $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$

S. R. Slabospitsky¹⁾

¹⁾NRC “Kurchatov Institute” — IHEP, Protvino, Russia

The calculation of the rare t -quark decay $t \rightarrow b\bar{b}bW^+$ within the Standard Model as well as the charged Higgs contribution to this decay is presented. The role of possible background processes is discussed.

СПЕКТРЫ АНТИНЕЙТРИНО $^{235,238}\text{U}$ И $^{239,241}\text{Pu}$ ИЗ ИЗМЕРЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА DOUBLE CHOOZ

© 2024 г. А. П. Власенко^{1), 2)}, С. В. Ингерман^{1)*}, П. Ю. Наумов²⁾, В. В. Синев^{1), 2)}

Поступила в редакцию 13.07.2023 г.; после доработки 13.07.2023 г.; принята к публикации 15.07.2023 г.

Получены спектры антинейтрино от $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$ из измерений, проведенных в эксперименте Double Chooz ближним детектором. Разработана методика перевода экспериментального спектра позитронов в спектр антинейтрино. Используется функция преобразования спектров, полученная с помощью расчетов Монте-Карло. Экспериментальный спектр антинейтрино, полученный таким образом, отвечает определенному составу топлива в активной зоне ядерного реактора. Зная состав активной зоны, можно разделить экспериментальный спектр на компоненты от отдельных делящихся изотопов. Эти спектры были описаны расчетными спектрами, полученными методом суммирования спектров отдельных осколков. При расчете использовалась силовая функция для описания распределения вероятностей бета-переходов неизвестных осколков. Наиболее точные экспериментальные сечения реакции обратного бета-распада, измеренные в ряде экспериментов, согласуются с сечениями, полученными из наших расчетных и экспериментальных спектров антинейтрино $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$.

DOI: 10.31857/S0044002724010035, EDN: KEGHWQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектр реакторных антинейтрино был измерен в ряде экспериментов как спектр, образованный позитронами, образующимися в реакции обратного бета-распада на протоне (ОБР):

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, T_e \approx E_\nu - 1.806 \text{ МэВ.} \quad (1)$$

Реакция (1) хорошо изучена и имеет одно из самых больших сечений взаимодействия антинейтрино. Большую величину сечения имеет только реакция когерентного рассеяния нейтрино на атомных ядрах. Однако для измерения спектра антинейтрино больше подходит реакция (1). В результате реакции (1) позитрон имеет в первом приближении ту же энергию, что и антинейтрино за вычетом энергии порога реакции. Поэтому спектр позитронов повторяет спектр антинейтрино с поправкой на сечение реакции и отклик детектора:

$$S_e(T) = \int S_\nu(E) \sigma_{\nu p}(E) R(E, T) dE, \quad (2)$$

где $S_e(T)$ — спектр позитронов ОБР, позитронов; $S_\nu(E)$ — спектр антинейтрино; E и T — энергия антинейтрино и кинетическая энергия позитрона соответственно; $\sigma_{\nu p}(E)$ — сечение реакции ОБР для энергии нейтрино; $R(E, T)$ — функция отклика детектора.

Преобразование позитронного спектра в антинейтринный представляет собой сложную процедуру, так как для этого нужно решить интегральное уравнение (2). Оно может быть решено численно, если известна функция отклика детектора для каждой энергии антинейтрино. При этом спектр позитронов ищется в виде известной функции с параметрами, например экспоненты с полиномом в показателе степени. Полученный таким образом спектр антинейтрино будет описывать реальный спектр ядерного реактора в среднем, так как экспоненциальная функция является гладкой и не может описать имеющиеся в спектре особенности в виде резких перепадов при некоторых энергиях антинейтрино.

В эксперименте Ф. Рейнеса и К. Коуэна [1] спектр антинейтрино был представлен в виде экспоненты с полиномом второго порядка в показателе. То же самое было сделано в эксперименте, проведенном в 1997 г. на Ровенской АЭС [2], где спектр антинейтрино искался в виде экспоненциальной функции с полиномом десятой степени в показателе.

Прямое преобразование позитронного спектра в антинейтринный впервые было выполнено в работе [3]. В ней рассчитанная методом Монте-Карло (М-К) функция отклика для нескольких энергий нейтрино была применена с интерполяцией к “идеальному” спектру позитронов. Под “идеальным” спектром позитронов будем понимать произведение спектра антинейтрино на сечение реакции

¹⁾ Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

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

*E-mail: ssilaeva@inr.ru

ОБР. Физически это спектр числа событий реакции ОБР для энергий антинейтрино. Затем была рассчитана функция перевода измеренного спектра в идеальный путем деления, сдвинутого по энергии на некоторое значение (близкое к энергии двух аннигиляционных гамма-квантов) спектра М-К на “идеальный”.

В последнее время была отработана методика проведения расчетов спектров антинейтрино методом суммирования спектров отдельных осколков с подгонкой к экспериментальным спектрам антинейтрино [4] за счет использования силовой функции для описания бета-переходов неизвестных осколков. Экспериментальными спектрами антинейтрино будем называть спектры, преобразованные из измерений, например [3].

В настоящей работе мы провели преобразование спектра позитронов, полученного в эксперименте Double Chooz [5], в антинейтринный, используя методику вычисления функции преобразования спектров путем моделирования наблюдаемого спектра методом М-К. Полученный экспериментальный спектр антинейтрино при известном составе активной зоны реактора был разделен на спектры изотопов урана и плутония. Эти спектры были описаны до совпадения расчетными спектрами при варьировании распределений бета-переходов неизвестных осколков использованием силовой функции.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ DOUBLE CHOOZ

Эксперимент Double Chooz [5] был проведен на атомной станции Chooz B, которая расположена во Франции, провинция Шампань-Арденн, на границе с Бельгией. На атомной станции работают два ядерных реактора по 4200 МВт тепловой энергии каждый. Основной целью эксперимента Double Chooz было измерение угла смешивания q_{13} при осцилляциях $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. В эксперименте Double Chooz используются два детектора: ближний, в котором еще нет осцилляций, и дальний, в котором осцилляции максимально проявляются. Ближний детектор обладает большой статистикой и низким фоном, что позволяет получить спектр антинейтрино в соответствии с процедурой, разработанной по результатам ровенского эксперимента в работе [4].

На рис. 1 показан спектр нейтринных событий эксперимента Double Chooz за 258 дней измерения. Средний состав топлива активной зоны реактора по количеству делений: ^{235}U — 0.52, ^{238}U — 0.087, ^{239}Pu — 0.333, ^{241}Pu — 0.06. На рисунке также показаны рассчитанные фоны детектора, соответствующие измеренным скоростям счета.

Фон случайных совпадений и космогенный фон ^9Li и ^8He были измерены в отдельных экспериментах [4]. Для измерения скорости счета случайных

совпадений использовался метод открытия случайного временного окна ожидания нейтрона. Для измерения β -спектра от ^9Li и ^8He использовалась привязка к прошедшему через детектор мюону. Фон быстрых нейтронов и остановившихся мюонов измерялся в области энергий за пределами спектра антинейтрино. Как видно из рис. 1, суммарный фон не превышает нескольких процентов.

3. ОЧИЩЕННЫЙ СПЕКТР ПОЗИТРОНОВ

Для получения спектра позитронов, очищенного от фонов, требуется с наибольшей точностью провести вычитание фонов. Из рис. 1 видно, что фоновый спектр ^9Li и ^8He при вычитании будет вносить наибольшую неопределенность по сравнению с фонами от быстрых нейтронов и случайных совпадений. Этот фон был рассчитан методом М-К для статистики, соответствующей 258 дням измерений. Мы заменили этот фон рассчитанным для большой статистики и нормированным на 258 дней измерения, убрав тем самым большие флуктуации в бинах этого спектра.

На рис. 2 приведен спектр позитронов, полученный после вычитания всех трех фонов. Здесь же показан спектр позитронов, рассчитанный методом М-К, с использованием спектра антинейтрино из эксперимента на Ровенской АЭС [4]. Приведенная погрешность соответствует экспериментальной погрешности спектра из рис. 1.

Как видно из рис. 2, расчет М-К с использованием антинейтринных спектров из эксперимента

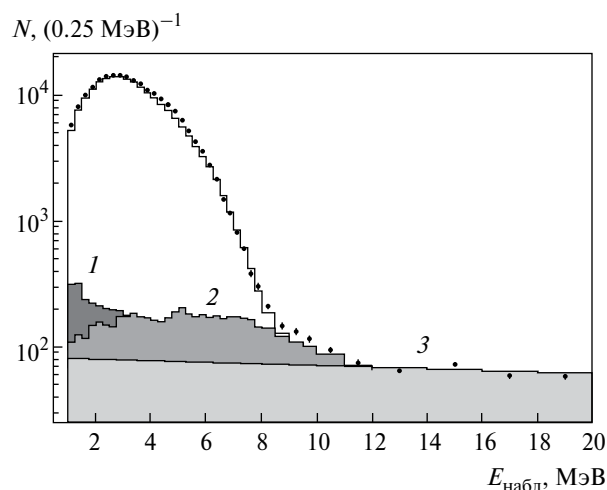


Рис. 1. Спектр позитрон подобных событий, измеренный в эксперименте Double Chooz (чёрные точки с ошибкой). Также показаны фоновые изображения: 1 — случайные совпадения; 2 — бета-спектр ^9Li и ^8He , возникающий в результате прохождения мюона через сцинтиллятор; 3 — быстрые нейтроны и остановившиеся мюоны. Сплошная кривая — моделирование М-К суммы нейтринного эффекта от двух реакторов и фонов.

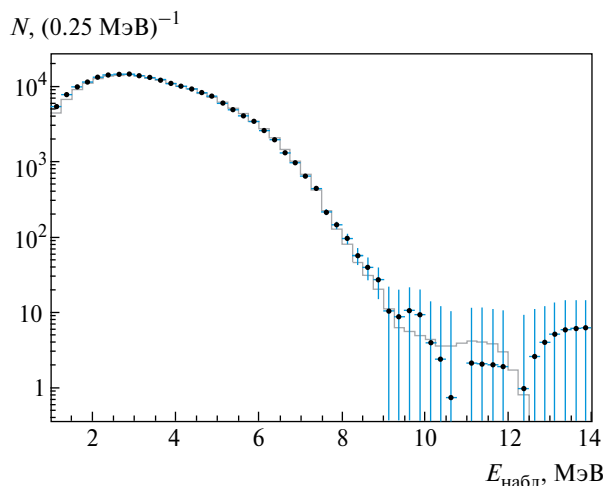


Рис. 2. Спектр позитронов из эксперимента Double Chooz — черные точки с ошибками. Спектр позитронов, рассчитанный методом М-К для детектора Double Chooz с использованием спектра антинейтрино из [5] — сплошная кривая. Значения даны на 1 бин в 0.25 МэВ.

в Ровно [4] приводит к хорошему согласию с экспериментальным спектром позитронов Double Chooz, очищенным от фонов.

Наблюдается небольшое расхождение в области низких энергий менее 2 МэВ, соответствующей энергии антинейтрино 3 МэВ. Это расхождение может быть объяснено неучтенным фоном низкоэнергетичных антинейтрино от долгоживущих осколков, находящихся в отработанном топливе, помещенном в бассейн-отстойник рядом с ядерным реактором. В эксперименте Double Chooz бассейн-отстойник расположен ближе к детектору, чем ядерный реактор, на расстояние около 30 м, что должно приводить к подъему экспериментального спектра в низкоэнергетичной области по сравнению с расчетным спектром, учитывающим только антинейтрино от деления. Фон отработанного топлива определяется с хорошей точностью только тремя изотопами: ^{90}Y , дочерний долгоживущего ^{90}Sr ($T_{1/2} = 28.9$ лет), ^{106}Rh , дочерний долгоживущего ^{106}Ru ($T_{1/2} = 371.8$ дня) и ^{144}Pr , дочерний долгоживущего ^{144}Ce ($T_{1/2} = 284.9$ сут).

4. МЕТОД ПЕРЕВОДА СПЕКТРА ПОЗИТРОНОВ В СПЕКТР АНТИНЕЙТРИНО

Мы разработали относительно простой способ перевода измеренного спектра позитронов в спектр антинейтрино. Он основывается на моделировании методом М-К регистрируемого в данном детекторе спектра позитронов. Если смоделированный спектр позитронов совпадает с измеренным экспериментально, то заложенный в моделирование теоретический или расчетный спектр антинейтрино адекватно описывает реальный спектр ядерного реактора. Если имеется несовпадение, то

можно провести операцию с моделированием несколько раз, меняя каждый раз расчетный спектр, до наилучшего совпадения экспериментального и расчетного спектров позитронов.

После получения смоделированного М-К спектра позитронов мы можем получить функцию, которая переводит экспериментальный спектр позитронов в “идеальный”. Для этого смоделированный спектр позитронов нужно разделить на “идеальный”, который получен из расчетного спектра антинейтрино. Для деления требуется отнормировать оба спектра на единичную площадь.

После применения полученной методом М-К функции к экспериментальному спектру, отнормированному на единицу, получится “идеальный” экспериментальный спектр. Полученный “идеальный” спектр требуется отнормировать на экспериментальное сечение реакции ОБР, полученное для данного спектра. После деления “идеального”

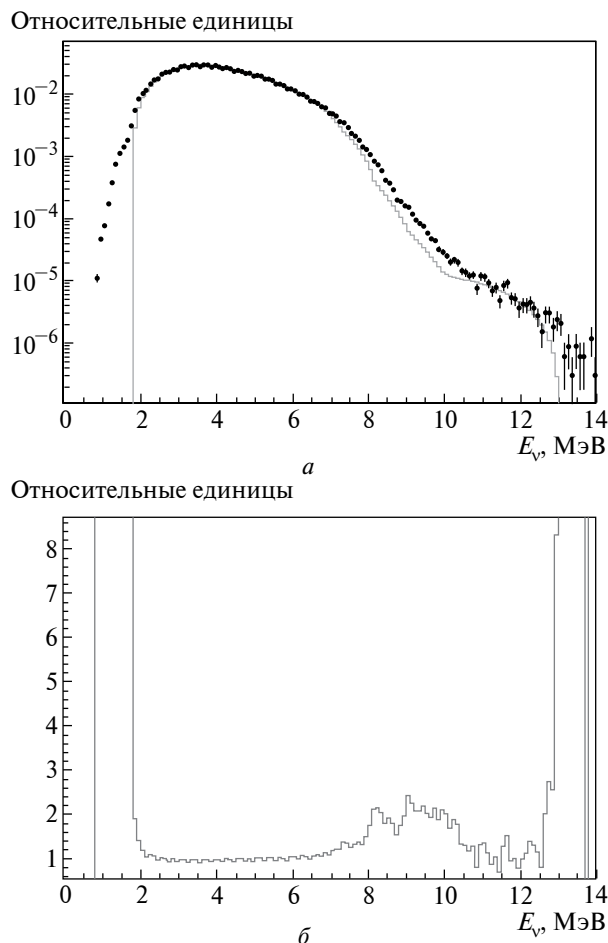


Рис. 3. Смоделированный спектр позитронов методом М-К и идеальный спектр, полученный перемножением спектра антинейтрино и сечения реакции ОБР (а). Функция пересчета экспериментального спектра позитронов в идеальный (б), полученная делением спектров из панели а.

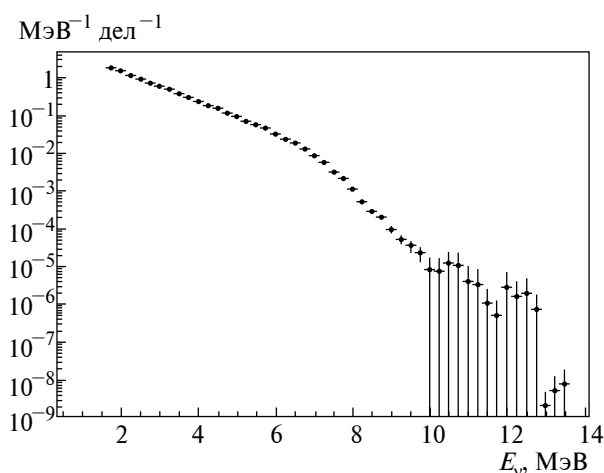


Рис. 4. Спектр антинейтрино из эксперимента Double Chooz, полученный для среднего состава топлива (см. выражения (3)). Спектр восстановлен с помощью функции пересчета из рис. 3.

спектра на сечение моноэнергетичного нейтрино реакции ОБР образуется спектр антинейтрино в естественных единицах — числе антинейтрино на мегаэлектронвольт на деление.

На рис. 3 приведены “идеальный” и смоделированный спектры позитронов реакции ОБР. Здесь же показана функция пересчета.

На рис. 4 показан экспериментальный спектр антинейтрино ядерного реактора, полученный данной методикой из измерения Double Chooz при среднем составе ядерного топлива по числу делений тяжелых изотопов урана и плутония:

$$\begin{aligned} \alpha_{235} &= 0.52, \alpha_{238} = 0.087, \\ \alpha_{239} &= 0.333, \alpha_{241} = 0.06. \end{aligned} \quad (3)$$

5. ВЫДЕЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ ИЗОТОПОВ $^{235,238}\text{U}$ И $^{239,241}\text{Pu}$

Полученный экспериментально спектр антинейтрино ядерного реактора может быть разложен на компоненты, отвечающие составу активной зоны во время измерения. Самый простой способ — умножить полученный экспериментальный спектр на отношение расчетных спектров, т.е. данной компоненты к сумме с весами всех компонент:

$$\frac{dN_i^{\text{exp}}(E)}{dE} = \frac{dN_i^{\text{meas}}(E)}{dE} \frac{\frac{dN_i^{\text{calc}}(E)}{dE}}{\sum \alpha_i \frac{dN_i^{\text{calc}}(E)}{dE}}. \quad (4)$$

Для проведения этой процедуры мы использовали расчетные спектры, полученные путем подгонки экспериментальных спектров ровенского



Рис. 5. Отношение спектра ^{235}U к сумме всех спектров с весами, соответствующими составу активной зоны во время измерения Double Chooz: 1 — Mueller [9]; 2 — ILL [10]; 3 — Popov [11]; 4 — Vogel [7]; 5 — MEPhI [8].

эксперимента из [4]. Процедура подгонки будет описана ниже. Для проверки устойчивости данной процедуры мы приводим функцию восстановления спектра ^{235}U с использованием расчетных данных от разных авторов (рис. 5). Из рисунка видно, что разброс функций, полученных по разным спектрам, не превышает 1.5–2.0% среднего значения. Таким образом, построив такие функции для каждой компоненты, мы можем с хорошей точностью восстановить спектр каждой компоненты и получить экспериментальные спектры антинейтрино изотопов ядерного топлива.

На рис. 6 приведены полученные таким образом экспериментальные антинейтринные спектры

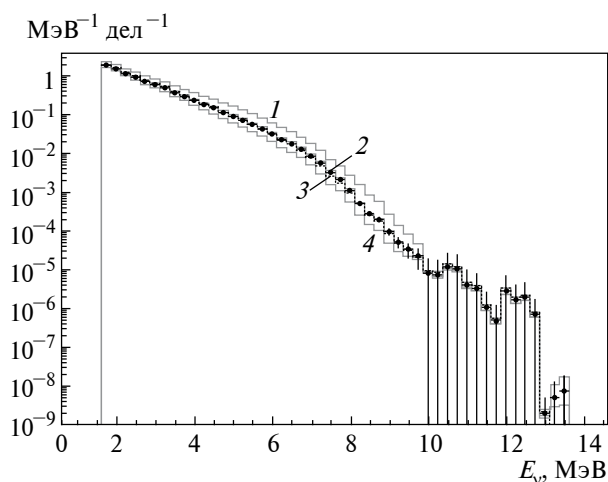


Рис. 6. Экспериментальные спектры антинейтрино разделяющихся изотопов $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$, полученные путем разделения экспериментального спектра Double Chooz: 1 — ^{238}U ; 2 — ^{235}U ; 3 — ^{241}Pu ; 4 — ^{239}Pu . Черные точки с ошибкой — спектр Double Chooz.

отдельных элементов ядерного топлива и полученный из измерения Double Chooz со средним составом топлива (см. выражения (3)), который оказывается близким по форме к спектру ^{235}U и ^{241}Pu .

6. ПОДГОНКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ РАСЧЕТНЫМИ СПЕКТРАМИ

Полученные экспериментальные спектры могут служить эталоном для проведения расчетов спектров с использованием существующих на сегодня баз данных по осколкам деления. Современные базы насчитывают более тысячи осколков, которые возникают в результате деления тяжелых изотопов урана и плутония. Для части из них не известны схемы бета-распадов, поэтому они дают неправильный вклад в общий антинейтринный или бета-спектр. Для расчета бета- и антинейтринного спектров для неизвестных осколков необходимо использовать различные модели распада. Самая простая модель — это приписывание осколку двух-трех уровней с равной вероятностью. Мы решили использовать силовую функцию для описания

вероятностей бета-переходов неизвестных осколков. В нашем случае была выбрана гауссова функция с шириной, равной 20% среднего значения. Силовая функция для конкретного осколка подбирается из наилучшего значения χ^2 при сравнении экспериментального и расчетного спектров.

На рис. 7 приведены экспериментальные спектры антинейтрино, полученные из эксперимента Double Chooz, и расчетные спектры после процедуры варьирования параметров силовой функции для неизвестных и оцененных осколков деления.

7. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И РАСЧЕТНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ОБРАТНОГО БЕТА-РАСПАДА ДЛЯ СПЕКТРОВ ИЗОТОПОВ $^{235,238}\text{U}$ И $^{239,241}\text{Pu}$

Для полученных расчетных спектров $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$ были рассчитаны полные сечения, которые сравнили с расчетными сечениями спектров других авторов и экспериментальными сечениями с наилучшей точностью. Полученные нами расчетные сечения

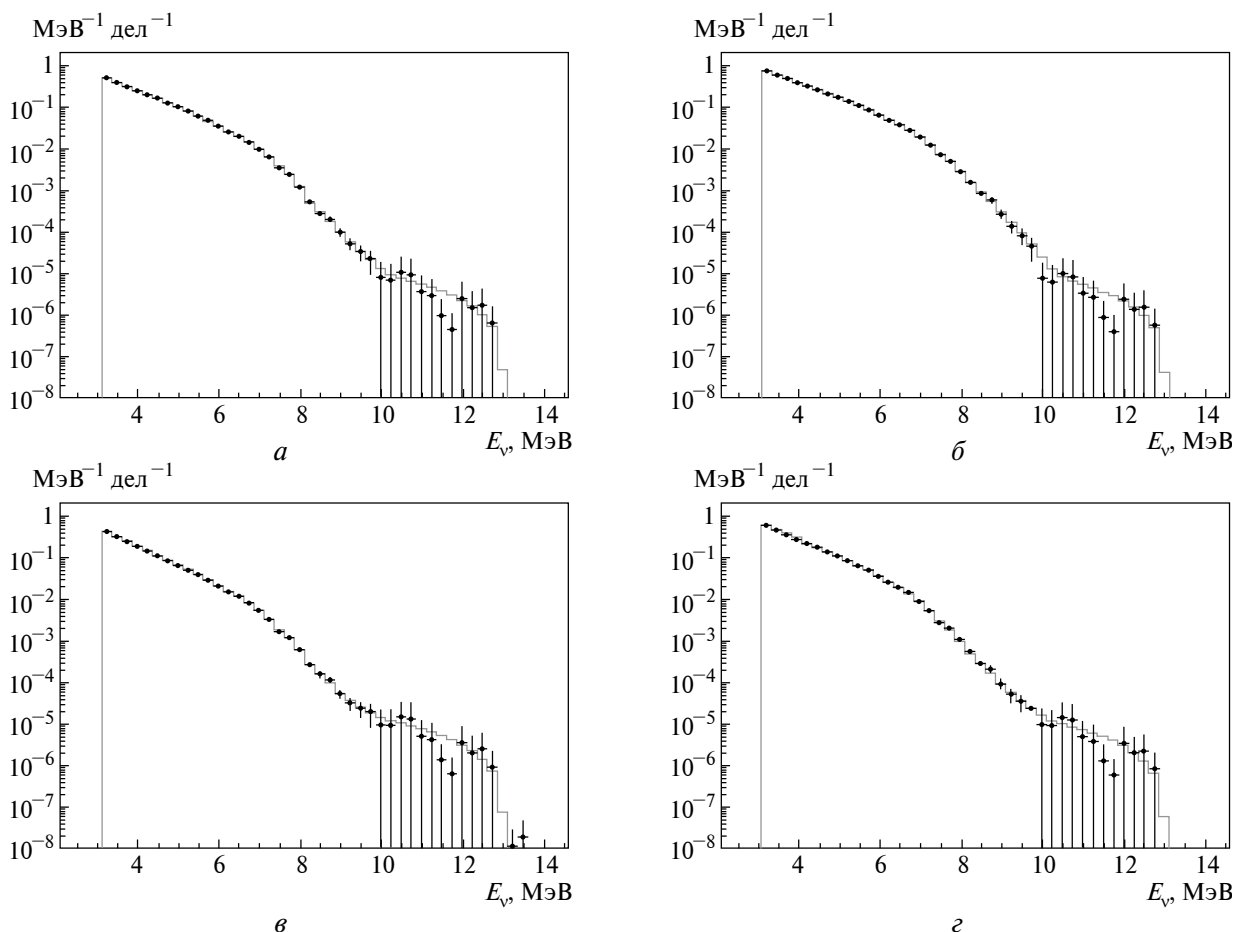


Рис. 7. Сравнение экспериментальных и расчетных спектров антинейтрино делящихся изотопов $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$, полученных в результате подгонки. Черные точки с ошибкой — экспериментальный спектр, сплошная кривая — расчетный подгоночный спектр. На вкладках: а — ^{235}U ; б — ^{238}U ; в — ^{239}Pu ; г — ^{241}Pu .

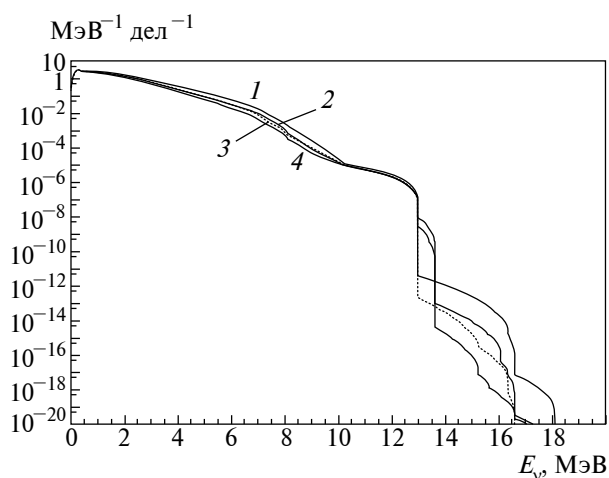


Рис. 8. Полные расчетные спектры антинейтрино делящихся изотопов $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$, полученные в результате подгонки экспериментальных спектров Double Chooz.

Таблица 1. Сечения реакции ОБР, рассчитанные со спектрами антинейтрино ряда авторов (σ_{av} — сечение, усредненное по всем изотопам с весами (см. выражения 3))

Литература	Изотопы				α_{AV}
	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu	
[7]	6.50	9.11	4.53	6.52	6.07
[8]	6.40	9.21	4.39	6.48	5.98
[9]	6.68	10.12	4.39	6.08	6.18
[10]	6.43	8.93	4.20	5.80	5.87
[11]	6.31	9.40	4.33	5.80	5.89
Настоящая работа	6.06	9.24	4.18	5.92	5.70

такие же, как и у экспериментальных спектров, полученных разделением измеренного спектра при известном составе ядерного топлива. В табл. 1 приведены расчетные сечения после подгонки и сечения ряда авторов. Напомним, что наиболее точное сечение было получено в эксперименте Double Chooz [6] и равно $^{\text{exp}}\sigma_f = 5.71 \pm 0.06$ при составе ядерного топлива (см. выражения (3)) по числу делений изотопов в ядерном топливе.

Наше сечение рассчитано для более широкого диапазона энергий (1.8–16.0 МэВ) по сравнению с другими расчетными спектрами (1.8–8.0 и 1.8–9.5 МэВ для [9]).

На рис. 8 приведены расчетные спектры антинейтрино, удовлетворяющие экспериментальным спектрам Double Chooz.

8. ДИСКУССИЯ

Рассмотрим, как новые спектры отвечают современным наиболее точным измерениям сечения реакции обратного бета-распада Double Chooz [6], Bugey-4 [12], Daya Bay [13]. Точность измерения

Таблица 2. Отношение наиболее точных экспериментальных сечений реакции ОБР (σ_i) к сечению, рассчитанному по новым спектрам из настоящей работы (σ_{av})

Литература	σ_i	σ_{av}	$R = \sigma_i / \sigma_{av}$
[6]	5.71 ± 0.06	5.70	1.00
[12]	5.75 ± 0.08	5.68	1.012
[13]	5.72 ± 0.12	5.91	1.034

Таблица 3. Отношения сечений спектров антинейтрино (σ_i) к сечению настоящей работы (σ_{av}), рассчитанные для состава активной зоны Double Chooz (см. выражения (3))

Литература	σ_i	$R = \sigma_i / \sigma_{av}$
[7]	6.07	0.94
[8]	5.98	0.96
[9]	6.18	0.92
[10]	5.87	0.97
[11]	5.89	0.97

Double Chooz составляет 1%, что улучшило значение Bugey-4, равное 1.4%, а точность сечения Daya Bay составила 2%.

Из табл. 2, в которой приведены самые точные измерения сечения реакции ОБР в реакторных экспериментах, следует, что полученные нами спектры дают сечения, которые находятся в пределах одного стандартного отклонения с экспериментальными значениями.

В табл. 3 показаны отношения сечений из работ ряда авторов спектров антинейтрино к сечению данной работы, рассчитанные для состава активной зоны Double Chooz (см. выражения (3)).

Значения сечений, полученных в работах [8], [10] и [11], оказываются наиболее близкими к сечению Double Chooz (отличие 3–4%), однако нужно отметить, что эти сечения получены в более узком энергетическом диапазоне (1.8–8.0 МэВ). Если бы были данные по более жесткой части спектра, то сечения могли оказаться на несколько десятых долей процента больше и разница могла бы быть более существенной.

Кроме того, спектры антинейтрино этих авторов не описывают выпуклость в спектре антинейтрино в районе 6 МэВ. Полученные же нашей процедурой спектры очень хорошо описывают эту выпуклость. Эта выпуклость не может быть описана при расчете спектров с существующими базами данных по схемам распада осколков, так как современные базы имеют до одной трети оцененных данных, т.е. рассчитанных на базе существующих моделей ядра, которые могут не учитывать некоторые особенности распадов конкретных ядер. Прямое преобразование позитронного спектра в антинейтринный позволяет избежать модельных представлений. Подгонка же

экспериментальных спектров антинейтрино расчетом с возможностью изменять схемы распадов позволяет проверить модели атомного ядра на ряде неизвестных и оцененных осколков.

В результате расчета оказалось, что в жесткой части спектра (более 13 МэВ) все спектры оказываются близкими друг другу (см. рис. 8). Это происходит из-за того, что спектр в этой области определяется легким осколком ⁸Li, возникающим в результате тройных делений. Кумулятивный выход

этого хорошо известного осколка примерно одинаков для всех четырех изотопов ядерного топлива. В табл. 4 приведены кумулятивные выходы, периоды полураспада и энергии распада этого близких к нему осколков.

Окончательные спектры антинейтрино ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu и ²⁴¹Pu представлены в табл. 5. Спектры показаны до 13 МэВ, где начинается резкий спад по границе спектра ⁸Li. Более жесткие спектры оказываются сильно подавлены.

Таблица 4. Параметры распада и кумулятивные выходы на деление легких осколков, определяющих жесткую часть всех спектров антинейтрино делящихся изотопов

Изотоп	$E_{\max}$, МэВ	$T_{1/2}$, мс	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu
⁸ Li	12.975	839.9	1.08e-04	1.0262e-04	1.42e-04	1.41e-04
⁹ Li	13.606	178.3	2.0558e-07	0	1.14e-06	0
¹² B	13.369	2.02	2.522e-07	0	4.73e-07	0

Таблица 5. Спектры антинейтрино ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴¹Pu за два года облучения топлива в единицах МэВ⁻¹ деление⁻¹

E , МэВ	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu
1.50	1.73	2.08	1.55	1.80
1.75	1.55	1.90	1.34	1.60
2.00	1.35	1.68	1.14	1.39
2.25	1.13	1.45	9.43×10^{-1}	1.18
2.50	9.40×10^{-1}	1.23	7.73×10^{-1}	9.84×10^{-1}
2.75	7.76×10^{-1}	1.03	6.27×10^{-1}	8.07×10^{-1}
3.00	6.22×10^{-1}	8.41×10^{-1}	4.94×10^{-1}	6.46×10^{-1}
3.25	5.01×10^{-1}	6.86×10^{-1}	3.85×10^{-1}	5.13×10^{-1}
3.50	3.96×10^{-1}	5.54×10^{-1}	2.94×10^{-1}	4.00×10^{-1}
3.75	3.14×10^{-1}	4.51×10^{-1}	2.26×10^{-1}	3.15×10^{-1}
4.00	2.47×10^{-1}	3.66×10^{-1}	1.72×10^{-1}	2.45×10^{-1}
4.25	1.96×10^{-1}	2.99×10^{-1}	1.31×10^{-1}	1.91×10^{-1}
4.50	1.57×10^{-1}	2.45×10^{-1}	1.02×10^{-1}	1.51×10^{-1}
4.75	1.26×10^{-1}	2.01×10^{-1}	7.93×10^{-2}	1.19×10^{-1}
5.00	9.92×10^{-2}	1.63×10^{-1}	6.14×10^{-2}	9.40×10^{-2}
5.25	7.72×10^{-2}	1.31×10^{-1}	4.71×10^{-2}	7.32×10^{-2}
5.50	5.95×10^{-2}	1.04×10^{-1}	3.59×10^{-2}	5.63×10^{-2}
5.75	4.52×10^{-2}	8.03×10^{-2}	2.68×10^{-2}	4.21×10^{-2}
6.00	3.37×10^{-2}	6.10×10^{-2}	1.94×10^{-2}	3.07×10^{-2}
6.25	2.55×10^{-2}	4.67×10^{-2}	1.44×10^{-2}	2.28×10^{-2}
6.50	1.93×10^{-2}	3.54×10^{-2}	1.07×10^{-2}	1.69×10^{-2}
6.75	1.39×10^{-2}	2.57×10^{-2}	7.53×10^{-3}	1.19×10^{-2}
7.00	9.56×10^{-3}	1.76×10^{-2}	4.93×10^{-3}	7.79×10^{-3}
7.25	6.01×10^{-3}	1.10×10^{-2}	2.84×10^{-3}	4.41×10^{-3}

E , МэВ	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu
7.50	3.75×10^{-3}	7.01×10^{-3}	1.69×10^{-3}	2.52×10^{-3}
7.75	2.31×10^{-3}	4.56×10^{-3}	1.05×10^{-3}	1.59×10^{-3}
8.00	1.15×10^{-3}	2.59×10^{-3}	5.44×10^{-4}	8.36×10^{-4}
8.25	4.73×10^{-4}	1.41×10^{-3}	2.40×10^{-4}	4.24×10^{-4}
8.50	2.86×10^{-4}	8.53×10^{-4}	1.48×10^{-4}	2.54×10^{-4}
8.75	1.66×10^{-4}	4.50×10^{-4}	8.84×10^{-5}	1.49×10^{-4}
9.00	8.75×10^{-5}	2.74×10^{-4}	4.79×10^{-5}	8.12×10^{-5}
9.25	5.43×10^{-5}	1.58×10^{-4}	3.35×10^{-5}	5.25×10^{-5}
9.50	3.33×10^{-5}	8.70×10^{-5}	2.35×10^{-5}	3.35×10^{-5}
9.75	2.02×10^{-5}	4.56×10^{-5}	1.69×10^{-5}	2.14×10^{-5}
10.00	1.28×10^{-5}	2.27×10^{-5}	1.32×10^{-5}	1.47×10^{-5}
10.25	9.15×10^{-6}	1.21×10^{-5}	1.09×10^{-5}	1.11×10^{-5}
10.50	7.52×10^{-6}	8.04×10^{-6}	9.53×10^{-6}	9.45×10^{-6}
10.75	6.41×10^{-6}	6.43×10^{-6}	8.32×10^{-6}	8.20×10^{-6}
11.00	5.45×10^{-6}	5.28×10^{-6}	7.15×10^{-6}	7.03×10^{-6}
11.25	4.58×10^{-6}	4.37×10^{-6}	6.01×10^{-6}	5.91×10^{-6}
11.50	3.75×10^{-6}	3.54×10^{-6}	4.92×10^{-6}	4.84×10^{-6}
11.75	2.96×10^{-6}	2.78×10^{-6}	3.88×10^{-6}	3.82×10^{-6}
12.00	2.22×10^{-6}	2.09×10^{-6}	2.92×10^{-6}	2.87×10^{-6}
12.25	1.56×10^{-6}	1.46×10^{-6}	2.05×10^{-6}	2.01×10^{-6}
12.50	9.74×10^{-7}	9.13×10^{-7}	1.28×10^{-6}	1.25×10^{-6}
12.75	4.80×10^{-7}	4.49×10^{-7}	6.35×10^{-7}	6.17×10^{-7}
13.00	2.58×10^{-9}	3.90×10^{-12}	8.62×10^{-9}	2.01×10^{-13}

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены экспериментальные спектры антинейтрино $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$ из измерения, выполненного на ближнем детекторе эксперимента Double Chooz.

Проведены расчеты спектров антинейтрино $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$, которые описывают экспериментальные спектры. Подгонка расчета к эксперименту велась с использованием силовой функции, используемой для описания схем бета-переходов неизвестных осколков.

Получена подправленная база данных осколков, позволяющая рассчитывать спектры антинейтрино, которые дают сечения, описывающие полученные экспериментально с наибольшей точностью.

Часть данных, полученных в ходе подгонки по оцененным осколкам, совпадает с имеющимися в существующих базах данных. Часть данных отличается.

При расчете спектров антинейтрино обнаружено, что в жесткой части спектра (более 13 МэВ) спектры всех тяжелых делящихся изотопов сходятся в один спектр за счет хорошо известных легких осколков, появляющихся при тройном делении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. L. Cowan Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire, *Science* **124**, 103 (1956); В. И. Копейкин, Л. А. Микаэлян, В. В. Синева,

- ЯФ **60**, 230 (1997) [V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan, and V. V. Sinev, *Phys. At. Nucl.* **60**, 172 (1997)].
2. В. В. Синева, ЯФ **76**, 578 (2013) [V. V. Sinev, *Phys. At. Nucl.* **76**, 537 (2013)]; А. П. Власенко, П. Ю. Наумов, С. В. Силаева, В. В. Синева, ЯФ **86**, 24 (2023) [P. Naumov, S. Silaeva, V. Sinev, and A. Vlasenko, *Phys. At. Nucl.* **85**, 690 (2022)]; arXiv: 2210.00836 [nucl-ex].
3. H. de Kerret *et al.* (Double Chooz Collab.), *JHEP* **1811**, 053 (2018).
4. H. de Kerret, T. Abrahao, H. Almazan, *et al.* (Double Chooz Collaboration), *Nature Physics* **16**, 558 (2020).
5. P. Vogel, R. E. Schenter, F. M. Mann, and G. K. Schenter, *Phys. Rev. C* **24**, 1543 (1981).
6. P. M. Rubtsov, P. A. Ruzhansky, V. G. Alexankin, *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **46**, 1028 (1987); V. G. Alexankin, S. V. Rodichev, P. M. Rubtsov, and P. A. Ruzhansky, in *Proceedings of the International School LEWI-1990*.
7. T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, Th. Lasserre, J. Martino, G. Mention, A. Porta, and F. Yermia, *Phys. Rev. C* **83**, 054615 (2011).
8. K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. von Feilitzsch, *Phys. Lett. B* **160**, 325 (1985); A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F. von Feilitzsch, G. Colvin, and B. Krusche, *Phys. Lett. B* **218**, 365 (1989).
9. Д. В. Попов, М. Д. Скорохватов, Письма в ЭЧАЯ **20**, 5 (2023); V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, and O. Titov, *Phys. Rev. D* **104**, 071301 (2021); arXiv: 2103.01684 [nucl-ex].
10. Y. Declais, H. de Kerret, B. Lefievre, M. Obolensky, A. Etenko, Yu. Kozlov, I. Machulin, V. Martemianov, L. Mikaelyan, M. Skorokhvatov, S. Sukhotin, and V. Vyrodiv, *Phys. Lett. B* **338**, 383 (1994).
11. F. P. An *et al.* (Daya Bay Collab.), *Chin. Phys. C* **41**, 013002 (2017).

ANTINEUTRINO SPECTRA OF $^{235,238}\text{U}$ AND $^{239,241}\text{Pu}$ TAKEN FROM THE Double Chooz EXPERIMENT

A. P. Vlasenko^{1), 2)}, S. V. Ingerman¹⁾, P. Yu. Naumov²⁾, V. V. Sinev^{1), 2)}

¹⁾Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²⁾National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu antineutrino spectra were obtained from the measurement done by the near detector in Double Chooz experiment. Method of converting the experimental positron spectrum into the antineutrino one has been developed. The spectrum conversion function obtained from Monte Carlo calculations is used. The experimental antineutrino spectrum taken by this method corresponds to a certain fuel composition of a nuclear reactor core in parts of fission. It is possible to split the experimental antineutrino spectrum on nuclear fuel components spectra. Nuclear fuel individual isotope antineutrino spectra from uranium and plutonium were fitted by the calculated ones obtained by summation of individual fragment spectra. In the calculation, a strength function was used to describe the probability distribution of beta transitions for unknown fragments. The most accurate experimental cross sections of inverse beta decay reaction measured in a number of experiments are consistent with sections calculated on base of our experimental and calculated ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu antineutrino spectra.

ЛУННО-МЕСЯЧНЫЕ ВАРИАЦИИ ФОНОВЫХ ГАММА-КВАНТОВ, ИЗМЕРЕННЫХ НА LVD

© 2024 г. Н. Ю. Агафонова^{1)*}, В. В. Ашихмин¹⁾, Е. А. Добрынина^{1)**}, Р. И. Еникеев¹⁾,
Н. А. Филимонова¹⁾, И. Р. Шакирьянова¹⁾, В. Ф. Якушев¹⁾
(от имени коллаборации LVD^{***})

Поступила в редакцию 02.09.2023 г.; после доработки 02.09.2023 г.; принята к публикации 02.09.2023 г.

По данным Детектора Большого Объема (LVD), расположенного в подземной лаборатории Гран Сассо (Италия), обнаружена модуляция концентрации радиоактивного газа радон от естественной радиоактивности грунта, связанная с лунно-месячными циклами. Фаза подъема приходится на дни полнолуния. Амплитуда вариаций варьируется от 0.5 до 0.8%.

DOI: 10.31857/S0044002724010047, EDN: KEGDEU

1. ВВЕДЕНИЕ

В эксперименте DAMA/LIBRA лаборатории Гран Сассо (Италия) наблюдаются сигналы от взаимодействия темной материи в сцинтилляторе NaI(Tl) [1].

Тяжелые частицы темной материи, очень слабо взаимодействующие с веществом, — вимпы (WIMP — weakly interacting massive particles) — образуют облако вокруг нашей галактики. Солнечная система, двигаясь по галактической орбите сквозь газ вимпов, должна чувствовать встречный “вимповый ветер”. Так как Земля движется вокруг Солнца, то мы, находясь на Земле, будем чувствовать то более сильный (максимум — 2 июня), то более слабый (минимум — 2 декабря) встречный поток вимпов с периодом один год.

Помимо движения Земли гравитационные эффекты вращения Земли, Солнца и Луны могут быть причиной вариаций разных частиц, регистрируемых под землей. Сезонно-годовые вариации мюонов под землей были обнаружены достаточно давно во многих экспериментах [2, 3] и в современных измерениях

[4–9]. Вследствие движения Земли вокруг Солнца годовые вариации связаны с изменением поглощения и длины свободного пробега вторичных частиц в земной атмосфере из-за изменения метеорологических условий над пунктом наблюдения (температурный и барометрический эффекты) [10]. Суточные вариации наблюдались в мюонах на эксперименте в БНО [11]. Лунно-месячные вариации тепловых нейтронов на уровне моря были получены в работах [12, 13]. Эти гравитационные эффекты в измерениях мюонов и адронов имеют одинаковый источник и включают несколько гармонических процессов, которые появляются в виде сложной модуляции суммарного гравитационного потенциала Луны и Солнца и имеют разную периодичность. Они включают периоды, начиная от лунной суточной и полусуточной гармоник и заканчивая движением узлов лунной орбиты с периодом примерно 18.6 лет [14]. Приливное влияние Луны в 2.17 раз превышает солнечное. Для разных географических координат вклады различных частот гармоник в приливной потенциал различны.

Установка LVD, находящаяся в подземном зале лаборатории Гран Сассо на средней глубине

¹⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

*E-mail: Agafonova@inr.ru

**E-mail: Dobrynina@inr.ru

***LVD Коллаборация: N. Yu. Agafonova¹⁾, M. Aglietta^{2),3)}, P. Antonioli⁴⁾, V. V. Ashikhmin¹⁾, G. Bari⁴⁾, G. Bruno^{5),6)}, E. A. Dobrynina¹⁾, R. I. Enikeev¹⁾, W. Fulgione^{3),5)}, P. Galeotti^{2),3)}, M. Garbini^{4),7)}, P. L. Ghia⁸⁾, P. Giusti⁴⁾, E. Kemp⁹⁾, A. S. Malgin¹⁾, A. Molinaro^{2),3)}, R. Persiani⁴⁾, I. A. Pless¹⁰⁾, O. G. Ryazhskaya¹⁾, G. Sartorelli⁴⁾, I. R. Shakiryanova¹⁾, M. Selvi⁴⁾, G. C. Trinchero^{2),3)}, C. F. Vigorito²⁾, V. F. Yakushev¹⁾, and A. Zichichi^{4),7)}.

¹⁾Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia.

²⁾Department of Physic, University of Turin and INFN-Turin, 10125, Turin, Italy.

³⁾Istituto Nazionale di Astrofisica (INAF), Osservatorio Astrofisico di Torino, 10025, Turin, Italy.

⁴⁾University of Bologna and INFN-Bologna, 40127, Bologna, Italy.

⁵⁾INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, 67100, Assergi, L'Aquila, Italy.

⁶⁾New York University Abu Dhabi, 129188, Abu Dhabi, United Arab Emirates.

⁷⁾Centro Enrico Fermi, 00184 Roma, Italy.

⁸⁾Laboratoire de Physique des 2 Infinis Irène Joliot Curie, CNRS, 91406 Orsay, France.

⁹⁾University of Campinas, 13083, Campinas, Brazil.

¹⁰⁾Massachusetts Institute of Technology, 02139, Cambridge, USA.

$H = 3650$ м в.э. ($47^{\circ}27'$ с.ш., $13^{\circ}34'$ в.д.), способна регистрировать нейтрино от гравитационных коллапсов звездных ядер в нашей галактике [15], атмосферные мюоны и продукты их взаимодействия в веществе детектора [16, 17], нейтроны, гамма-кванты и чувствительна к разного рода их вариациям.

На LVD получена самая долгая (24 г.) серия сезонно-годовых вариаций мюонов $\delta N_{\mu} = (1.41 \pm 0.03)\%$ [18] со средней энергией 280 ГэВ. Измерены сезонно-годовые вариации мюон-индуцированных нейтронов $\delta N_n = (7.7 \pm 0.8)\%$, максимум модуляции которых совпадает с фазой, а также вариаций интенсивности мюонов (в начале июля) [19]. Нейтроны от мюонов в LVD регистрируются по запаздывающим гамма-квантам с энергией от 0.5 до 12 МэВ от захватов нейтронов ядрами железа или протонами сцинтиллятора, после прохождения мюона ($\tau \sim 150\text{--}180$ мкс). Мюоны генерируют разное количество нейтронов летом и зимой вследствие изменения средней энергии мюонов в верхних слоях атмосферы из-за ее расширения летом и сжатия зимой [20].

В ходе изучения низкоэнергетического фона детектора по данным 2001–2008 гг. получены годовые вариации гамма-квантов от распада радона в атмосфере экспериментального зала $\delta N_{\gamma} = (4 \pm 2)\%$ [21]. В недавних работах [22, 23] на LVD были обнаружены техногенные недельные и суточные вариации скорости счета гамма-квантов.

Целью этой работы является нахождение лунно-месячных вариаций гамма-квантов от естественной радиоактивности под землей с помощью детектора LVD.

2. АНАЛИЗ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА LVD

Детектор Большого Объема (LVD) представляет собой железно-сцинтилляционную установку размерами $22.7 \times 13.2 \times 10$ м³, состоящую из 840 полторакубовых ($1 \times 1.5 \times 1$ м³) счетчиков, заполненных жидким сцинтиллятором C_nH_{2n} , $n = 9.6$. Основной реакцией взаимодействия нейтрино в веществе детектора является реакция обратного бета-распада, в которой электронное антинейтрино взаимодействует с протоном, образуя позитрон и нейтрон ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$). Пороговая энергия для регистрации позитрона $E_{\text{НЕТ}} = 4$ МэВ. Нейтроны

регистрируются благодаря гамма-квантам, рожденным после их захвата веществом детектора. Пороговая энергия регистрации таких гамма-квантов составляет $E_{\text{ЛЕТ}} = 0.5$ МэВ. Подробно конструкция детектора и методика поиска нейтрино от гравитационного коллапса ядра звезды описана в [15, 24].

Фон эксперимента LVD в низкоэнергетическом диапазоне — это естественная радиоактивность — распад атомных ядер в грунте, окружающем детектор, и в материалах конструкции. Постоянное гамма-излучение можно оценить моделированием Монте-Карло или измерить гамма-спектрометрами. Однако в воздухе подземного зала присутствует радиоактивный газ радон, его концентрация не постоянна и зависит от многих факторов, например, от влажности, давления, вентиляции в помещении, вибрации грунта, приливов. Существуют равновесная и переменная составляющие радона под землей.

Известно, что гамма-кванты от дочерних ядер радона имеют энергию от 0.5 до 2.5 МэВ (основным источником является висмут ^{214}Bi). Эти гамма-кванты непрерывно регистрируются всеми счетчиками LVD в течение 10 с каждые 10 мин. Чтобы измерять только гамма-кванты от дочерних ядер радона и определять, в какой-то степени следует экранироваться от естественной радиоактивности из грунта, мы используем в анализе только внутренние счетчики детектора LVD. Формируются непрерывные временные ряды скорости счета гамма-квантов, которые при среднем уровне 45 отсчетов на счетчик в секунду имеют вариации различной природы [23]. Детально методика и чувствительность метода описаны в [25].

Мы ассоциируем переменную часть временных рядов C_{Rn} с вариациями концентрации радона в подземном помещении. Корреляция данных LVD и радиометра радона (радонометра) показана в [26]. Быстрые изменения этой составляющей мы называем “радоновыми пиками LVD”. Они имеют пиковую форму с нарастанием в течение нескольких часов и быстрым спадом около 3 ч, который соответствует времени (τ) выдува воздуха работающей вентиляцией в зале [27]. Плавные вариации, имеющие техногенное или гравитационное происхождение, имеют другую структуру, не пиковую форму. Пример временного ряда скорости счета гамма-квантов $C_{\text{Rn}}(t)$ [имп/сч/с] в LVD показан на рис. 1.

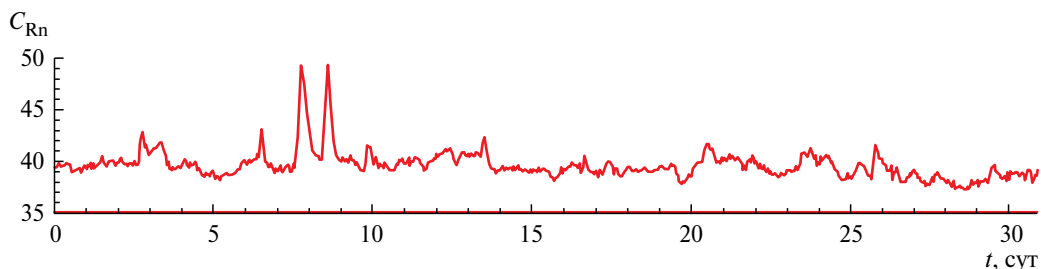


Рис. 1. Пример временных рядов LVD за январь 2020 г.

3. ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ

Для нахождения периодических вариаций во временных рядах обычно используют преобразование Фурье и анализ Ломба—Скаргла [28, 29]. Однако из-за нерегулярной выборки и большого “шума” во временных рядах LVD, связанных с “радоновыми пиками”, эти методы не дали значимых результатов при поиске лунно-месячных вариаций. В некоторые годы были видны различные гармонические периоды в районе 27–30 сут, в некоторых их не было.

Мы используем метод наложения эпох, который дает хорошие результаты при известном периоде. Синодический лунно-месячный период (промежуток между одинаковыми фазами луны) составляет 29.53 земных суток. Другие лунные периоды — аномалистический (27.55 сут), сидерический, или звездный (27.32 сут), драконический (27.22 сут) — вносят искажения в поиск вариаций, связанных с максимальными приливными эффектами. Поэтому, фиксируя период около 29.5 сут, мы будем выделять самую сильную модуляцию временного ряда по гармоническому закону для определения амплитуды и фазы.

3.1. Метод наложения эпох I

В этом методе, начиная с выбранной даты, например 1 января 2004 г., каждому часу присваивается номер от 0 до конца эпохи в 708 ч ($708/24 = 29.5$ сут). Затем начинается новая эпоха, которая также длится 708 ч, и так до конца

временного ряда. Для анализа мы использовали статистику за 18 лет в 6588 сут = 158118 ч, в которую укладывается 223 эпохи по 708 ч. Потом суммируются данные с одинаковыми часами в эпохе и делятся на число значений, записанных в этот час.

Результат метода наложения лунно-месячных эпох показан на рис. 2. Приведены два вида гистограмм для одного и того же набора данных: на рис. 2, *a* — скорость счета LVD, деленная на среднее $C_{Rn} / \langle C_{Rn} \rangle$ с бином 24 ч, а на рис. 2, *б* — данные в единицах скорости счета C_{Rn} (имп/сч/с) с бином, равным 1 ч.

Мелкомасштабные флуктуации скорости счета (см. рис. 2, *б*) не влияют на плавный гармонический вид гистограммы длительностью лунный месяц и не влияют на определение амплитуды и фазы модуляции.

Аппроксимируя распределения законом $N_m(t) = A + [\delta C_{Rn} / \langle C_{Rn} \rangle] \cos(2\pi(t - \varphi_m)/T)$ и принимая $A = 1$, $T = 29.5$ сут (см. рис. 2, *a*) и $A = \langle C_{Rn} \rangle$, $T = 708$ ч (см. рис. 2, *б*), мы получили значения амплитуды модуляции $\delta C_{Rn} / \langle C_{Rn} \rangle = (0.8 \pm 0.15)\%$ и фазы $\varphi_m = 8 \pm 3$ (максимум кривой), соответствующей дню полнолуний (7-е сутки с 01.01.2004). Фаза лунно-месячных вариаций приходится примерно на полнолуние и получается одинаковой для любого периода наблюдений из статистики 01.01.2004–31.12.2021. Например, для данных с 2009 г. полнолуние приходится на 11-е сутки с начала 2009 г., для данных с 2011 г. полнолуние приходится на 20-е сутки с начала 2016 г. Аппроксимация гистограмм дает фазу φ_m , примерно совпадающую

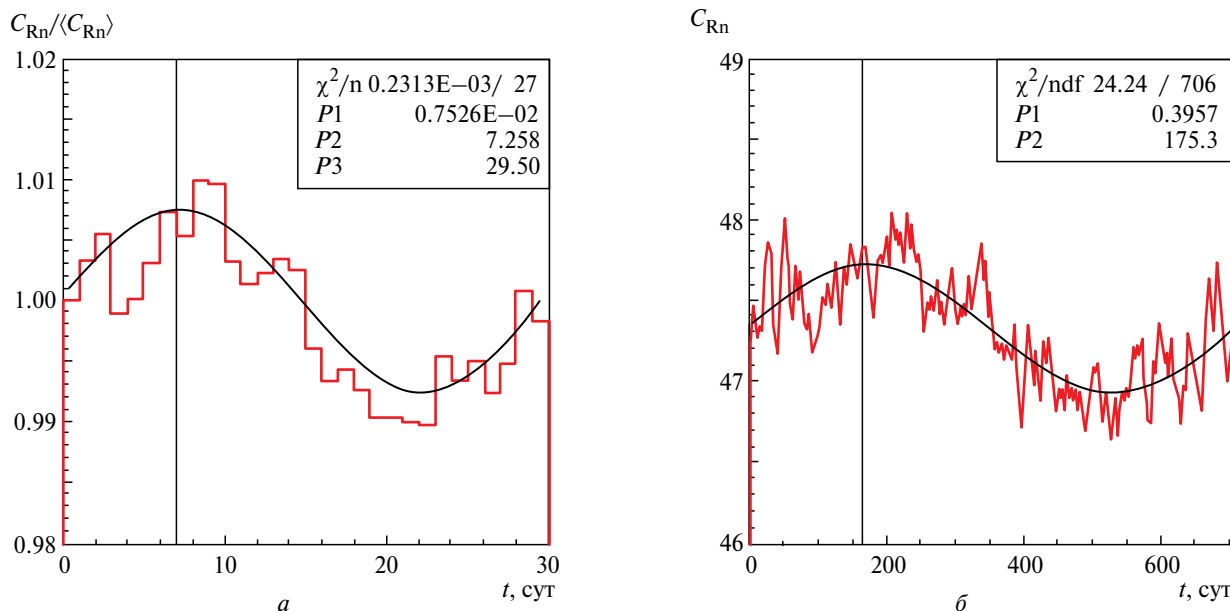


Рис. 2. Лунно-месячные вариации скорости счета гамма-квантов C_{Rn} за период 01.01.2004–31.12.2021; *a* — деленные на среднее в год (бин 24 ч); *б* — в абсолютных единицах (бин 1 ч). Кривая — аппроксимация гармонической функцией $a - f(t) = 1 + P1 \cos(2\pi(t - P2)/P3)$, $b - f(t) = 47.33 + P1 \cos(2\pi(t - P2)/708)$ (эпоха $T = 708$ ч (см. текст)). Результаты фитирования (параметры $P1$, $P2$, $P3$) приведены в верхнем углу гистограмм. Вертикальная линия — день полнолуния от начала 2004 г.

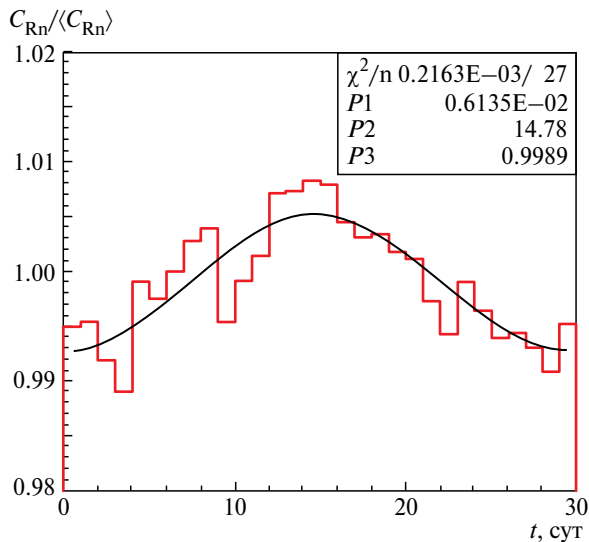


Рис. 3. Лунно-месячные вариации скорости счета гамма-квантов $\delta C_{Rn} / \langle C_{Rn} \rangle$, данные, приведенные на среднее с бином 24 ч за период 01.01.2009–31.12.2021. Кривая — аппроксимация гармонической функцией $f(t) = P_3 + P_1 \cos(2\pi(t - P_2)/T)$, где $T = 29.5$ сут. Результат фитирования (параметры P_1, P_2, P_3) приведен в верхнем углу гистограммы. Полнолуние приходится на 11-е сутки с начала 2009 г.

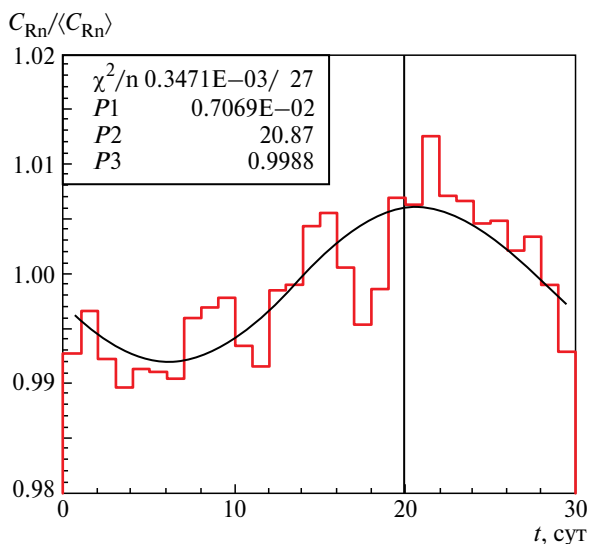


Рис. 4. Лунно-месячные вариации скорости счета гамма-квантов $\delta C_{Rn} / \langle C_{Rn} \rangle$, данные, приведенные на среднее с бином 24 ч за период 01.01.2011–31.12.2021. Кривая — аппроксимация гармонической функцией $f(t) = P_3 + P_1 \cos(2\pi(t - P_2)/T)$, где $T = 29.5$ сут. Результат фитирования (параметры P_1, P_2, P_3) приведен в верхнем углу гистограммы. Полнолуние приходится на 20-е сутки с начала 2011 г.

с полнолунием 15 ± 3 и 21 ± 3 для данных с 2009 г. (рис. 3) и с 2011 г. (рис. 4) соответственно.

Эпоха 708 ч (29.5 сут) была выбрана как наиболее вероятная для поиска лунно-месячных вариаций. Для других периодов, в диапазоне от 27 до

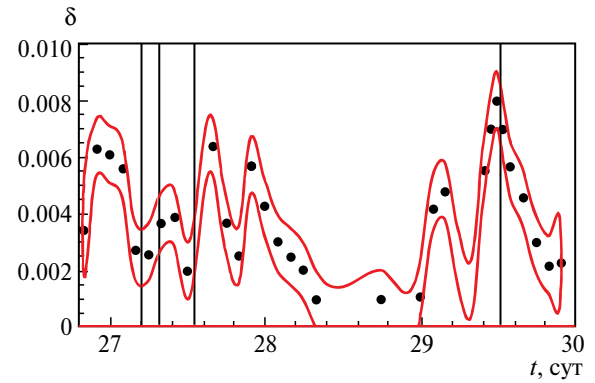


Рис. 5. Зависимость относительной амплитуды модуляции от выбранной эпохи (статистика 01.01.2004–31.12.2021). Кривыми показаны диапазоны ошибок определения амплитуды модуляции. Линиями отмечены периоды — 27.22; 27.32; 27.55; 29.53.

30 сут, мы проверили нашу методику поиска модуляции, используя такую же процедуру фиксирования эпохи. Для статистики 2004–2021 гг. построены вариации скорости счета с различными эпохами по методу, описанному выше. Зависимость относительной амплитуды модуляции $\delta C_{Rn} / \langle C_{Rn} \rangle$ от выбранных эпох показана на рис. 5. Самая большая относительная амплитуда $\delta \approx 0.8\%$ соответствует 708 ч = 29.5 сут (синодический период). Меньшие амплитуды (0.6%) в районе 27–28 сут близки к другим гармоникам лунных периодов (аномалистическому и сидерическому). Также в частотном спектре присутствуют другие колебательные процессы, источником которых является техническая активность обслуживающего эксперименты персонала (периоды рабочей недели и рабочих суток). Возникают резонансные эффекты (“биения”) и усиление колебаний в районе 28 сут (4×7 сут) и 27 сут (кратный периоду 9 сут). Период ~ 9 сут обсуждался в работе [14] как факт взаимодействия гармоник гравитационного прилива с собственными колебательными модами природных систем в теории автоколебательных систем и динамического хаоса [30].

Фаза лунно-месячных вариаций, самого большого пика (для гармоника 29.5), соответствует дню полнолуния с задержкой на 3–5 сут.

3.2. Метод наложения эпох II

Для этого метода выделяются лунные месяцы (синодического периода) и фиксируются даты полнолуний. Отсчитывая 14 сут вправо и влево по временной шкале от дней полнолуния, формируются данные для каждого лунного месяца. Таким образом, образуются временные ряды по 29 сут с полнолунием, приходящимся на 15-е сутки лунного месяца. Затем данные соответствующих суток суммируются и усредняются.

Мы разделили нашу статистику 2009–2019 гг. на два периода: 1) дневные часы — с 08.00 до 20.00

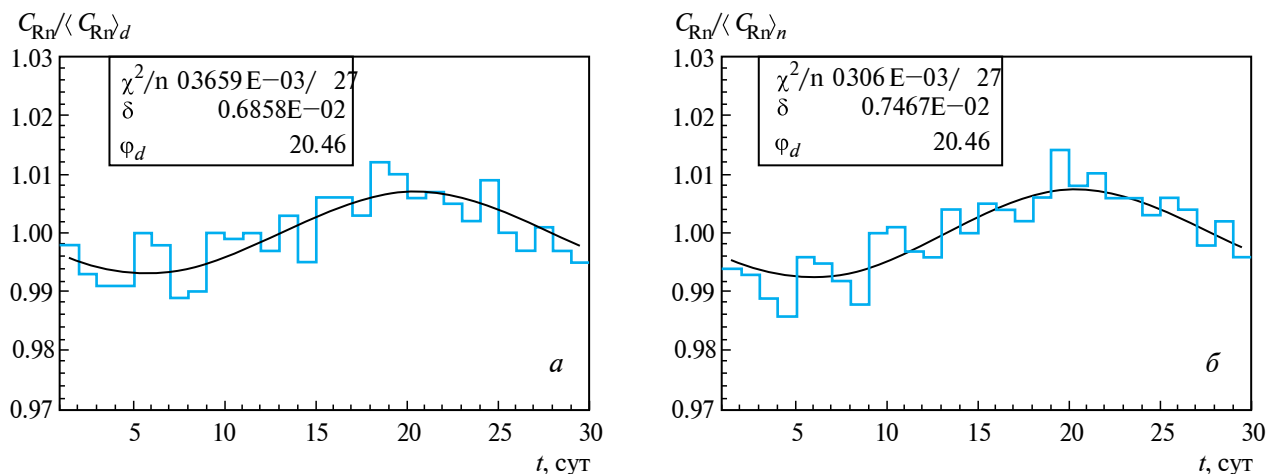


Рис. 6. Лунно-месячные вариации $C_{Rn} / \langle C_{Rn} \rangle$ концентрации радона: *a* — в дневное время; *б* — в ночное время.

и 2) ночные часы — с 23.00 до 06.00. Данной процедурой мы хотели проверить, как влияют на лунно-месячную вариацию обнаруженные нами ранее (см. в [22, 23]) техногенные суточные вариации, связанные с вентиляцией в зале и работой сотрудников на экспериментах. Техногенные суточные вариации C_{Rn} имеют двугорбую структуру: повышение скорости счета с начала рабочего времени до обеда к 13.00, затем провал на два часа, опять повышение к 16.00 и плавный спад к 22.00. В выходные дни скорость счета C_{Rn} постоянна, без вариаций, что говорит о техногенном характере модуляций.

На рис. 6, *a*, *б* представлены лунно-месячные вариации с эпохой один лунный месяц. На 15 бин гистограммы всегда приходится полнолуние. Данные C_{Rn} нормированы на среднее значение в год. Аппроксимация (фитирование) распределения законом $f(t) = 1 + [\delta C_{Rn} / \langle C_{Rn} \rangle] \cos(2\pi(t - \phi)/T)$, где период $T = 29.5$ сут, дала амплитуду модуляции $\delta C_{Rn} / \langle C_{Rn} \rangle_d = \delta C_{Rn} / \langle C_{Rn} \rangle_n = 0.7\%$ и фазу (ϕ), сдвинутую относительно полнолуния на ~ 5 сут, для дневных и ночных периодов одинаково. Метод наложения эпох дал одинаковый результат для дневного и ночного периода набора данных. Это означает, что активность людей в экспериментальном зале, которая создает техногенные пики (возмущения), не мешает наблюдать лунно-месячные вариации гамма-квантов, регистрируемые LVD.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последние несколько десятилетий были сделаны попытки измерить аномальные эманации подземных газов в сейсмоопасных регионах мира, в частности, гелия, радона, водорода и углекислого газа [31]. Среди них наиболее информативен в качестве предвестника землетрясения — радон. Измерения радона в почве, грунтовых водах и в атмосферном воздухе показали, что его пространственные и временные вариации могут

предоставить информацию о геодинамических событиях. Эта информация представляет интерес при прогнозировании тектонических событий [32, 33].

Связь между напряженным состоянием горных пород и вариациями выделения радона была предложена и подтверждена несколькими лабораторными экспериментами, например [34, 35].

По данным детектора LVD, который регистрирует гамма-кванты от распада радона в атмосфере зала в непрерывном режиме каждые 10 мин, обнаружена модуляция концентрации радона, связанная с лунно-месячными циклами. Эта модуляция обусловлена приливной деформацией земной коры. Локально различные поля напряжений могут быть следствием изменения порового давления, связанным с подъемом глубинных потоков в земной коре. Другие возможные причины вариаций, такие как температура, атмосферное давление в масштабах недели — месяца, а также резкие перепады суточного давления не коррелируют с данными LVD по скорости счета гамма-квантов, а следовательно, и с выбросами радона [36].

Обнаружена гармоника, соответствующая главному синодическому лунно-месячному периоду 29.53 сут. Также проявляются гармоники с периодами около 27.0 сут (кратные 9 сут) и около 28 сут (кратные 7 сут), которые являются следствием суммарного воздействия нескольких колебательных мод, возникающих при наличии периодических колебаний различной природы в земной коре.

Фаза (максимум амплитуды) синодического периода приходится на день полнолуния в пределах ошибок. Амплитуда вариаций в разные годы варьируется от 0.5 до 0.8%. Такой разброс имеет физический характер и связан с изменением интенсивности выхода радона из пор горных пород в различные периоды измерений. В работе [37] было показано, что землетрясения и тектонические подвижки могут изменить поровое давление

и уменьшить эффективное напряжение на плоскости разлома, что даст меньший отклик при измерении тектонических газов.

Также следствием проведенного нами анализа являются указания на то, что максимум фазы лунно-месячных вариаций гамма-квантов от распада радона, измеренных LVD, сдвинут после полнолуния на 1–5 сут. Похожие указания есть в работе [13].

Изменения напряженно-деформируемого состояния земной коры, вызванные приливными силами, приводят к миграции газов вдоль трещинных зон. Существует мнение, что радоновые аномалии в зонах тектонических нарушений являются результатом сравнительно быстрого объемного переноса газов через разломы и трещины из более глубоких пород [38]. В этом случае радон может выйти раньше и/или во время землетрясения. Исследуя форму радоновых пиков на LVD и временной характер их появления, мы надеемся найти различие в механизмах распространения геогазов при подготовке землетрясений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке по гранту Российского научного фонда 23-22-00048 (<https://rscf.ru/project/23-22-00048/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Bernabei *et al.* (DAMA Collab.), arXiv: 0804.2741; arXiv: 2209.00882.
2. N. Sherman, Phys. Rev. **93**, 208 (1954).
3. A. G. Fenton, R. M. Jacklyn, and R. B. Taylor, Nuovo Cimento B **22**, 285 (1961).
4. M. Ambrosio *et al.* (MACRO Collab.), Phys. Rev. D **67**, 042002 (2003).
5. F. P. An *et al.* (Daya Bay Collab.), JCAP **01**, 001 (2018).
6. P. Desiati *et al.* (Ice Cube Collab.), in *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, 2011*.
7. M. Agostini *et al.* (Borexino Collab.), JCAP **02**, 046 (2019); P. Adamson *et al.* (MINOS Collab.), Phys. Rev. D **90**, 012010 (2014).
8. N. Agafonova *et al.* (OPERA Collab.), JCAP **10**, 003 (2019); arXiv: 1810.10783[hep-ex].
9. Л. И. Дорман, *Метеорологические эффекты космических лучей* (Наука, Москва, 1972).
10. Yu. M. Andreyev, A. E. Chudakov, V. A. Kozyarivsky, V. Ya. Poddubny, T. I. Tulupova, and A. V. Voevodsky, in *Proceedings of the 21st ICRC, Adelaide, 1990*, SH 8.2–10, p. 88.
11. В. В. Алексеенко, Д. Д. Джаппуев, В. А. Козырявский, А. У. Куджаев, В. В. Кузьминов, О. И. Михайлова, Ю. В. Стенькин, Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 1075 (2007).
12. В. В. Алексеенко, Ю. М. Гаврилюк, Д. М. Громушкин, Д. Д. Джаппуев, А. У. Куджиев, В. В. Кузьминов, О. И. Михайлова, Ю. В. Стенькин, В. И. Степанов, Физика Земли **8**, 91 (2009) [Phys. Solid Earth. **45**, 709 (2009)].
13. Д. С. Хабитуев, Б. Г. Шпынев, А. В. Татарников, Е. С. Щеглова, Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса **14**, 321 (2017).
14. N. Y. Agafonova, M. Aglietta, P. Antonioli, V. V. Ashikhmin, G. Badino, G. Bari, R. Bertoni, E. Bressan, G. Bruno, V. L. Dadykin, E. A. Dobrynina, R. I. Enikeev, W. Fulgione, P. Galeotti, M. Garbini, P. L. Ghia, *et al.*, Astrophys. J. **802**, 47 (2015).
15. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, О. Г. Рязская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев, ЯФ **81**, 85 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 95 (2018)].
16. Н. Ю. Агафонова, О. Г. Рязская (от имени коллаборации LVD), ЯФ **85**, 70 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 79 (2022)].
17. N. Yu. Agafonova *et al.* (LVD Collab.), Phys. Rev. D **100**, 062002 (2019).
18. N. Yu. Agafonova (on behalf of the LVD Collab.), arXiv: 1701.04620; in *Proceedings of the 25th European Cosmic Ray Symposium (ECRS2016), Sept. 4–9, 2016, Turin, Italy*, C16–09–04.3.
19. Н. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин, ЖЭТФ **159**, 88 (2021) [JETP **132**, 73 (2021)]; Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, В. Л. Дадыкин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, О. Г. Рязская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 551 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **81**, 512 (2017)].
20. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, К. Р. Рудаков, О. Г. Рязская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 673 (2019) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **83**, 614 (2019)].
21. Н. Ю. Агафонова, Е. А. Добрынина, Н. А. Филимонова, И. Р. Шакирьянова (от имени коллаборации LVD), ЖЭТФ **164**, 386 (2023).
22. C. Bari, M. Basile, G. Bruni, G. Cara Romeo, A. Castelvetti, L. Cifarelli, A. Contin, C. Del Papa, P. Giusti, G. Iacobucci, G. Maccarrone, T. Massam, R. Nania, V. O'Shea, F. Palmonari, E. Perotto *et al.*, Nucl. Instrum. Methods. A **264**, 5 (1988).
23. Н. Ю. Агафонова, В. А. Алексеев, Е. А. Добрынина, В. В. Кузнецов, А. С. Мальгин, О. Г. Рязская, В. Ф. Якушев, Препринт № 1071/2001, ИЯИ РАН (Москва, 2001).
24. Gianmarco Bruno, PhD Thesis, Universit'a de L'Aquila e Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali del Gran Sasso (2012).

25. Н. Ю. Агафонова, Е. А. Добрынина, Н. А. Филимонова (от имени коллаборации LVD), ВМУ. Серия 3. Физ. астрон. **78**, 2310202 (2023) [Moscow Univ. Phys. **78**, 27 (2023)].
26. N. Lomb, *Astrophys. Space Sci.* **39**, 447 (1976); J. Scargle, *Astrophys. J.* **263**, 835 (1982).
27. М. А. Павлейно, В. М. Ромаданов, *Спектральные преобразования в MatLab* (СПб., 2007), с. 160.
28. А. П. Кузнецов, С. П. Кузнецов, Н. М. Рыскин, *Нелинейные колебания* (Физматлит, Москва, 2002), с. 292.
29. G. Immè and D. Morelli, in *Radon as Earthquake Recursor, Earthquake Research and Analysis — Statistical Studies, Observations and Planning* (2012), p. 143–160.
30. С. В. Бирюлин, Дис. ... канд. геол.-минерал. наук, ИЗК СО РАН (Екатеринбург, 2022).
31. В. И. Уткин, А. К. Юрков, Доклады РАН **358**, 675 (1998); P. Tuccimei, S. Mollo, S. Vinciguerra, M. Castelluccio, and M. Soligo, *Geophys. Res. Lett.* **37**, L05305 (2010); I. Hirose, I. Kawasaki, S. Takemoto, and Y. Tamura, *J. Geod. Soc. Jpn.* **49**, 227 (2003).
32. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, О. Г. Ряжская, Н. А. Филимонова, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD, Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 1661 (2021) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 1320 (2021)].
33. F. H. Weinlich, E. Faber, A. Boušková, J. Horálek, M. Teschner, and J. Poggenburg, *Tectonophysics*. **421**, 89 (2006).
34. В. И. Уткин, А. К. Юрков, Геология и геофизика **51**, 277 (2010).

LUNAR-MONTHLY VARIANCES IN THE BACKGROUND GAMMA-QUANTA MEASURED AT THE LVD

**N. Yu. Agafonova¹⁾, V. V. Ashikhmin¹⁾, E. A. Dobrynina¹⁾, R. I. Enikeev¹⁾, N. A. Filimonova¹⁾,
I. R. Shakiryanova¹⁾, V. F. Yakushev¹⁾, on behalf of the LVD collaboration**

¹⁾*Institute for Nuclear Research of RAS, Moscow, Russia*

According to the Large Volume Detector (LVD), located in the underground laboratory of Gran Sasso, Italy, a modulation of the concentration of the radioactive gas radon from the natural radioactivity of the rock, associated with lunar-monthly cycles, was detected. The rising phase falls on the days of the full moon. The amplitude of variations varies from 0.5 to 0.8%.

ФУНКЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ШАЛ, РЕГИСТРИРУЕМОЙ УСТАНОВКОЙ НЕВОД-ШАЛ

© 2024 г. Е. А. Южакова^{1)*}, М. Б. Амельчаков¹⁾, А. Г. Богданов¹⁾, Д. М. Громушкин¹⁾,
А. Ю. Коновалова¹⁾, Н. В. Пономарева¹⁾, С. С. Хохлов¹⁾, И. А. Шульженко¹⁾

Поступила в редакцию 27.09.2023 г.; после доработки 27.09.2023 г.; принята к публикации 27.09.2023 г.

В работе представлено сравнение точности восстановления мощности и координат осей широких атмосферных ливней на основе отклика установки НЕВОД-ШАЛ при использовании различных функций пространственного распределения частиц. Приводится сопоставление пространственного распределения частиц ШАЛ по моделированным и экспериментальным данным.

DOI: 10.31857/S0044002724010053, EDN: KEFDOK

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования первичных космических лучей высоких энергий (более 10^{14} эВ) проводятся с помощью широких атмосферных ливней (ШАЛ). Основные параметры ШАЛ (зенитный и азимутальный угол, координаты оси, мощность и возраст ливня) позволяют получать информацию об энергетическом спектре, химическом составе и анизотропии космических лучей. Для регистрации широких атмосферных ливней в Экспериментальном комплексе НЕВОД [1] работает установка НЕВОД-ШАЛ [2], которая состоит из девяти кластеров и регистрирует ливни в диапазоне первичных энергий 10^{15} – 10^{17} эВ. Кластеры установки расположены на крышах лабораторных корпусов и на территории вокруг зданий и занимают площадь около 10^4 м². Каждый кластер состоит из четырех детектирующих станций (ДС), позволяющих измерять энерговыделение и время прихода частиц ливней.

Для восстановления параметров ШАЛ требуется единая функция, аппроксимирующая пространственное распределение частиц $\rho(r)$ на разных расстояниях r от оси ливня. В настоящее время существует множество различных функций, базирующихся на функции Нишимуры—Каматы—Грейзена [3]. Решение об использовании той или иной формы аппроксимирующей функции принимается на основе анализа моделированных событий.

2. ФУНКЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

В различных экспериментах по регистрации ШАЛ, измеряющих плотность частиц ливней, например ШАЛ-МГУ [4], Tunka-Grande [5], ТШВНС [6], KASCADE-Grande [7], EAS-TOP [8], применяются различные формы функции пространственного распределения (ФПР) для реконструкции параметров ливня. Наиболее распространенными формами ФПР являются: классическая функция Нишимуры—Каматы—Грейзена (НКГ), модифицированная функция НКГ (m), функция НКГ с локальным возрастом (loc) и ФПР из работы [9] (lag).

Классическая НКГ-функция представляет собой параметризацию функции пространственного распределения электронов, полученную в рамках чистой электромагнитной каскадной теории [10]:

$$\rho_{НКГ}(r, S, N_e) = \left(\frac{N_e}{r_M^2} \right) \left(\frac{r + \delta}{r_M} \right)^{S-2} \times \left(1 + \frac{r + \delta}{r_M} \right)^{S-4.5} \frac{\Gamma(4.5 - S)}{2\pi\Gamma(S)\Gamma(4.5 - 2S)}, \quad (1)$$

где S — возраст (данная формула справедлива для диапазона возрастов $0.5 < S < 1.5$); N_e — мощность ливня (число частиц); r_M — радиус Мольера (характерная единица длины в теории рассеяния Мольера); δ — поправка на расстояние до оси ливня для предотвращения предельного случая $\rho \rightarrow \infty$, когда ось ливня попала в детектор.

Для уровня наблюдения установки НЕВОД-ШАЛ (примерно 181 м над уровнем моря) радиус Мольера находится в диапазоне от 70 до 80 м в зависимости от параметров атмосферы.

¹⁾ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия.

*E-mail: EAYuzhakova@mephi.ru

В работе В. В. Учайкина и его коллег [11] было установлено, что классическая функция НКГ не описывает радиальное распределение частиц при стремлении энергии первичной частицы к бесконечности ($E \rightarrow \infty$), поэтому авторы предложили следующую модификацию:

$$\rho_m(r, S, N_e) = (m)^{-2} \rho_{\text{НКГ}}\left(\frac{r}{m}\right); \quad (2)$$

$$\rho_{\text{НКГ}}\left(\frac{r}{m}\right) = \left(\frac{N_e}{r_M^2}\right) \left(\frac{r + \delta}{r_M m}\right)^{S-2} \times \\ \times \left(1 + \frac{r + \delta}{r_M m}\right)^{S-4.5} \frac{\Gamma(4.5 - S)}{2\pi\Gamma(S)\Gamma(4.5 - 2S)}, \quad (3)$$

где $m = 0.78 - 0.21S$ для диапазона возрастов $0.8 < S < 1.6$.

Экспериментальные данные ШАЛ-МГУ [12] показывают, что на расстоянии от 15 до 30 м от оси ливня пространственное распределение частиц спадает медленнее, чем предсказывает функция НКГ. Предполагается, что это связано с ядерно-каскадным процессом в ШАЛ, для учета которого вводится понятие локального возраста S_{loc} [13]. Модификация НКГ-функции осуществляется за счет поправки на зависимость локального возраста S_{loc} от расстояния до оси ливня r :

$$\rho_{\text{loc}}(r, S, N_e) = \left(\frac{N_e}{r_M^2}\right) \left(\frac{r + \delta}{r_M}\right)^{S+a(r)-2} \times \quad (4)$$

$$\times \left(1 + \frac{r + \delta}{r_M m}\right)^{S+a(r)-4.5} C(S), \quad (5)$$

$$C(S) = \frac{\Gamma(4.5 - S)}{2\pi\Gamma(S)\Gamma(4.5 - 2S)},$$

где $a(r)$ — экспериментально полученная зависимость локального возраста S_{loc} от расстояния до оси ливня r на установке ШАЛ-МГУ для ливней с зенитными углами $\theta < 30^\circ$.

Из теоретического расчета и Монте-Карло-моделирования, проведенного с учетом ядерно-каскадного процесса, в работе [9] предлагается описывать поперечное распределение электронов как в гамма-ливнях, так и в ливнях, инициированных первичными ядрами, с помощью масштабируемого формализма. В функции пространственного распределения основным масштабируемым параметром является среднеквадратичный радиус ливня $R_{\text{m.s}}$ (аналог радиуса Мольера r_M в классической ФПР):

$$\rho_{\text{lag}}(r, S, N_e) = \left(\frac{N_e \times 0.28}{R_{\text{m.s}}^2}\right) \left(\frac{r + \delta}{R_{\text{m.s}}}\right)^{-1.2} \times \\ \times \left(1 + \frac{r + \delta}{R_{\text{m.s}}}\right)^{-3.33} \left[1 + \left(\frac{r + \delta}{10R_{\text{m.s}}}\right)^2\right]^{-0.6}. \quad (6)$$

Среднеквадратичный радиус $R_{\text{m.s}}$, м, зависит от среднего положения максимума каскадной кривой t_{max} , $\text{г} \times \text{см}^{-2}$, глубины атмосферы от первого взаимодействия до уровня наблюдения t и первичной энергии частицы E_0 :

$$R_{\text{m.s}}(E_0, t) = \frac{\rho_0}{\rho(t)} 173.0 \times \\ \times \left[0.546 + \frac{2}{\pi} \arctg\left(\frac{t}{t_{\text{max}} + 100(\text{г} \times \text{см}^{-2})} - 1\right)\right], \quad (7)$$

где $\rho_0 = 1.225 \times 10^{-3} \text{ г} \times \text{см}^{-3}$; $\rho(t)$ — плотность воздуха на атмосферной глубине t . Положение максимума каскадной кривой определяется как

$$t_{\text{max}}(E_0) = 740 + 65 \log_{10}(E_0 / 10^{18} \text{ эВ}). \quad (8)$$

Так как среднеквадратичный радиус ливня зависит от положения максимума каскадной кривой и, следовательно, от энергии первичной частицы, то определение данного параметра представляется сложной задачей. Однако в работе [14] показано, что восстановление параметров с использованием масштабируемости также возможно при использовании фиксированных значений первичных энергий.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕКОНСТРУКЦИИ ПАРАМЕТРОВ ШАЛ

Для анализа различных ФПР при реконструкции параметров ливней на основе отклика установки НЕВОД-ШАЛ использовались моделированные события, полученные в программе CORSIKA [15] (версия 7.7410) с использованием модели адронных взаимодействий QGSJET-II-04 + FLUKA 2020.0.3. Электронно-фотонная компонента рассчитывалась с помощью подпрограмм EGS. Энергетический спектр первичных частиц имеет степенную форму с показателем $(\gamma + 1) = 2.7$. Анализировались 1200 000 событий для ливней от протонов с энергиями $10^{15} - 10^{17}$ эВ в диапазоне зенитных углов от 0° до 50° . Оси ливней разыгрывались равномерно по площади, включающей установку НЕВОД-ШАЛ и территорию за границей установки (100 м от края). Моделирование откликов детектирующих станций (ДС) проведено с использованием пакета Geant4 [16] (версия 10.7), описание частиц и физических процессов осуществлялось с помощью стандартного набора (PhysicsList) QGSP_BERT.

При анализе экспериментальных данных первым этапом реконструкции является определение зенитного и азимутального углов прихода первичной частицы по относительным временным задержкам срабатывания ДС установки. Для проверки разных форм ФПР по моделированным событиям направление оси ШАЛ считалось известным и при

обработке событий проводился только амплитудный анализ откликов детектирующих станций.

Для получения координат оси, мощности и возраста ливня использовались два метода: метод наименьших квадратов (МНК) и метод максимального правдоподобия (ММП).

Восстановление параметров ливней методом наименьших квадратов проводилось путем аппроксимации откликов детектирующих станций функцией пространственного распределения частиц. Для аппроксимации использовалась библиотека языка программирования Python — SciPy [17], предназначенная для выполнения научных и инженерных расчетов. Выбранная функция оптимизации `scipy.optimize.curve_fit` использует нелинейный МНК при подборе параметров.

Поиск параметров ШАЛ методом максимального правдоподобия основан на минимизации логарифмической функции правдоподобия $L(n, \lambda)$:

$$L(n, \lambda) = - \left[\sum_{i=1}^k \ln P_n + \sum_{i=1}^{j-k} \ln P_0 \right]; \quad (9)$$

$$\sum_{i=1}^k \ln P_n = \sum_{i=1}^k \left[n_i \ln \lambda_i - \lambda_i + \ln \left(1 - \prod_{i=2}^4 e^{-\lambda_i} \right) \right]; \quad (10)$$

$$\sum_{i=1}^{j-k} \ln P_0 = \sum_{i=1}^{j-k} \ln \left[e^{-\lambda_i} + (1 - e^{-\lambda_i}) \prod_{i=2}^4 e^{-\lambda_i} \right], \quad (11)$$

где n — количество зарегистрированных частиц; k — количество сработавших ДС в событии; j — общее количество ДС, подключенных к установке на момент регистрации; P_n и P_0 — вероятности детектирующей станции сработать и не сработать соответственно; λ — ожидаемое число частиц.

В данных формулах учтены триггерные условия срабатывания кластера: отклик от двух и более ДС в кластере превышает 0.75 частицы.

Поиск минимума функции правдоподобия (см. формулу (11)) выполняется функцией `optimize.minimize` из библиотеки SciPy, которая для поиска минимума использует усеченный алгоритм Ньютона.

В анализе использовались события с мягкими и жесткими условиями отбора. Мягкие условия отбора: максимальное энерговыделение в одной из внутренних детектирующих станций (рис. 1), включая ДС центрального кластера установки, который расположен на крыше ЭК НЕВОД; сработали три и более кластера одновременно. Жесткие условия отбора: максимальное энерговыделение в одной из детектирующих станций центрального кластера; в событии одновременно сработали семь и более кластеров. Количество событий, удовлетворяющих жестким условиям, — 9876, мягким условиям — 83683.

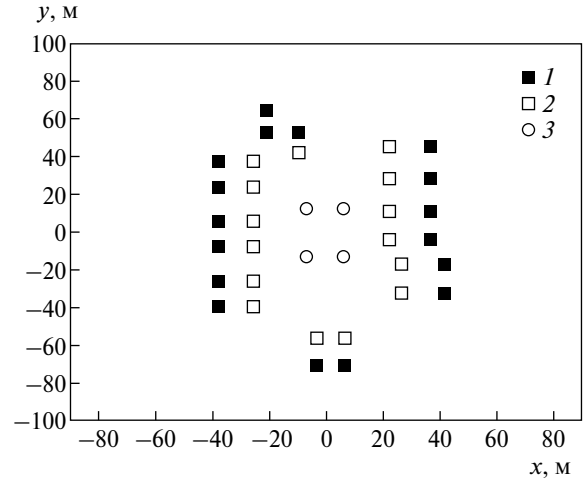


Рис. 1. Координаты детектирующих станций установки НЕВОД-ШАЛ: 1 — внешние ДС; 2 — внутренние ДС; 3 — ДС центрального кластера установки.

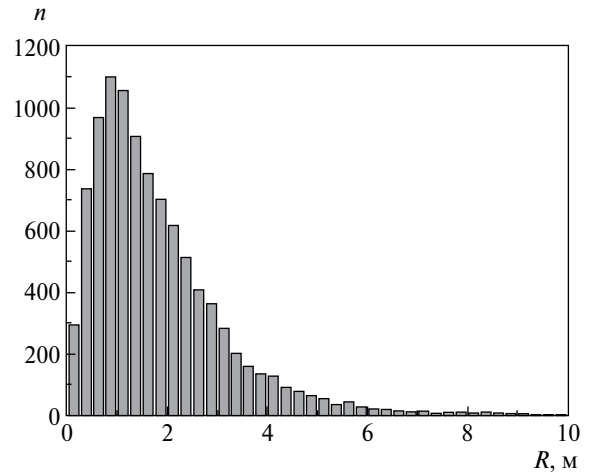


Рис. 2. Распределение событий n по расстоянию R между восстановленной (МНК с классической НКГ-функцией) и моделированной осями ШАЛ.

Для оценки погрешности восстановления оси ШАЛ используется величина $\sqrt{R^2}$, где R — расстояние между положениями восстановленной $(x_{\text{восс}}, y_{\text{восс}})$ и моделированной $(x_{\text{мод}}, y_{\text{мод}})$ оси ШАЛ в плоскости $z = 0$:

$$R = \sqrt{(x_{\text{с, мод}} - x_{\text{с, восс}})^2 + (y_{\text{с, мод}} - y_{\text{с, восс}})^2}. \quad (12)$$

Распределение событий по расстоянию между положениями восстановленной и моделированной осей R приведено на рис. 2. Координаты оси ливня находились методом наименьших квадратов с использованием классической НКГ-функции при жестких условиях отбора. Величина $\sqrt{R^2}$

для данного распределения составляет 3.4 м, наиболее вероятное значение — 0.9 м, ширина на полувысоте — 2.2 м.

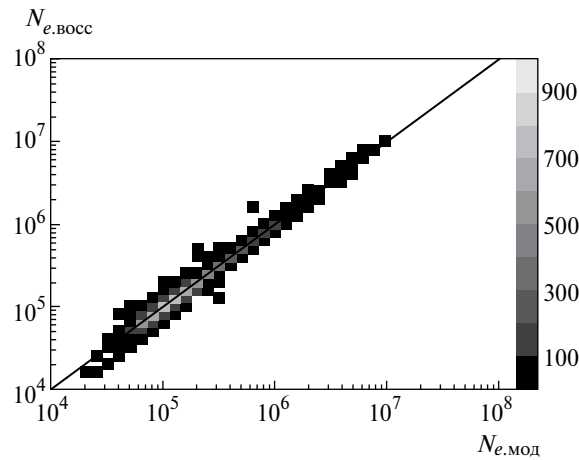


Рис. 3. Корреляции восстановленной $N_{e,восс}$ (МНК с классической НКГ-функцией) и моделированной $N_{e,мод}$ мощности ливня. Линия на рисунке показывает прямую пропорциональность.

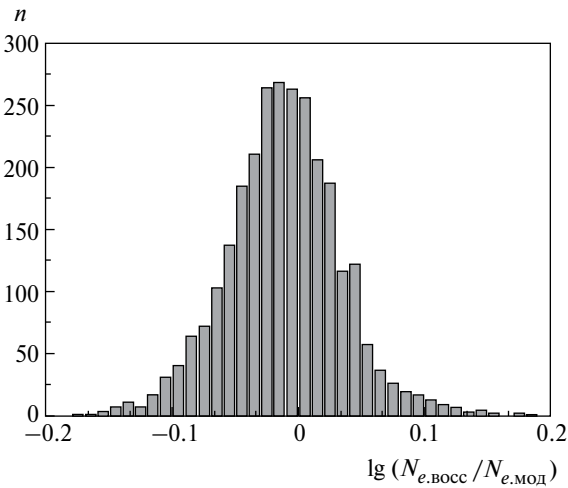


Рис. 4. Распределение событий n по логарифму отношения восстановленной (МНК с классической НКГ-функцией) и моделированной мощности при моделированном значении $lg N_{e,мод} = 5 \pm 0.1$.

Важнейшим параметром ШАЛ является мощность. При моделировании ливней с первичной энергией от 10^{15} до 10^{17} эВ значения мощности находятся в диапазоне от 2×10^4 до 10^7 частиц. На рис. 3 представлена корреляция восстановленной $N_{e,восс}$ и моделированной $N_{e,мод}$ мощности ливня. Мощность восстановлена с помощью классической НКГ-функции методом наименьших квадратов при жестких условиях отбора. Значение моделированной мощности ливня соответствует общему числу электронов на уровне наблюдения, которые получают прямым пересчетом числа электронов в программе CORSIKA. Как видно, большинство событий лежат на линии прямой пропорциональности, коэффициент корреляции составляет 0.99.

Точность реконструкции мощности ливня определялась как стандартное отклонение σ распределения логарифма отношения восстановленной и моделированной мощности при значении моделированной $lg N_{e,мод} = 5.0 \pm 0.1$ (рис. 4). Стандартное отклонение представленного распределения составляет 0.045 ± 0.001 , среднее значение равно 0.011 ± 0.001 .

При анализе встречались события, для которых алгоритмы восстановления не смогли определить наилучшие параметры. В основном это связано с тем, что ось ливня находилась за пределами установки НЕВОД-ШАЛ либо на установку пришел ливень малой мощности, поэтому количество невосстановленных событий может служить критерием оценки работы методов реконструкции.

В табл. 1 представлены результаты реконструкции параметров ШАЛ для различных видов ФПР методом наименьших квадратов: погрешность восстановления оси $\sqrt{R^2}$, точность восстановления

мощности σ и количество невосстановленных событий. Персональному компьютеру на базе процессора Intel Core i7 (3.6 ГГц) с оперативной памятью 64 ГБайт для обработки выборки событий с мягкими и жесткими условиями отбора методом наименьших квадратов с использованием классической НКГ-функции потребовалось примерно 16 мин. Как видно, различные функции дают близкую точность восстановления оси и мощности ливня, хотя результат использования ФПР [9] по сравнению с остальными вариантами хуже на ~ 1.5 м. Погрешность определения оси ливня для всех вариантов функций лежит в диапазоне от 3 до 5 м. При характерном размере одного кластера 15 м

Таблица 1. Результаты реконструкции параметров ШАЛ методом наименьших квадратов

Форма ФПР	$\sqrt{R^2}$, м	σ	Число невосстановленных событий
Жесткие условия отбора			
Классическая НКГ	3.4	0.045	1
Модифицированная НКГ	3.8	0.050	8
С локальным возрастом	3.6	0.048	6
Из работы [9]	5.0	0.103	0
Мягкие условия отбора			
Классическая НКГ	31.7	0.090	312
Модифицированная НКГ	35.1	0.109	125
С локальным возрастом	30.8	0.104	53
Из работы [9]	36.0	0.161	2

полученная точность восстановления удовлетворяет требованиям эксперимента. Как видно из таблицы, наилучшая точность восстановления мощности достигается при использовании классической НКГ-функции, среднеквадратичное отклонение распределения по отношению логарифмов моделированной и восстановленной мощности $\sigma = 0.045$ для жестких условий отбора и $\sigma = 0.090$ для мягких, что при пересчете из логарифмического в линейный масштаб дает относительную точность 11 и 23%.

Результаты восстановления параметров ливней для разных видов ФПР методом максимального правдоподобия приведены в табл. 2. Для обработки событий с мягкими и жесткими условиями отбора на основе метода максимального правдоподобия при использовании классической НКГ-функции персональному компьютеру с теми же характеристиками (как и для обработки МНК) требуется приблизительно 2.5 ч. Для всех форм ФПР результаты по восстановлению оси ШАЛ в среднем на 18% хуже, чем при использовании метода наименьших квадратов, однако алгоритм ММП восстановил все события из имеющейся выборки.

Для обоих методов восстановления параметров (МНК и ММП) результаты точности реконструкции для классической НКГ, модифицированной НКГ и функции с локальным возрастом являются сопоставимыми. Результат применения ФПР из работы [9] оказался несколько хуже. Масштабируемый подход, по сравнению с функциями, основанными на классической НКГ, позволяет получить более точное распределение электронов на больших расстояниях от оси ливня (до 3 км), поэтому скейлинговый формализм хорошо описывает данные крупномасштабных установок [18]. Однако теоретические и экспериментальные ФПР

плохо согласуются на малых расстояниях от оси ливня, что важно для установок меньших размеров, например, ШАЛ-МГУ [19] и НЕВОД-ШАЛ. Оптимальным вариантом для реконструкции параметров широких атмосферных ливней на установке НЕВОД-ШАЛ является классическая НКГ-функция.

4. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТА

Для сравнения моделированных и экспериментальных распределений плотности частиц был выбран период работы установки НЕВОД-ШАЛ за один месяц — от 01.07.2020 до 31.07.2020. Всего за данный период было зарегистрировано около 22.5 млн событий, из них примерно 140 тыс. удовлетворяют жестким условиям отбора. Средняя экспериментальная плотность частиц ливней была получена при жестких условиях отбора в диапазоне восстановленной мощности $\lg N_{e, \text{восст}} = 5.00 \pm 0.25$. Реконструкция параметров ливней проводилась методом максимального правдоподобия с использованием классической НКГ-функции. На рис. 5 представлены средние функции пространственного распределения: сплошные квадраты — экспериментальные данные установки НЕВОД-ШАЛ; полые точки — средние плотности по данным моделирования при жестких условиях отбора в диапазоне мощности $\lg N_{e, \text{мод}} = 5.00 \pm 0.25$; сплошная линия — теоретические значения плотности частиц ливня, рассчитанные по классической НКГ-функции со значением мощности $\lg N_e = 5.0$ и возраста $S = 1.36$ (средний возраст ливней в анализируемой выборке событий по данным CORSIKA).

Таблица 2. Результаты реконструкции параметров ШАЛ методом максимального правдоподобия

Форма ФПР	$\sqrt{R^2}$, м	σ	Число невосстановленных событий
Жесткие условия отбора			
Классическая НКГ	5.0	0.053	0
Модифицированная НКГ	4.6	0.052	0
С локальным возрастом	4.9	0.052	0
Из работы [9]	5.1	0.120	0
Мягкие условия отбора			
Классическая НКГ	32.1	0.111	0
Модифицированная НКГ	34.0	0.118	0
С локальным возрастом	31.7	0.117	0
Из работы [9]	33.6	0.175	0

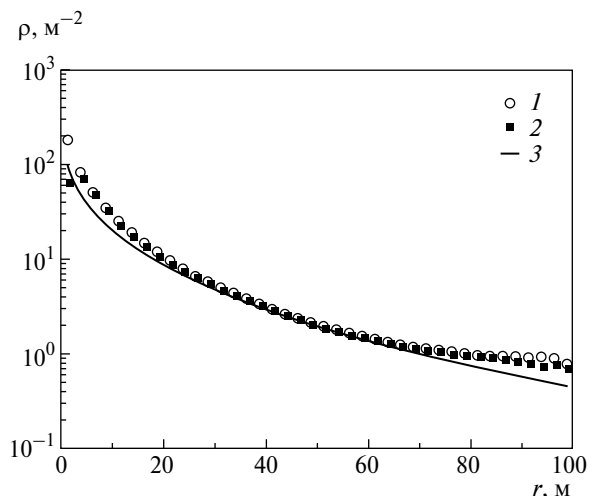


Рис. 5. Средние ФПР: 1 — данные эксперимента; 2 — результаты моделирования; 3 — теоретическая плотность частиц по функции НКГ ($\lg N_e = 5$, $S = 1.36$).

Как видно, экспериментальная плотность частиц по данным установки НЕВОД-ШАЛ хорошо согласуется с результатами моделирования. Классическая НКГ-функция хорошо описывает экспериментальные данные и результаты моделирования на расстояниях от 20 до 70 м. Как и во многих экспериментах, в области ствола ШАЛ наблюдается превышение плотности частиц над теоретической ФПР, которое может быть вызвано совокупностью факторов, таких как энерговыделение адронной компоненты, переходные эффекты в детекторах, включая $\gamma - e$ -конверсию [20], и др. Завышение плотности частиц на расстояниях более 70 м ($\sim$ радиус Мольера) объясняется повышением вклада мюонной компоненты ливня в общее энерговыделение.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, из четырех проверенных вариантов функции пространственного распределения наилучшие результаты для восстановления характеристик ливней на установке НЕВОД-ШАЛ показывает классическая НКГ-функция. Функция с локальным возрастом и модифицированная функция НКГ дают сопоставимую точность восстановления параметров. Использование распределения плотности частиц ливня по функции [9] приводит к меньшей точности восстановления параметров по сравнению с остальными вариантами. Сравнение метода наименьших квадратов и метода максимального правдоподобия показало, что МНК дает лучшую точность при восстановлении положения оси и мощности ШАЛ и в 8–10 раз более быструю скорость работы, но при этом возникают проблемы при реконструкции 0.4% событий.

Средние экспериментальные плотности частиц ливня, полученные на установке НЕВОД-ШАЛ, хорошо согласуются с смоделированными данными CORSIKA (QGSJET-II-04 + FLUKA 2020.0.3).

Исследование выполнено на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-72-10010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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. Kononova, A. A. Kovylyayeva *et al.*, JINST **16**, T08014 (2021).
2. M. B. 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. Kononova, 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).
3. K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. **10**, 63 (1960).
4. Yu. A. Fomin, N. N. Kalmykov, I. S. Karpikov, G. V. Kulikov, M. Yu. Kuznetsov, G. I. Rubtsov, V. P. Sulakova, and S. V. Troitsky, JINST **11**, T08005 (2016).
5. R. D. Monkhoev, N. M. Budnev, D. M. Voronin, A. R. Gafarov, O. A. Gress, T. I. Gress, O. G. Grishin, A. N. Dyachok, S. N. Epimakhov, D. P. Zhurov, A. V. Zagorodnikov, V. L. Zurbanov, A. L. Ivanova, N. N. Kalmykov, Yu. A. Kazarina, S. N. Kiryuhin *et al.*, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **81**, 468 (2017).
6. A. P. Chubenko, A. L. Shepetov, V. P. Antonova, R. U. Beisembayev, A. S. Borisov, O. D. Dalkarov, O. N. Kryakunova, K. M. Mukashev, R. A. Mukhamedshin, R. A. Nam, N. F. Nikolaevsky, V. P. Pavlyuchenko, V. V. Piscal, V. S. Puchkov, V. A. Ryabov, T. Kh. Sadykov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **832**, 158 (2016).
7. A. Chiavassa, W. D. Apel, J. C. Arteaga-Velázquez, K. Bekk, M. Bertaina, J. Blümer, H. Bozdog, I. M. Brancus, E. Cantoni, F. Cossavella, K. Daumiller, V. de Souza, F. Di Piero, P. Doll, R. Engel, D. Fuhrmann *et al.*, EPJ Web Conf. **208**, 03002 (2019).
8. EAS-TOP Collab. (M. Aglietta, B. Alessandro, P. Antonelli, F. Arneodo, L. Bergamasco, M. Bertaina, C. Castagnoli, A. Castellina, A. Chiavassa, G. Cini Castagnoli, B. D’Ettorre Piazzoli, G. Di Sciascio, W. Fulgione, P. Galeotti, P. L. Ghia *et al.*), Astropart. Phys. **10**, 1 (1999).
9. R. I. Raikin, A. A. Lagutin, N. Inoue, and A. Misaki, in *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference, Hamburg, 2001*, vol. 1, p. 290.
10. K. Kamata and J. Nishimura, Prog. Theor. Phys. Suppl. **6**, 93 (1958).
11. A. A. Lagutin, A. V. Pljasheshnikov, and V. V. Uchaikin, in *Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference, Tokyo, 1979*, Ed. by S. Miyake (Japan, Tokyo, 1979), vol. 7, p. 18.
12. N. N. Kalmykov, G. V. Kulikov, V. P. Sulakov, and Yu. A. Fomin, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **71**, 522 (2007).
13. Yu. A. Fomin, N. N. Kalmykov, V. N. Kalmykov, G. V. Kulikov, V. I. Solovjeva, V. P. Sulakov, and E. A. Vishnevskaya, in *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Tsukuba, 2003*, Ed. by T. Kajita (Japan, IUPAP, 2003), vol. 1, p. 119.
14. Yu. A. Fomin, N. N. Kalmykov, J. Kempa, G. V. Kulikov, and V. P. Sulakov, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **175–176**, 334 (2008).
15. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, Report FZKA6019 (Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe, 1998).
16. 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, S. Chauvie *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
17. SciPy, SciPy Reference Guide, <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/> (2015).
18. A. A. Lagutin, R. I. Raikin, N. Inoue, and A. Misaki, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28**, 1259 (2002).
19. Н. Н. Калмыков, Г. В. Куликов, В. П. Сулаков, Ю. А. Фомин, Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 3. Физ. астрон. **1**, 32 (2007).
20. P. K. F. Grieder, *Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical: a Tutorial, Reference Manual and Data Book* (Springer, Berlin, London, 2010), vol. 1.

LATERAL DISTRIBUTION FUNCTIONS OF THE ELECTRON-PHOTON COMPONENT OF THE EAS REGISTERED WITH THE NEVOD-EAS ARRAY

**E. A. Yuzhakova¹⁾, M. B. Amelchakov¹⁾, A. G. Bogdanov¹⁾, D. M. Gromushkin¹⁾,
A. Yu. Konovalova¹⁾, N. V. Ponomareva¹⁾, S. S. Khokhlov¹⁾, I. A. Shulzhenko¹⁾**

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

A comparison of the accuracy of reconstruction of the shower size and coordinates of the axes of extensive air showers based on the response of the NEVOD-EAS array are presented. The reconstruction is based on various functions of the lateral distribution of particles. A comparison of the lateral distribution of EAS particles according to MC and experimental data is given.

КОСМОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР

© 2024 г. А. А. Зайцев^{1), 2)*}, Н. Маримутху¹⁾, Д. А. Артеменков¹⁾, П. И. Зарубин^{1), 2)},
Н. Г. Пересадько²⁾, В. В. Русакова¹⁾

Поступила в редакцию 28.07.2023 г.; после доработки 28.07.2023 г.; принята к публикации 28.07.2023 г.

Представлен статус исследования множественной фрагментации ядер Кг с энергией 950 МэВ на нуклон в ядерной эмульсии, нацеленного на определение вкладов 2α -распадов ^8Be , 3α -состояния Хойла и поиска 4α -частичного конденсатного состояния. В событиях с образованием нескольких релятивистских фрагментов He и H изучена возможность оценки множественности нейтронов в конусе фрагментации ядра-снаряда. Для планарной компоненты поперечных импульсов нейтронов, оценивавшихся по углам расположения наблюдаемых вторичных звезд, параметр распределения Рэлея составил (35 ± 7) МэВ/с. Отмечается важность таких событий для интерпретации космофизических наблюдений.

DOI: 10.31857/S0044002724010066, EDN: KEDJQJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с открытия ядерной компоненты космических лучей только метод ядерной эмульсии (ЯЭ) позволяет изучать состав релятивистской фрагментации ядер на ускорителях высоких энергий. Многообещающий потенциал релятивистского подхода к анализу ансамблей фрагментов проявился в облучениях ЯЭ ядрами при энергии несколько гигаэлектронвольт на нуклон, начавшихся еще в 1970-х гг. на синхрофазотроне ОИЯИ и Бевалаке в Лаборатории имени Лоуренса в Беркли (США). Однако объективные трудности не позволили продвинуться в этом направлении иными методами. С 2000-х гг. метод ЯЭ применяется в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ на нуклотроне ОИЯИ в исследованиях кластерной структуры ядер, в том числе радиоактивных, а также в поиске нестабильных ядерно-молекулярных состояний [1].

Согласно наблюдениям релятивистские ядра вплоть до самых тяжелых могут фрагментировать в ядерной эмульсии на нуклоны и нуклонные кластеры. Последние представлены изотопами H и He (в основном протонами и α -частицами), а также легкими ядрами, обладающими выраженной кластерной структурой. Один из наиболее ярких примеров представлен на рис. 1, где отчетливо виден срыв ионизации в результате множественной фрагментации налетающего ядра. Несколько процентов

взаимодействий содержат струи фрагментов с суммарным зарядом, близким к заряду начального ядра, зачастую не сопровождаемые образованием фрагментов мишени. До сих пор интерпретация этого явления не предложена. Кроме того, внутри конуса фрагментации тяжелых ядер часто наблюдаются вторичные звезды, не имеющие следов до вершины взаимодействия, которые образуют релятивистские нейтроны-фрагменты.

Средний пробег релятивистских нуклонов в среде ЯЭ около 35 см. В принципе, множественность нейтронов может оцениваться по многократно уменьшающейся средней длине появления ядерных звезд, не имеющих входного следа. Будучи трудоемкими, измерения многократного рассеяния следов позволяют идентифицировать релятивистские изотопы ^2H , ^3H и ^3He , ^4He , которые косвенно указывают на число нейтронов в наиболее периферических столкновениях. Целостное исследование образования нейтронов в антилабораторной системе представляется важным как в ядерной астрофизике и космофизике, так и в прикладных ядерных исследованиях.

Эксперимент БЕККЕРЕЛЬ нацелен на поиск в релятивистском подходе α -частичного конденсата Бозе–Эйнштейна (αBEC) — нестабильного состояния S -волновых α -частиц [2, 3]. Крайне короткоживущее ядро ^8Be описывается как $2\alpha\text{BEC}$, а возбуждение $^{12}\text{C}(0^+_2)$, или состояние Хойла (HS), — как $3\alpha\text{BEC}$. Реализуемость более сложных состояний существенна в ядерной астрофизике. Поиск αBEC проводится в слоях ЯЭ, продольно облученных ядрами от C до Au. Инвариантная масса α -ансамблей и ее превышение над порогом Q определяются по углам испускания в приближении

¹⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.

*E-mail: zaicev@jinr.ru

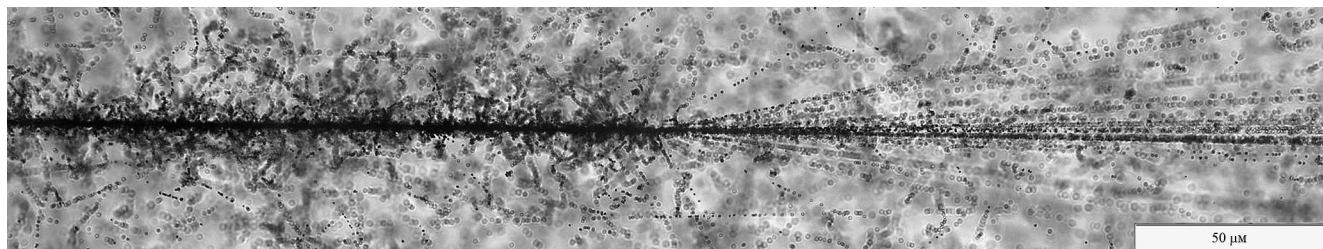


Рис. 1. Макрофотография периферического взаимодействия ядра ^{124}Xe с энергией 3.8 ГэВ на нуклон (облучение 2022 г. на ускорительном комплексе NICA).

сохранения импульса на нуклон родительского ядра. Для легких ядер было показано, что благодаря предельно малым значениям энергий и ширин распады ^8Be и HS идентифицируются ограничением Q . Распады $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ и $^{12}\text{C}(0^+_{2}) \rightarrow ^8\text{Be}_\alpha$ могут служить сигнатурами более сложных распадов $n\alpha\text{BEC}$. Так, состояние $^{16}\text{O}(0^+_{6})$ при массе 660 кэВ над 4α -порогом, рассматриваемое как $4\alpha\text{BEC}$, может распадаться на $\alpha^{12}\text{C}(0^+_{2})$ или 2^8Be .

Будучи апробирован с легкими ядрами, универсальный метод инвариантной массы стал применяться для идентификации ^8Be и HS и поиска более сложных состояний $n\alpha\text{BEC}$ в рамках накопленных ранее данных по фрагментации средних и тяжелых ядер. Недавно на статистике десятков распадов ^8Be обнаружено возрастание вероятности обнаружения ^8Be с ростом числа ассоциированных α -частиц n_α . Сделан предварительный вывод о том, что вклады распадов ^9Be и HS также растут. Экзотически большие размеры и времена жизни ^8Be и HS позволяют предположить возможность синтеза αBEC последовательным подхватом возникающих α -частиц $2\alpha \rightarrow ^8\text{Be}$, $^8\text{Be}_\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{2})$, $^{12}\text{C}(0^+_{2}) \alpha \rightarrow ^{16}\text{O}(0^+_{6})$, $2^8\text{Be} \rightarrow ^{16}\text{O}(0^+_{6})$ и далее с вероятностью, падающей на каждом шаге, при испускании γ -квантов или частиц отдачи. Заслуживает изучения возможность непрямого определения сечения этих реакций слияния по вероятностям диссоциации в нестабильные состояния.

Далее представлен статус поиска αBEC и первые наблюдения образования нейтронов в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ.

2. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ α -ЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ

В эксперименте БЕККЕРЕЛЬ ведется целенаправленное изучение n_α -каналов фрагментации ядер ^{84}Kr до 1 ГэВ на нуклон в слоях ЯЭ, облученных продольно в 1990-х гг. в GSI (Дармштадт) [1]. Ускоренный поиск таких взаимодействий при поперечном просмотре слоев начат на моторизованном микроскопе Olympus BX63. Статистика измеренных событий с образованием 5–10 α -частиц

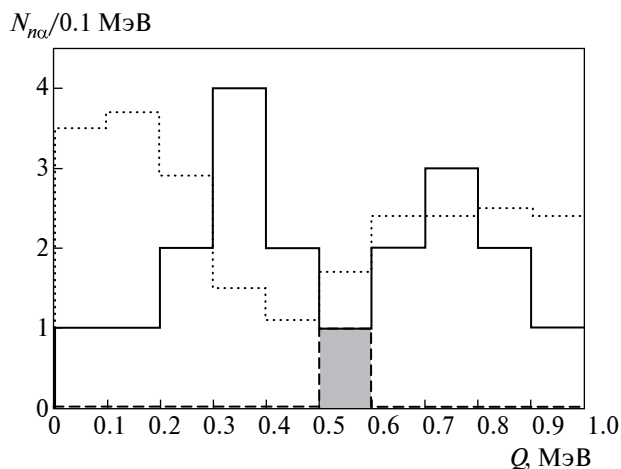


Рис. 2. Распределение в области малых значений избытка инвариантной массы Q пар (точки), троек (сплошная линия) и четверок (заштрихованная область) α -частиц, образовавшихся во фрагментации ядер Kr .

в конусе фрагментации достигла 146 в шести слоях. На рис. 2 представлены распределения по избытку инвариантной массы Q пар, троек и четверок α -частиц. Число событий с распадами ^8Be ($Q_{2\alpha} < 0.4$ МэВ) составляет 96, HS ($Q_{3\alpha} < 0.7$ МэВ) — 13 и парой 2^8Be — 17, давая отношение HS/ ^8Be 0.14 ± 0.04 , а 2^8Be — 0.18 ± 0.05 . Их распределение по n_α [1] демонстрирует взаимную пропорциональность, следовательно, рост при нормировке на число событий n_α , быстро падающее с n_α . Идентифицировано событие 2^8Be ($Q_{4\alpha} = 0.6$ МэВ), изолированное в области $Q_{4\alpha} < 1$ МэВ.

Набираемая статистика позволяет выявить нейтронную компоненту, возрастающую с n_α . В то же время множественность нейтронов-спектаторов, испускаемых во взаимодействиях, должна еще быстрее возрастать с множественностью ассоциированных фрагментов Н (в основном протонов). На рис. 3 представлена корреляция множественностей n_e и n , где средние значения составляют 5.3 ± 0.1 и 4.3 ± 0.2 соответственно. Суммарный заряд этих фрагментов около 18, т.е. примерно половина заряда родительского ядра. Таким образом, можно

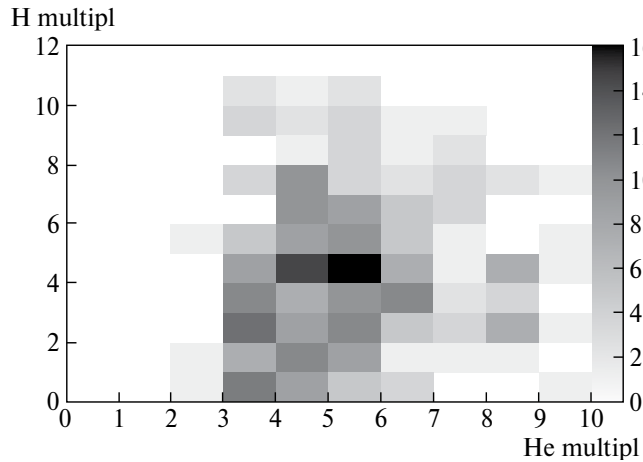


Рис. 3. Распределение событий по множественности релятивистских фрагментов He и H.

ожидать мгновенной эмиссии нескольких десятков нейтронов, оставшихся в конусе фрагментации.

3. НАБЛЮДЕНИЕ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ

Для получения опыта поиска вторичных звезд в конусе фрагментации, которые могли быть индуцированы нейтронами (SNS), использовались 10 событий из числа описанных выше с топологией (He, H), отмеченной на рис. 4. В отобранных 10 событиях средний пробег ядер Kг в ЯЭ до неупругого взаимодействия составил 19 мм. При просмотре примерно на 10 мм от вершин по X (вдоль) и ± 0.3 мм по Y (поперек) обнаружено 67 звезд SNS, примеры которых приведены на рис. 5. Распределение числа SNS на рис. 4 может служить для разработки вероятностной оценки множественности нейтронов.

Согласно распределению в плоскости слоя ЯЭ по продольной X и поперечной Y координатам от вершин (рис. 6) SNS концентрируются на площади

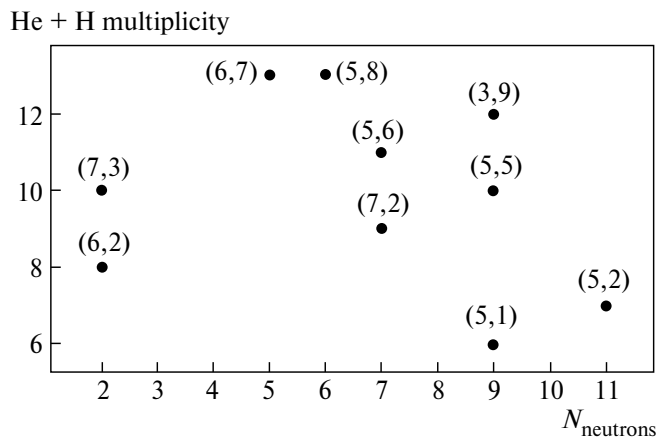


Рис. 4. Корреляция числа SNS и множественности фрагментов He и H в конусе фрагментации. В скобках указано число фрагментов He и H.

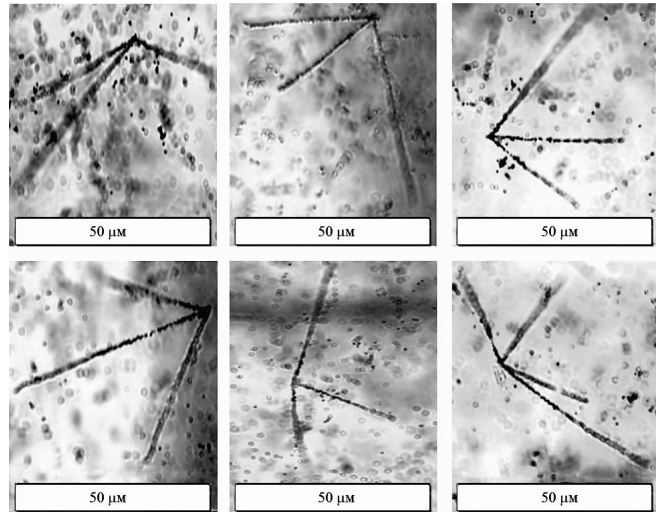


Рис. 5. Макрофотографии вторичных звезд в конусе фрагментации, интерпретируемые как индуцированные нейтронами.

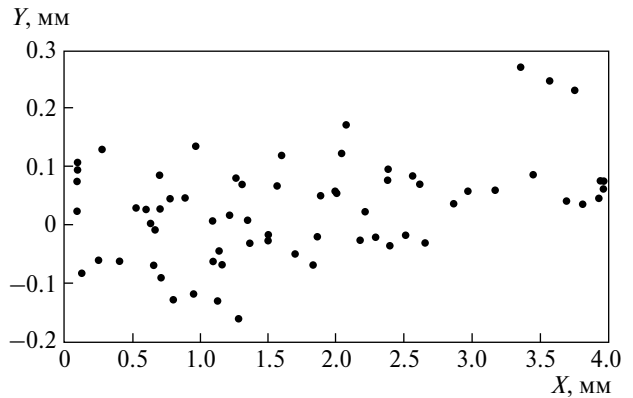


Рис. 6. Распределение координат звезд SNS в фокальной плоскости XY относительно первичной вершины.

по X до 4 мм и по $Y \pm 0.2$ мм. Дальнейшее уменьшение их числа может определяться сокращением охватываемого телесного угла. Не сокращая существенно статистику SNS, ограничение на площадь позволяет уменьшить возможный фон. Начаты измерения координат Z по глубине резкости.

На рис. 7 представлено распределение по планарному углу между направлением первичного трека Kг и зарегистрированными событиями SNS в фокальной плоскости XY . Полученное распределение описывается функцией Гаусса с параметрами $\langle \phi \rangle = (-18 \pm 1)$ мрад и $\sigma = (38 \pm 1)$ мрад. В приближении сохранения импульса на нуклон на рис. 8 представлено распределение планарной компоненты p_y поперечного импульса нейтронов. Оно описывается функцией Рэлея с параметром $\sigma = (35 \pm 7)$ МэВ/с. Тогда средний поперечный импульс с учетом объемного фактора составляет 50 МэВ/с, отвечая энергии в системе родительского ядра 1.3 МэВ. Столь малая величина указывает на

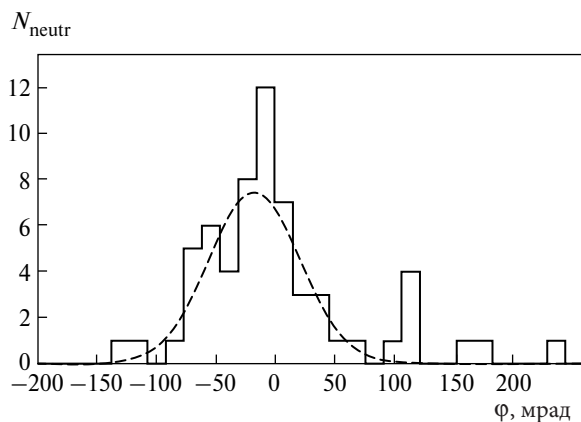


Рис. 7. Распределение по плоскому углу ϕ наблюдения SNS относительно направления первичного следа, аппроксимированное функцией Гаусса (штриховая кривая).

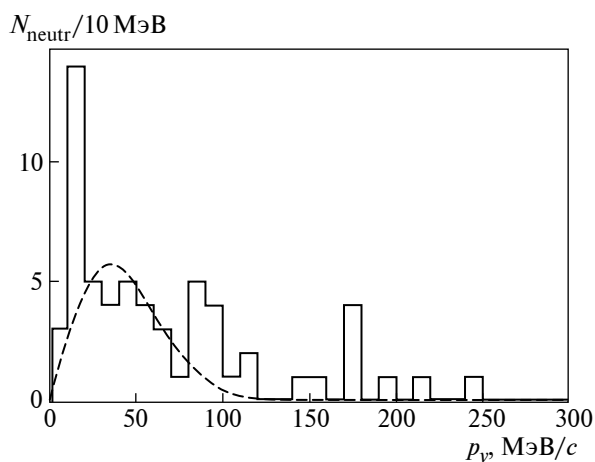


Рис. 8. Распределение по планарной компоненте поперечных импульсов нейтронов в конусе фрагментации, аппроксимированное функцией Рэлея (штриховая кривая).

определяющий вклад импульсного распределения периферических нейтронов в родительском ядре. Она может быть использована для оценок в космофизических и прикладных исследованиях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Будучи источником для поиска неисследованных форм ядерной материи, фрагментация тяжелых ядер с одновременным образованием десятков нуклонов и легчайших ядер должна проявляться и в космофизических аспектах. Взаимодействие в атмосфере Земли тяжелых ядер космического происхождения может приводить к событиям, являющимся эффективным источниками вторичных мезонов и в итоге групп релятивистских мюонов (muon bundles). Прохождение последних отмечается в крупномасштабных детекторах на коллайдерах (например, [4]). Наблюдения групп мюонов

с большими углами по отношению к зениту ведутся в эксперименте NEVOD-DECOR (см. недавние публикации [5–7]).

Гигантские значения энергии первичных ядер существенно не изменяют течение диссоциации вблизи порогов связи, по существу, остающейся низкоэнергетическим явлением. Однако они ведут к сжатию конуса фрагментации на соответствующие порядки величин и коллимации регистрируемых мюонов. Еще один вопрос состоит в том, насколько события множественной фрагментации симулируют взаимодействие протонов с энергией на один или два порядка большей, чем у ядерных нуклонов. Для учета этого явления потребуется дополнить картину последовательной фрагментации мгновенным образованием легчайших ядер и нейтронов. Представленное исследование может служить отправным пунктом на этом направлении.

Невысокое значение энергии ядер (существенно ниже режима предельной фрагментации) ведет к их быстрому торможению и усложнению динамики взаимодействий, что ухудшает идентификацию HS и тем самым ее перспективы в поиске 4α ВЕС [3]. Применить отработанные подходы позволяет облучение ЯЭ тяжелыми ядрами при энергии несколько гигаэлектронвольт на нуклон. Также сужение конуса фрагментации оказывается полезным в отношении наблюдения звезд, индуцированных нейтронами. Такую возможность открыло ускорение ядер ^{124}Xe до энергии 3.8 ГэВ на нуклон, осуществленное в зимнем сеансе 2022 г. на ускорительном комплексе NICA. Начат анализ стопок ЯЭ, облученных в начальном участке выведенного пучка и в здании выведенных пучков 205 за экспериментом BM@N. В последнем случае пучок тяжелых ядер доводится по магнитооптическому каналу длиной около 70 м в ионопроводе.

Поиск n_α ВЕС служит отправным пунктом на пути к изучению ядерной материи с температурой и плотностью от красных гигантов до сверхновых. В этом отношении слои ЯЭ, облученные тяжелыми ядрами при энергии несколько гигаэлектронвольт на нуклон ускорительного комплекса NICA, позволят применить отработанные подходы к анализу релятивистских ансамблей изотопов H и He, а также нейтронов беспрецедентной множественности. Соотношения и значения энергии в системе ядра-снаряда идентифицируемых изотопов ^{1-3}H и $^3,^4\text{He}$ характеризуют возникающую материю [8].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. A. Artemenkov, V. Bradnova, O. N. Kashanskaya, N. V. Kondratieva, N. K. Kornegruksa, E. Mitsova, N. G. Peresadko, V. V. Rusakova, R. Stanoeva, A. A. Zaitsev, I. G. Zarubina, and P. I. Zarubin, Phys. At. Nucl. **85**, 528 (2022); doi.org/10.1134/S1063778822060035; arXiv: 2206.09690.

2. A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Ropke, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 011002 (2017);
doi.org/10.1103/RevModPhys.89.011002
3. W. von Oertzen, *Lect. Notes Phys.* **818**, 1 (2010);
doi.org/10.1007/978-3-642-13899-7_3
4. J. Abdallah *et al.* (DELPHI Collab.), *Astrophys. J.* **28**, 273 (2007);
doi.org/10.1016/j.astropartphys.2007.06.001; arXiv: 0706.2561 [astro-ph].
5. A. G. Bogdanov, R. P. Kokoulin, G. Manocchi, A. A. Petrukhin, and O. Saavedra, *Astrophys. J.* **98**, 13 (2018);
doi.org/10.1016/j.astropartphys.2018.01.003
6. V. S. Vorobev and A. A. Petrukhin, *Phys. At. Nucl.* **84**, 934 (2021);
doi.org/10.1134/S1063778821130408
7. G. Trincherro, M. B. Amelchakov, A. G. Bogdanov, A. Chiaavassa, A. N. Dmitrieva, G. Mannocchi, S. S. Khokhlov, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets, A. A. Petrukhin, V. V. Shutenko, I. A. Shulzhenko, I. I. Yashin, and E. A. Yurina, *Astrophys. J.* **945**, 123 (2023);
doi.org/10.3847/1538-4357/acb1fc; arXiv: 2210.09690.
8. S. Typel, G. Röpke, T. Klähn, D. Blaschke, and H. H. Wolter, *Phys. Rev. C* **81**, 015803 (2010);
doi.org/10.1103/PhysRevC.81.015803; arXiv.org/abs/0908.2344 [nucl-th].

COSMOPHYSICAL ASPECTS OF RELATIVISTIC NUCLEAR FRAGMENTATION

**A. A. Zaitsev^{1), 2)}, N. Marimuthu¹⁾, D. A. Artemenkov¹⁾, P. I. Zarubin^{1), 2)},
N. G. Peresad'ko²⁾, V. V. Rusakova¹⁾**

¹⁾*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

²⁾*P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The status of the study of multiple fragmentation of 950 MeV per nucleon Kr nuclei in a nuclear track emulsion aimed at determining the contributions of 2α decays of ^8Be , the Hoyle 3α state, and the search for a 4α particle condensate state, is presented. In events with the production of few relativistic fragments of He and H, the possibility of estimating the multiplicity of neutrons in the fragmentation cone of a projectile nucleus is studied. For the planar component of neutron transverse momenta estimated from the angles of observed secondary stars, the Rayleigh distribution parameter was 35 ± 7 MeV/c. The importance of such events for the interpretation of cosmophysical observations is noted.

ДИНАМИКА ПОТОКОВ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ПРОТОНОВ В ОБЛАСТИ БРАЗИЛЬСКОЙ МАГНИТНОЙ АНОМАЛИИ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ “АРИНА” И “ВСПЛЕСК”

© 2024 г. С. Ю. Александрин^{1)*}, В. М. Грачёв¹⁾, Е. И. Ольшевский¹⁾

Поступила в редакцию 02.10.2023 г.; после доработки 02.10.2023 г.; принята к публикации 02.10.2023 г.

В настоящей работе изучается динамика потоков протонов в области Бразильской магнитной аномалии (БМА) по данным спутниковых экспериментов “АРИНА” (был расположен на спутнике “Ресурс-ДК1”) за период с 2006 до 2015 г. и “ВСПЛЕСК” (2008–2013), который размещался на МКС. Оба спектрометра имеют одинаковую схему. Определяется дрейф БМА по положению максимума темпов счета высокоэнергичных протонов с энергиями в диапазоне от 30 до 100 МэВ на высоте полета спутника “Ресурс-ДК1” (около 580 км) и МКС (380–420 км). Часть времени приборы работали одновременно.

DOI: 10.31857/S0044002724010078, EDN: KEAYRB

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе изучается динамика потоков протонов Бразильской магнитной аномалии (БМА) по данным спутниковых экспериментов “АРИНА” и “ВСПЛЕСК”. Магнитосфера Земли имеет структуру, близкую к дипольной, что позволяет захватывать заряженные частицы. Ось диполя не совпадает с осью вращения Земли. Она наклонена относительно оси вращения и не проходит через центр Земли. Вследствие этого захваченные заряженные частицы радиационного пояса, дрейфующие по долготе, опускаются ниже всего в районе южной части Атлантического океана, где и наблюдаются возрастающие потоки, когда спутники пересекают БМА. Ось диполя также прецессирует относительно оси вращения Земли, что приводит к дрейфу БМА. Известно, что за все время, когда имеются данные по магнитному полю Земли, БМА движется на запад [1–3]. Дрейф БМА был замечен и в потоках частиц [4]. С развитием околоземных спутниковых систем возрастает интерес к положению БМА, где наблюдаются повышенные потоки заряженных частиц. Важно не только знать текущее положение БМА, но и прогнозировать направление и скорость ее дрейфа [5, 6]. Дрейф максимума потока протонов по долготе на заданной L -оболочке для первых несколько лет наблюдений уже наблюдался по данным спектрометра “АРИНА” [7].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Использовались данные спектрометров “АРИНА” и “ВСПЛЕСК”.

Спектрометр “АРИНА” был запущен 15 июня 2006 г. на борту космического аппарата (КА) “Ресурс-ДК1” [8, 9]. До сентября 2010 г. орбита КА была эллиптическая с перигеем ~350 км, апогеем ~600 км и наклоном 70°. В сентябре орбита была изменена почти на круговую, с высотой ~580 км. Внешний вид КА “Ресурс-ДК1” представлен на рис. 1. Потоки частиц измерялись постоянно. Два–три раза в сутки информация передавалась на Землю во время сеансов связи. Космический аппарат проработал до начала 2016 г.

Спектрометр “ВСПЛЕСК” был установлен на служебном модуле Международной космической станции (МКС) в августе 2008 г. В 2013 г. он был спущен на Землю. Высота орбиты МКС — 350–400 км, наклонение — 52°. Продолжительность, как и периодика измерения потоков частиц, была ограничена возможностями телеметрической системы станции и составляла не более 12 ч в сутки [10]. Размещение прибора “ВСПЛЕСК” на МКС показано на рис. 2.

Спектрометры “АРИНА” и “ВСПЛЕСК” идентичны по физической схеме и представляют собой стопки сцинтилляционных детекторов C1–C10 на основе полистирола, которые просматриваются ФЭУ. Схема представлена на рис. 3. Регистрируются частицы, остановившиеся в спектрометре, энергия определяется по пробегу частиц. Протоны регистрируются в диапазоне энергий от 30 до 100 МэВ с энергетическим разрешением 10%, а электроны — от 3 до 30 МэВ с разрешением 15%.

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

*E-mail: SYAleksandrin@mephi.ru



Рис. 1. Космический аппарат "Ресурс-ДК1".

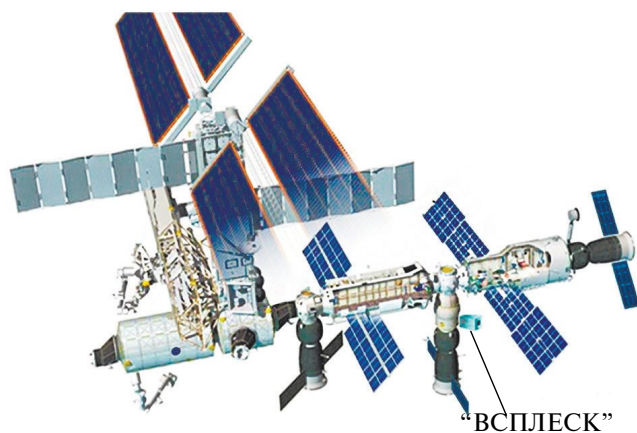


Рис. 2. Спектрометр "ВСПЛЕСК" на МКС.

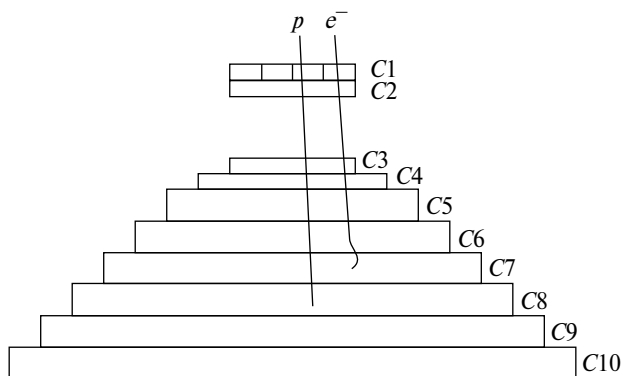


Рис. 3. Схема спектрометра "АРИНА" ("ВСПЛЕСК").

Положение Бразильской магнитной аномалии рассматривают по потокам протонов. На рис. 4 продемонстрированы потоки протонов с энергиями около 50 МэВ.

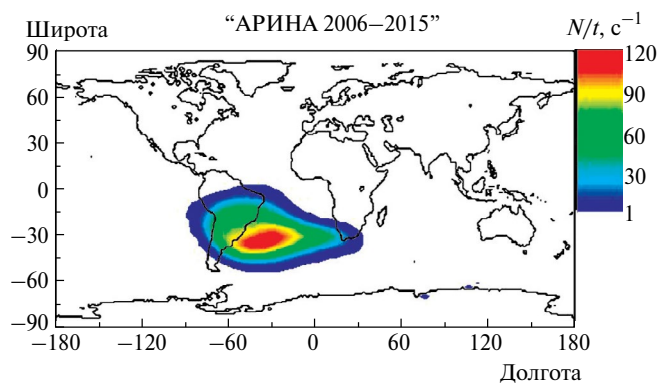


Рис. 4. Потоки протонов с энергиями ~50 МэВ по данным спутникового эксперимента "АРИНА".

3. ДИНАМИКА БРАЗИЛЬСКОЙ МАГНИТНОЙ АНОМАЛИИ

Динамика потоков высокоэнергичных протонов в области БМА определялась следующим образом. Откладывали зависимость потоков протонов от широты (рис. 5, *а*). Затем строили огибающую, отбирая максимальные значения потоков, которая аппроксимировалась полиномом (рис. 5, *б*). По уравнению полинома определяли положение максимума широтного распределения.

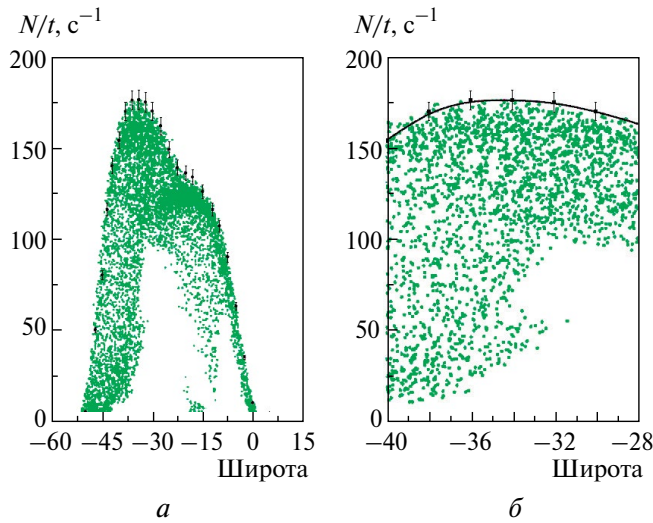
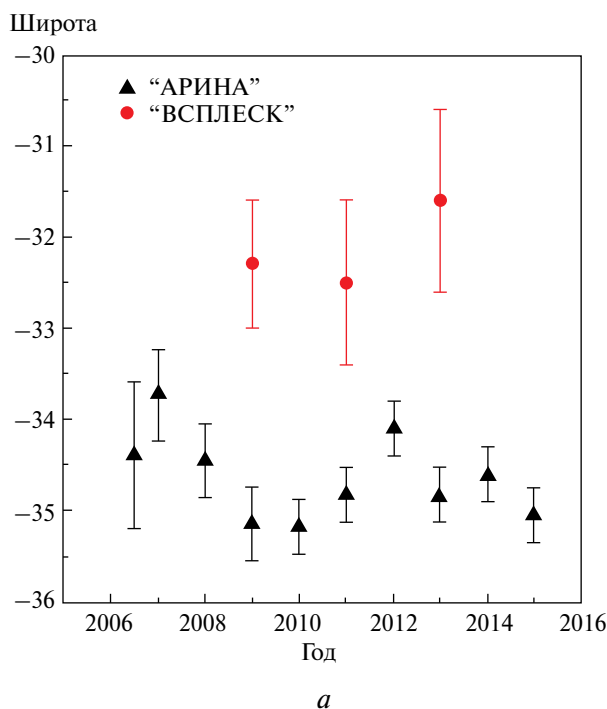


Рис. 5. Зависимость темпа счета канала протонов с энергиями ~ 50 МэВ от широты по данным спутникового эксперимента “АРИНА”.



Аналогичные действия производились и для долготного распределения. Были определены значения широты и долготы максимальных потоков для каждого года наблюдения выбранных экспериментов. На рис. 6, *а, б* показана динамика широты и долготы БМА на протяжении периода проведения экспериментов. Широта на протяжении 10 лет практически не изменяется в пределах ошибок. Координаты максимум потока протонов до 2009 г. изменяются мало, дрейфуя по долготе на восток по данным спутникового эксперимента “АРИНА”. Правда, заметное движение в восточном направлении наблюдается только до 2007 г., когда данных немного, и особенно в 2006 г. После 2009 г. наблюдается устойчивая тенденция — положение максимума потока движется на запад со скоростью $\Delta\phi = (-0.7 \pm 0.1)^\circ$ вплоть до окончания наблюдения в 2015 г. По эксперименту “ВСПЛЕСК” данных меньше, но наблюдается похожая тенденция. Возможно, что замедление дрейфа в период 2008–2009 гг. и небольшой дрейф на восток в 2006–2007 гг. связаны со сменой фазы солнечного цикла и минимумом солнечной активности. В этой фазе солнечного цикла разогрев атмосферы, а соответственно, и ее высота, минимальны, что влияет на потоки захваченных заряженных частиц намного сильнее, чем эффекты модуляции потоков космических лучей [10].

Разница положений максимумов потоков протонов, регистрируемых спектрометрами “АРИНА” и “ВСПЛЕСК”, объясняется разной высотой КА, на которых располагались инструменты.

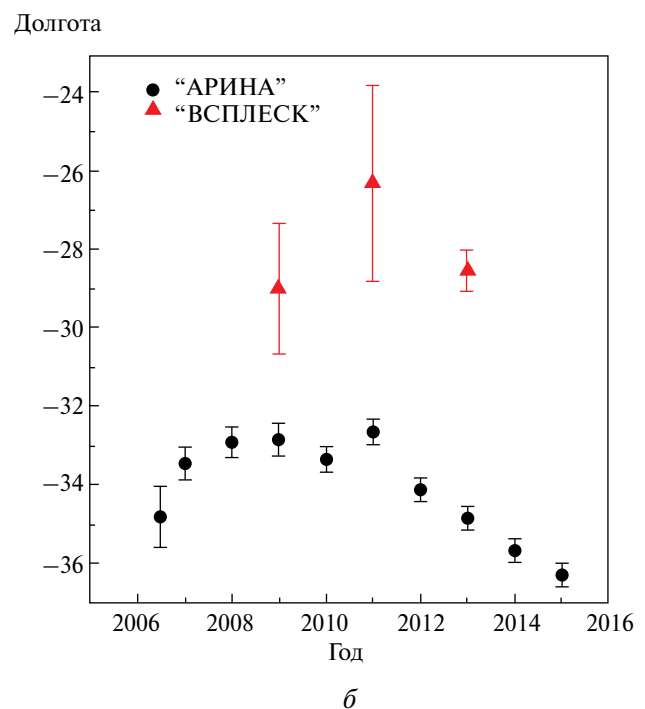


Рис. 6. Дрейф положения максимума потока протонов с энергиями ~ 50 МэВ по широте (*а*) и долготе (*б*).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным спутниковых экспериментов “АРИНА” и “ВСПЛЕСК” была изучена динамика потоков высокоэнергичных протонов в околоземном космическом пространстве за период с 2006 до 2016 г. Показано, что положение максимума этих потоков практически не изменилось по широте, положение по долготе до 2009 г. изменялось незначительно, а с 2009 г. — дрейфовало на запад со средней скоростью $\Delta\phi = -0.7 \pm 0.1$. Это связано с прецессией оси магнитного поля Земли, а соответственно, и со смещением Бразильской магнитной аномалии. Уменьшение скорости долготного дрейфа в период 2006–2008 гг., возможно, связано с фазой солнечного цикла (2009 г. — минимум солнечной активности).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Е. И. Шемякин, С. С. Цыганков, Вестн. РАН **79**, 1000 (2009).
2. К. С. Иванов, В. А. Коротеев, Н. П. Костров, Докл. РАН **459**, 363 (2014).
3. A. A. Jackson and C. C. Finlay, in *Geomagnetism*, ed. by P. Olson and G. Schubert (Elsevier, 2007), p. 148. DOI: 10.1016/B978-044452748-6.00090-0.
4. А. М. Гальпер, Б. И. Лучков, Геомаг. аэрон. **23**, 669 (1983).
5. V. Pierrard, S. Benck, E. Botek, S. Borisov, A. Winant, J. Geophys. Res.: Space Phys. **128**, e2022JA031202 (2023). DOI: <http://dx.doi.org/10.1029/2022JA031202>.
6. Н. Amit, F. Terra-Nova, M. Lézin, and R. I Trindade, Earth, Planets Space **73**, 38 (2021). DOI: 10.1186/s40623-021-01356-w.
7. S. Yu. Aleksandrin, A. M. Galper, S. V. Koldashov, and T. R. Zharaspayev. PoS (ICRC2015) 089. DOI: <https://doi.org/10.22323/1.236.0089>.
8. А. В. Бакалдин, А. Г. Батищев, С. А. Воронов, А. М. Гальпер, Л. А. Гришанцева, С. В. Колдашов, П. Ю. Наумов, В. Ю. Чесноков, В. А. Шилов, Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 918 (2005).
9. А. В. Бакалдин, А. Г. Батищев, С. А. Воронов, А. М. Гальпер, Л. А. Гришанцева, С. В. Колдашов, П. Ю. Наумов, В. Ю. Чесноков, В. А. Шилов, Косм. исслед. **45**, 471 (2007).
10. С. Ю. Александрин, А. В. Бакалдин, А. Г. Батищев, М. А. Бжеумихова, С. А. Воронов, А. М. Гальпер, Л. А. Гришанцева, С. В. Колдашов, П. Ю. Наумов, А. А. Улитин, Н. Д. Шаронова, Тр. 31-й Всероссийской конференции по космическим лучам, Москва, МГУ, 2010, GEO_9.
11. A. Bruno, M. Martucci, F. S. Cafagna, R. Sparvoli, O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya, R. Bellotti, M. Boezio, E. A. Bogomolov, M. Bongi, V. Bonvicini, D. Campana, P. Carlson, M. Casolino, G. Castellini *et al.*, Astrophys. J. Lett. **917**, L21 (2021); <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac1a74>

DYNAMICS OF HIGH-ENERGY PROTON FLUXES IN THE SOUTH ATLANTIC ANOMALY REGION ACCORDING TO “ARINA” AND “VSPLESK” SATELLITE EXPERIMENT DATA

S. Yu. Aleksandrin¹⁾, V. M. Grachev¹⁾, E. I. Olshevsky¹⁾

¹⁾National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

This paper studies the dynamics of proton flux in the South Atlantic Anomaly (SAA) region according to “ARINA” (was operated on the Resurs-DK1 satellite from 2006 to 2015) and “VSPLESK” (which was mounted on the ISS from 2008 to 2013) satellite experiment data. Both spectrometers have the same scheme. The SAA drift is determined by the position of the maximum flux of high-energy protons with energies in the range from 30 to 100 MeV at the altitude of the Resurs-DK1 satellite (about 350–600 km) and the ISS (380–420 km). Part of the time the instruments operated simultaneously.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ НА ЯДРАХ ${}^3\text{He}$ В МОДЕЛИ ГЛАУБЕРА С УЧЕТОМ СПИНОВ

© 2024 г. М. Н. Платонова^{1), 2)}, Н. Т. Турсунбаев²⁾, Ю. Н. Узиков^{2), 3), 4)*}

Поступила в редакцию 27.09.2023 г.; после доработки 03.10.2023 г.; принята к публикации 03.10.2023 г.

Дифференциальные сечения и анализирующие способности упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния при энергиях $156 \leq T_p \leq 1000$ МэВ рассчитаны на основе дифракционной модели Глаубера с учетом спиновой зависимости NN -амплитуд. Впервые получены явные формулы для всех шести инвариантных амплитуд $p^3\text{He}$ -рассеяния для механизмов одно-, дву- и трехкратного рассеяния падающего протона с нуклонами ядра-мишени. Найдено хорошее согласие с экспериментальными данными как для сечений, так и для спиновых наблюдаемых в передней полусфере углов рассеяния. Также получены явные выражения для амплитуд $p^3\text{He}$ -рассеяния с нарушением инвариантности относительно обращения времени, но с сохранением P -четности, которые могут быть использованы для тестирования T -инвариантности в этом и других процессах.

DOI: 10.31857/S0044002724010087, EDN: KEANTE

1. ВВЕДЕНИЕ

Упругое $p^3\text{He}$ -рассеяние, наряду с pd -рассеянием, является одним из простейших процессов соударения нуклона с ядром. Исследование таких процессов позволяет получить новую информацию о структуре легчайших ядер и о природе нуклон-нуклонного взаимодействия. Особенно важными в этом отношении являются измерения с поляризованным протоном и/или ядром-мишенью, позволяющие получить спиновые наблюдаемые, чувствительные к тонким деталям двух- и трехнуклонных сил. В отличие от дейтрона, имеющего спин 1, ядро ${}^3\text{He}$ имеет спин $1/2$. Поэтому если в pd -рассеянии, с учетом инвариантности относительно обращения времени и пространственного отражения, имеются 12 спин-зависящих инвариантных амплитуд, то в $p^3\text{He}$ -рассеянии таких амплитуд всего шесть, т.е. структура полной амплитуды $p^3\text{He}$ -рассеяния аналогична структуре амплитуды NN -рассеяния.

Надежно апробированным подходом для описания рассеяния нуклонов достаточно высоких энергий на ядрах является дифракционная

модель Глаубера, учитывающая процессы всех кратностей рассеяния — одно-, дву- и т.д., вплоть до A -кратных соударений падающего нуклона с нуклонами мишени, где A — число нуклонов в ядре-мишени. Глауберовская модель хорошо работает для достаточно “рыхлых” ядер и небольших углов рассеяния, когда элементарные соударения нуклонов происходят вблизи энергетической поверхности, а отдача ядра несущественна. Обобщение модели упругого pd -рассеяния в теории Глаубера на случай учета спиновой структуры NN -амплитуд и D -волновой дейтронной функции было сделано в работах [5–7]. Позже в рамках этой модели было получено хорошее описание дифференциальных сечений и различных спиновых наблюдаемых pd -рассеяния в передней полусфере углов в широком интервале энергий $135 \leq T_p \leq 1000$ МэВ [3, 4]. В данной работе развит формализм и получены результаты численных расчетов для упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния в той же области энергий в рамках глауберовской модели с учетом спиновой зависимости NN -амплитуд. Волновая функция дейтрона имеет более простую структуру и лучше изучена, чем волновая функция ${}^3\text{He}$. Поэтому большая часть известных в литературе расчетов для ядра ${}^3\text{He}$ проводилась с простой гауссовой параметризацией его S -волновой функции, подогнанной под описание зарядового формфактора ${}^3\text{He}$. Мы здесь используем аналогичную параметризацию.

Расчеты дифференциальных сечений и протонных анализирующих способностей A_y в спин-зависящей модели Глаубера были уже ранее сделаны в работах [5–7]. Однако в настоящей работе были впервые получены явные формулы для всех инвариантных $p^3\text{He}$ -амплитуд

¹⁾Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия.

²⁾Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия.

³⁾Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия.

⁴⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, 141980, Россия.

*E-mail: uzikov@jinr.ru

с учетом одно-, дву- и трехкратного рассеяния падающего протона на нуклонах ядра-мишени. Вычисление амплитуд трехкратного рассеяния (не требовавшееся в случае pd -соударений) с учетом спиновой зависимости NN -амплитуд представляет собой весьма трудоемкую задачу. Кроме того, мы впервые получили явные формулы для инвариантных $p^3\text{He}$ -амплитуд с нарушением T -инвариантности, но с сохранением P -четности (Time Violating Parity Conserving — TVPC), которые могут быть использованы для вычисления сигнала нарушения T -инвариантности в $^3\text{He}d$ -рассеянии по аналогии с pd -рассеянием [8, 9].

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНВАРИАНТНЫХ АМПЛИТУД УПРУГОГО $p^3\text{He}$ -РАССЕЯНИЯ

Полная амплитуда упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния в модели Глаубера определяется суммой амплитуд, соответствующих одно-, дву- и трехкратному рассеянию падающего протона на нуклонах мишени:

$$F_{p\tau} = F_{p\tau}^{(1)} + F_{p\tau}^{(2)} + F_{p\tau}^{(3)}. \quad (1)$$

Амплитуды $F_{p\tau}^{(i)}$, $i = 1, 3$ имеют вид [5]

$$\begin{aligned} F_{p\tau}^{(1)} &= \sum_i \left\langle \psi^A \left| \frac{k}{k_i} e^{i\mathbf{q}_i \cdot \mathbf{r}_i} f_i(\mathbf{q}) \right| \psi^A \right\rangle; \\ F_{p\tau}^{(2)} &= -\frac{1}{2} \sum_{\{ij\}} \left\langle \psi^A \left| \frac{k}{2\pi i k_i k_j} \times \right. \right. \\ &\times \int d^2 q_j e^{i\mathbf{q}_j \cdot \mathbf{r}_i} e^{i\mathbf{q}_j \cdot (\mathbf{s}_j - \mathbf{s}_i)} f_i(\mathbf{q} - \mathbf{q}_j) f_j(\mathbf{q}_j) \left. \left| \psi^A \right\rangle; \right. \\ F_{p\tau}^{(3)} &= -\frac{1}{6} \sum_{\{ijk\}} \left\langle \psi^A \left| \frac{k}{4\pi^2 k_i k_j k_k} \times \right. \right. \\ &\times \int \int d^2 q_j d^2 q_k e^{i\mathbf{q}_j \cdot \mathbf{r}_i} e^{i\mathbf{q}_j \cdot (\mathbf{s}_j - \mathbf{s}_i)} e^{i\mathbf{q}_k \cdot (\mathbf{s}_k - \mathbf{s}_i)} \times \\ &\times f_i(\mathbf{q} - \mathbf{q}_j - \mathbf{q}_k) f_j(\mathbf{q}_j) f_k(\mathbf{q}_k) \left. \left| \psi^A \right\rangle, \right. \end{aligned} \quad (2)$$

где k — импульс в с.ц.и. протона и ядра; k_i — импульс в с.ц.и. падающего протона и i -го нуклона мишени; $\mathbf{s}_i$ — компонента радиус-вектора i -го ядерного нуклона, перпендикулярная направлению падающего пучка.

Мы использовали в расчетах полностью антисимметричную волновую функцию ядра ^3He [10]

$$\psi^A = \psi_X^S \xi^a, \quad (3)$$

где ψ_X^S — симметричная координатная функция с параметром $c^{-1} = 1.56\sqrt{2}$ фм [11]:

$$\psi_X^S = N e^{-c^2(r_1^2 + r_2^2 + r_3^2)}, \quad N = \frac{2\sqrt{2}c^3}{(\sqrt{3}\pi)^{3/2}}, \quad (4)$$

а ξ^a — антисимметричная спин-изоспиновая функция, построенная из состояний $\chi'(\zeta')$ и $\chi''(\zeta'')$ с фиксированной проекцией спина (изоспина) ядра и фиксированным спином (изоспином) подсистемы нуклонов $\{23\}$, равным 0 и 1 соответственно [10];

$$\xi^a = \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi'\zeta'' - \chi''\zeta'). \quad (5)$$

Вводя формфактор

$$S(q) = \left\langle \psi_X^S \left| e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_1} \right| \psi_X^S \right\rangle = e^{-q^2/12c^2} \quad (6)$$

и полагая в приближении Глаубера $\mathbf{q}\mathbf{r}_1 = \mathbf{q}\mathbf{s}_1$, мы можем выполнить интегрирование по координатам ядерных нуклонов в формулах (2). В результате получаем следующие формулы:

$$\begin{aligned} F_{p\tau}^{(1)} &= \frac{3k}{k_{pN}} S(q) \left\langle \xi^a \left| f_1(\mathbf{q}) \right| \xi^a \right\rangle; \\ F_{p\tau}^{(2)} &= -\frac{3k}{2\pi i (k_{pN})^2} S\left(\frac{q}{2}\right) \int d^2 q' S(\sqrt{3}q') \times \\ &\times \left\langle \xi^a \left| f_1(\mathbf{q}_1) f_2(\mathbf{q}_2) \right| \xi^a \right\rangle; \\ F_{p\tau}^{(3)} &= -\frac{k}{4\pi^2 (k_{pN})^3} \int \int d^2 q' d^2 q'' S(\sqrt{3}q') S\left(\frac{3q''}{2}\right) \times \\ &\times \left\langle \xi^a \left| f_1(\mathbf{q}_1) f_2(\mathbf{q}_2) f_3(\mathbf{q}_3) \right| \xi^a \right\rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где векторы $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ в амплитуде двукратного рассеяния определены как

$$\mathbf{q}_1 = \mathbf{q} / 2 - \mathbf{q}', \quad \mathbf{q}_2 = \mathbf{q} / 2 + \mathbf{q}', \quad (8)$$

а векторы $\mathbf{q}_1$, $\mathbf{q}_2$ и $\mathbf{q}_3$ в амплитуде трехкратного рассеяния определены следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{q}_1 &= \mathbf{q} / 3 - \mathbf{q}' - \mathbf{q}'' / 2, \quad \mathbf{q}_2 = \mathbf{q} / 3 + \mathbf{q}' - \mathbf{q}'' / 2, \\ \mathbf{q}_3 &= \mathbf{q} / 3 + \mathbf{q}''. \end{aligned} \quad (9)$$

Раскрывая явно изоспиновую структуру волновой функции ξ^a (см. формулу (5)) и NN -амплитуд

$$f_j = \frac{1}{2} \left(1 + \tau_{z_j} \right) f_p + \frac{1}{2} \left(1 - \tau_{z_j} \right) f_n, \quad (10)$$

где τ_z — изоспиновая матрица Паули; $f_p(f_n)$ — pp - (pn -) амплитуда,

находим:

$$\begin{aligned}
 \langle \xi^a | f_1 | \xi^a \rangle &= \frac{1}{6} \langle \chi' | f_p | \chi' \rangle + \\
 &+ \frac{1}{2} \langle \chi'' | f_p | \chi'' \rangle + \frac{1}{3} \langle \chi' | f_n | \chi' \rangle; \\
 \langle \xi^a | f_1 f_2 | \xi^a \rangle &= \\
 &= \frac{1}{4} \left[\frac{1}{3} \langle \chi' | f_p (f_p + f_n) + 4 f_n f_p | \chi' \rangle + \right. \\
 &\quad + \langle \chi'' | f_p (f_p + f_n) | \chi'' \rangle - \\
 &\quad - \frac{1}{\sqrt{3}} \langle \chi' | f_p (f_p - f_n) | \chi'' \rangle - \\
 &\quad \left. - \frac{1}{\sqrt{3}} \langle \chi'' | f_p (f_p - f_n) | \chi' \rangle \right]; \\
 \langle \xi^a | f_1 f_2 f_3 | \xi^a \rangle &= \\
 &= \frac{1}{4} \left[\frac{1}{3} \langle \chi' | f_p (f_p f_n + f_n f_p) + 4 f_n f_p f_p | \chi' \rangle + \right. \\
 &\quad + \langle \chi'' | f_p (f_p f_n + f_n f_p) | \chi'' \rangle - \\
 &\quad - \frac{1}{\sqrt{3}} \langle \chi' | f_p (f_p f_n - f_n f_p) | \chi'' \rangle \\
 &\quad \left. - \frac{1}{\sqrt{3}} \langle \chi'' | f_p (f_p f_n - f_n f_p) | \chi' \rangle \right].
 \end{aligned} \tag{11}$$

В выражениях (11) мы не приводим зависимость NN -амплитуд от импульсов, переданных в каждом соударении (см. (7)).

Для нахождения спиновой структуры амплитуд $F_{p\tau}^{(i)}$, используя выражения (7) и (11), удобно представить pN -амплитуды в следующем виде [2]:

$$\begin{aligned}
 f_N &= A_N + C_N(\sigma_p \cdot \hat{n}) + C'_N(\sigma_N \cdot \hat{n}) + \\
 &+ B_N(\sigma_p \cdot \hat{k})(\sigma_N \cdot \hat{k}) + (G_N + H_N)(\sigma_p \cdot \hat{q})(\sigma_N \cdot \hat{q}) + \\
 &+ (G_N - H_N)(\sigma_p \cdot \hat{n})(\sigma_N \cdot \hat{n}) \equiv \\
 &\equiv X_N(\sigma_p) + \mathbf{Y}_N(\sigma_p) \cdot \sigma_N,
 \end{aligned} \tag{12}$$

$$\text{где } \hat{k} = \frac{\mathbf{p} + \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} + \mathbf{p}'|}, \quad \hat{q} = \frac{\mathbf{p} - \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|}, \quad \hat{n} = (\hat{k} \times \hat{q}). \tag{13}$$

Далее мы выражаем матричные элементы произведений спиновых операторов σ_N для нуклонов мишени по состояниям χ' и χ'' через матричные элементы спинового оператора ядра σ_τ по состояниям ядра с фиксированной проекцией спина. После несложных, но довольно громоздких вычислений, получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned}
 \langle \xi^a | f_1 | \xi^a \rangle &= \frac{1}{3} (2X_p + X_n + \mathbf{Y}_n \cdot \sigma_\tau); \\
 \langle \xi^a | f_1 f_2 | \xi^a \rangle &= \\
 &= \frac{1}{3} \left(X_p X_p + X_p X_n + X_n X_p - \mathbf{Y}_p \cdot \mathbf{Y}_p \right) + \\
 &\quad + \left[X_p \mathbf{Y}_n + \mathbf{Y}_n X_p \right] \cdot \sigma_\tau; \\
 \langle \xi^a | f_1 f_2 f_3 | \xi^a \rangle &= \\
 &= \frac{1}{3} \left((X_p X_p - \mathbf{Y}_p \cdot \mathbf{Y}_p)(X_n + \mathbf{Y}_n \cdot \sigma_\tau) + \right. \\
 &\quad + (X_n + \mathbf{Y}_n \cdot \sigma_\tau)(X_p X_p - \mathbf{Y}_p \cdot \mathbf{Y}_p) + \\
 &\quad + X_p (X_n + \mathbf{Y}_n \cdot \sigma_\tau) X_p - \\
 &\quad \left. - \sum_i \mathbf{Y}_{pi} (X_n + \mathbf{Y}_n \cdot \sigma_\tau) \mathbf{Y}_{pi} \right).
 \end{aligned} \tag{14}$$

Спиновая структура амплитуды упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния выглядит аналогично выражению (12):

$$\begin{aligned}
 F_{p\tau} &= A_1 + A_2(\sigma_p \cdot \hat{n}) + A_3(\sigma_\tau \cdot \hat{n}) + \\
 &+ A_4(\sigma_p \cdot \hat{k})(\sigma_\tau \cdot \hat{k}) + (A_5 + A_6)(\sigma_p \cdot \hat{q})(\sigma_\tau \cdot \hat{q}) + \\
 &+ (A_5 - A_6)(\sigma_p \cdot \hat{n})(\sigma_\tau \cdot \hat{n}).
 \end{aligned} \tag{15}$$

Теперь, подставляя X_N и $\mathbf{Y}_N$ из (12) в (14) и затем в (2) и сопоставляя структуру амплитуды $F_{p\tau}^{(1)}$ с формулой (15), легко выписать инвариантные амплитуды однократного рассеяния:

$$\begin{aligned}
 A_i^{(1)} &= \frac{k}{k_{pN}} S(q) \tilde{A}_i^{(1)}, \quad i = \overline{1, 6}; \\
 \tilde{A}_1^{(1)} &= 2A_p + A_n; \\
 \tilde{A}_2^{(1)} &= 2C_p + C_n; \\
 \tilde{A}_3^{(1)} &= C'_n; \\
 \tilde{A}_4^{(1)} &= B_n; \\
 \tilde{A}_5^{(1)} &= G_n; \\
 \tilde{A}_6^{(1)} &= H_n.
 \end{aligned} \tag{16}$$

Здесь мы получили ожидаемый результат, следующий из принципа Паули для пары нуклонов, что в S -волновом приближении для основного состояния ядра ^3He его спин определяется спином нейтрона.

Чтобы найти явные выражения для спин-зависящих инвариантных амплитуд дву- и трехкратного рассеяния, нужно еще разложить векторы (или тензоры второго ранга), на которые умножаются спиновые матрицы σ_p и σ_τ (или их произведения) в формулах для амплитуд $F_{p\tau}^{(i)}$, $i = 2, 3$, по

базисным векторам (или тензорам), построенным из ортов $\hat{k}$, $\hat{q}$, $\hat{n}$ (см. формулу (15)).

В результате получаем инвариантные амплитуды двукратного рассеяния (в приближении $\hat{k}_1 \approx \hat{k}_2 \approx \hat{k}$):

$$\begin{aligned}
 A_i^{(2)} &= -\frac{k}{2\pi i(k_{pN})^2} S\left(\frac{q}{2}\right) \tilde{A}_i^{(2)}, \quad i = \overline{1,6}, \\
 \tilde{A}_1^{(2)} &= \int d^2 q' S(\sqrt{3}q') \times \\
 &\times \left\{ \begin{aligned} &\times A_p A_p + 2A_p A_n + \\ &+ [C_p C_p + 2C_p C_n - C'_p C'_p] (\hat{q}_1 \cdot \hat{q}_2) - \\ &- B_p B_p - 2G_p G_p - 2H_p H_p \times \\ &\times \left[(\hat{q}_1 \cdot \hat{q}_2)^2 - (\hat{q}_1 \times \hat{q}_2)^2 \right] \end{aligned} \right\}; \\
 \tilde{A}_2^{(2)} &= 2 \int d^2 q' S(\sqrt{3}q') \times \\
 &\times \left\{ \begin{aligned} &[A_p C_p + A_p C_n + A_n C_p] \times (\hat{q} \cdot \hat{q}_2) - C'_p G_p (\hat{q} \cdot \hat{q}_1) + \\ &+ C'_p H_p [(\hat{q}_1 \cdot \hat{q}_2)(\hat{q} \cdot \hat{q}_2) - (\hat{q}_1 \times \hat{q}_2)(\hat{q} \times \hat{q}_2)] \end{aligned} \right\}; \\
 \tilde{A}_3^{(2)} &= 2 \int d^2 q' S(\sqrt{3}q') \times \\
 &\times \left\{ \begin{aligned} &A_p C'_n (\hat{q} \cdot \hat{q}_2) + C_p G_n - \\ &- C_p H_n \left[(\hat{q}_1 \cdot \hat{q}_2)(\hat{q} \cdot \hat{q}_2) - \right. \\ &\left. - (\hat{q}_1 \times \hat{q}_2)(\hat{q} \times \hat{q}_2) \right] \end{aligned} \right\}; \\
 \tilde{A}_4^{(2)} &= 2 \int d^2 q' S(\sqrt{3}q') A_p B_n; \\
 \tilde{A}_5^{(2)} &= 2 \int d^2 q' S(\sqrt{3}q') \left\{ \frac{1}{2} C_p C'_n (\hat{q}_1 \cdot \hat{q}_2) + A_p G_n \right\}; \\
 \tilde{A}_6^{(2)} &= 2 \int d^2 q' S(\sqrt{3}q') \times \\
 &\times \left\{ \begin{aligned} &-\frac{1}{2} C_p C'_n \left[(\hat{q} \cdot \hat{q}_1)(\hat{q} \cdot \hat{q}_2) - \right. \\ &\left. - (\hat{q} \times \hat{q}_1)(\hat{q} \times \hat{q}_2) \right] + \\ &+ A_p H_n \left[(\hat{q} \cdot \hat{q}_2)^2 - (\hat{q} \times \hat{q}_2)^2 \right] \end{aligned} \right\}, \quad (17)
 \end{aligned}$$

где в произведениях двух pN -амплитуд первая зависит от q_1 , а вторая — от q_2 .

При использовании гауссовой параметризации для амплитуд pN -рассеяния в сочетании с гауссовой формой S -волновой функции ядра ^3He (4) амплитуда трехкратного $p^3\text{He}$ -рассеяния в бесспиновом случае может быть вычислена аналитически [12]. При учете всех спиновых членов в pN -амплитудах точный расчет этой амплитуды — технически

очень громоздкая задача. Поэтому на первом этапе этой работы инвариантные амплитуды трехкратного рассеяния были получены нами в приближении $\hat{k}_1 \approx \hat{k}_2 \approx \hat{k}_3 \approx \hat{k}$ и дополнительно $\mathbf{q}_1 \approx \mathbf{q}_2 \approx \mathbf{q}_3 \approx \mathbf{q} / 3$, которое далее называем приближением $q / 3$, что позволило вынести pN -амплитуды из-под знака интеграла. В работе [5] аналогичное приближение было использовано не только для трехкратного, но и для двукратного рассеяния. Явные формулы для инвариантных амплитуд трехкратного рассеяния в данном приближении принимают вид

$$\begin{aligned}
 A_i^{(3)} &= -\frac{k}{4\pi^2(k_{pN})^3} \tilde{S} \tilde{A}_i^{(3)}, \quad i = \overline{1,6}; \\
 \tilde{A}_1^{(3)} &= \Sigma_p^2 A_n + 2\Lambda_{pp} C_n; \\
 \tilde{A}_2^{(3)} &= \Sigma_p^2 C_n + 2\Lambda_{pp} A_n; \\
 \tilde{A}_3^{(3)} &= \Sigma_p^2 C'_n + 2\Lambda_{pp} (G_n - H_n); \\
 \tilde{A}_4^{(3)} &= \Sigma_p^{2''} B_n; \\
 \tilde{A}_5^{(3)} &= \Sigma_p^{2+} G_n + \Sigma_p^{2-} H_n + \Lambda_{pp} C'_n; \\
 \tilde{A}_6^{(3)} &= \Sigma_p^{2-} G_n + \Sigma_p^{2+} H_n - \Lambda_{pp} C'_n, \quad (18)
 \end{aligned}$$

где $\tilde{S} = \frac{64}{3} \pi^2 c^4$;

$$\begin{aligned}
 \Sigma_p^2 &= A_p^2 + C_p^2 - C_p'^2 - B_p^2 - 2G_p^2 - 2H_p^2; \\
 \Lambda_{pp} &= A_p C_p + (G_p - H_p) C'_p; \\
 \Sigma_p^{2'} &= A_p^2 + C_p^2 - C_p'^2 - \frac{1}{3} B_p^2 - \\
 &- \frac{4}{3} (G_p^2 + H_p^2 - G_p H_p); \\
 \Sigma_p^{2''} &= A_p^2 + \frac{1}{3} C_p^2 - C_p'^2 - B_p^2 - \frac{2}{3} (G_p^2 + H_p^2); \\
 \Sigma_p^{2+} &= A_p^2 + \frac{2}{3} C_p^2 - C_p'^2 - \frac{1}{3} B_p^2 - \frac{4}{3} (G_p^2 + H_p^2); \\
 \Sigma_p^{2-} &= -\frac{1}{3} C_p^2 - \frac{4}{3} G_p H_p. \quad (19)
 \end{aligned}$$

Все pN -амплитуды в формулах (18) и (19) зависят от $q / 3$.

Для оценки погрешности используемого приближения $q / 3$ мы выполнили точное интегрирование по переданным импульсам для того слагаемого в доминирующей амплитуде $p^3\text{He}$ -рассеяния A_1 (15), в которое входят только не зависящие от спинов амплитуды pN -рассеяния A_N в виде произведения $A_p A_p A_n$. При этом приближенное выражение $\tilde{S} A_p A_p A_n$, присутствующее в формуле (18) для амплитуды A_1 с учетом

члена Σ_p^2 из (19), заменяется на соответствующее аналитическое выражение. Мы не приводим здесь это громоздкое выражение, как и гауссовы параметры pN -амплитуд, но демонстрируем далее численные результаты. Соответствующий расчет полной амплитуды трехкратного рассеяния обозначаем как $TS(q/3)$, если все слагаемые вычислены в приближении $q/3$, и как TS — когда бесспиновая часть амплитуды A_1 вычислена аналитически точно, а ее спин-зависащая часть и все остальные спиновые амплитуды получены в приближении $q/3$.

С найденными инвариантными амплитудами были вычислены дифференциальное сечение и протонная анализирующая способность в упругом $p^3\text{He}$ -рассеянии:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \text{Tr} F_{p\tau} F_{p\tau}^\dagger \equiv \Sigma;$$

$$\Sigma = |A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2 + |A_5 + A_6|^2 + |A_5 - A_6|^2; \quad (20)$$

$$A_y^p = \frac{\text{Tr} F_{p\tau} (\sigma_p)_y F_{p\tau}^\dagger}{\text{Tr} F_{p\tau} F_{p\tau}^\dagger} = 2\text{Re} [A_1 A_2^* + (A_5 - A_6) A_3^*] \Sigma^{-1}. \quad (21)$$

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

На рис. 1 приведены результаты расчетов дифференциальных сечений упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния при четырех энергиях падающего протона от 156

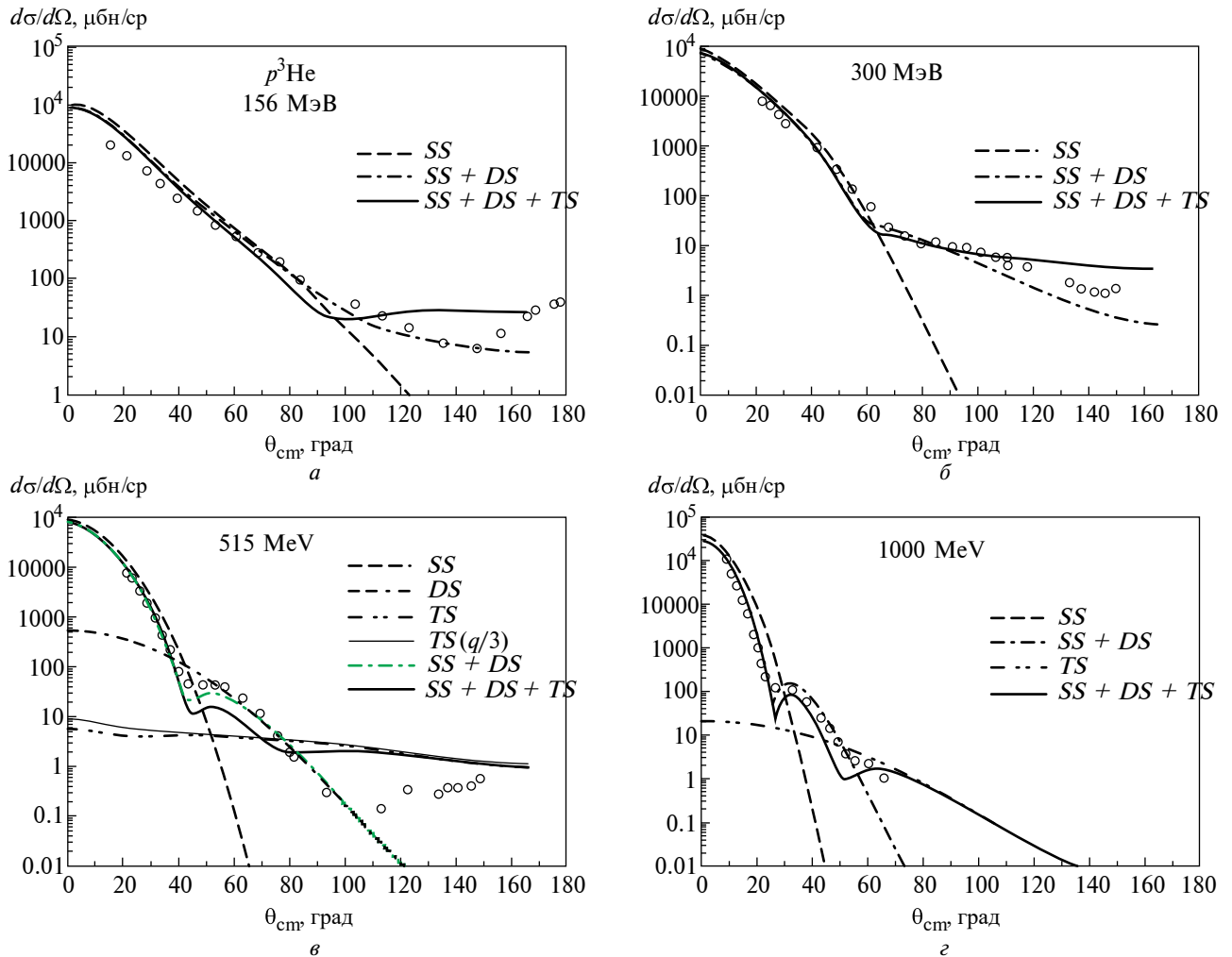


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния при энергиях падающего протона $T_p = 156$ (а), 300 (б), 515 (в) и 1000 (г) МэВ. Показаны вклады однократного (штриховые кривые, SS), двукратного (пунктирштрихштриховые, DS), трехкратного (штрихпунктирпунктирные, TS), трехкратного в приближении $q/3$ (тонкая сплошная, $TS(q/3)$) соответственно (см. текст). Штрихпунктирными кривыми показан суммарный вклад одно- и двукратного рассеяния, а сплошными кривыми — полный расчет (сумма всех трех кратностей). Точки — экспериментальные данные из работы [5].

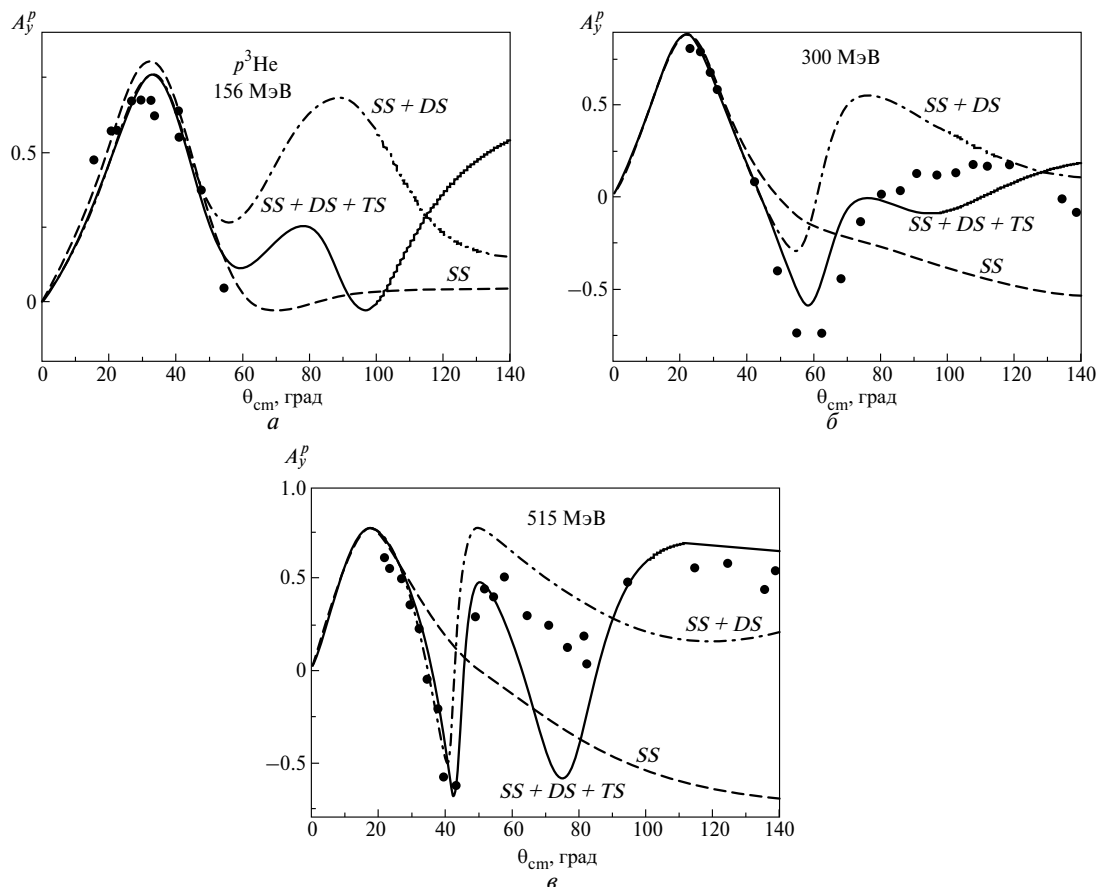


Рис. 2. Протонные анализирующие способности в упругом $p^3\text{He}$ -рассеянии при энергиях падающего протона $T_p = 156$ (а), 300 (б), 515 (в) МэВ. Описание точек и кривых см. в подписи к рис. 1.

до 1000 МэВ. Во всех расчетах были использованы спин-зависящие NN -амплитуды, полученные из парциально-волнового анализа (SAID) [13]. Видно, что глауберовская модель с учетом спиновой зависимости в целом хорошо описывает дифференциальные сечения рассеяния в переднюю полусферу углов, где доминирует сумма механизмов одно- и двукратного рассеяния. Вместе с тем имеется расхождение при средних углах, которое, вероятно, связано с ограничением S -компонентой волновой функции ядра ^3He . Использованное нами приближение равных переданных импульсов в последовательных соударениях нуклонов для спин-зависящих амплитуд механизма трехкратного рассеяния в (15) несколько завышает соответствующий вклад в сечение. Однако, как видно из сравнения точного (TS) и приближенного ($TS(q/3)$) расчетов доминирующей (спин-независящей) части сечения трехкратного рассеяния на рис. 1, в, этот эффект незначителен в суммарном сечении. С другой стороны, трехкратное рассеяние начинает доминировать в той области, где применимость глауберовского подхода уже не оправдана. Отметим, что при энергиях ~ 1000 МэВ вклад трехкратного рассеяния заметно убывает с ростом угла рассеяния (рис. 1, г), в то время как при 515 МэВ (см. рис. 1, в) и более

низких энергиях этот вклад практически не зависит от угла.

На рис. 2 показаны результаты для протонной анализирующей способности A_y при тех же энергиях (кроме энергии $T_p = 1000$ МэВ, для которой отсутствуют экспериментальные данные). Мы получили хорошее описание данных [5] по A_y вплоть до первого минимума при всех рассматриваемых энергиях, причем вклад трехкратного рассеяния существенен при больших углах ($> 50^\circ$). Найденное согласие с данными дает основание использовать полученные нами амплитуды $p^3\text{He}$ -рассеяния для вычисления нуль-тест-сигнала нарушения T -инвариантности в $d^3\text{He}$ -рассеянии по аналогии с dp -рассеянием [8, 9]. Для этого, помимо T - и P -инвариантных амплитуд, нужно также вычислить амплитуды $p^3\text{He}$ - и $n^3\text{He}$ -рассеяния, сохраняющие P -четность, но нарушающие T -инвариантность.

4. АМПЛИТУДЫ С СОХРАНЕНИЕМ P -ЧЕТНОСТИ, НО С НАРУШЕНИЕМ T -ИНВАРИАНТНОСТИ

Снятие требования сохранения инвариантности по отношению к обращению времени приводит

к появлению дополнительных членов в полной спин-зависящей амплитуде упругого NN -, а также $p^3\text{He}$ -рассеяния. В работе [14] и затем в [8, 9] были рассмотрены следующие NN -амплитуды, нарушающие T -инвариантность:

$$f_N^{TV} = h_N \left[\begin{aligned} &(\sigma_p \cdot \hat{k})(\sigma_N \cdot \hat{q}) + (\sigma_p \cdot \hat{q})(\sigma_N \cdot \hat{k}) - \\ &-\frac{2}{3}(\sigma_p \cdot \sigma_N)(\hat{q} \cdot \hat{k}) \end{aligned} \right] + \\ + g_N [\sigma_p \times \sigma_N] [\hat{q} \times \hat{k}] (\tau_p - \tau_N)_z + \\ + g'_N (\sigma_p - \sigma_N) i [\hat{q} \times \hat{k}] [\tau_p - \tau_N]_z. \quad (22)$$

Амплитуда g'_N дает вклад только в процесс перезарядки $pn \leftrightarrow np$, который мы здесь не рассматриваем. Соответственно можно ввести аналогичные члены в амплитуду $p^3\text{He}$ -рассеяния:

$$F_{p\tau}^{TV} = h_{p\tau} \left[\begin{aligned} &(\sigma_p \cdot \hat{k})(\sigma_\tau \cdot \hat{q}) + (\sigma_p \cdot \hat{q})(\sigma_\tau \cdot \hat{k}) - \\ &-\frac{2}{3}(\sigma_p \cdot \sigma_\tau)(\hat{q} \cdot \hat{k}) \end{aligned} \right] + \\ + g_{p\tau} [\sigma_p \times \sigma_\tau] [\hat{q} \times \hat{k}] + \\ + g'_{p\tau} (\sigma_p - \sigma_\tau) i [\hat{q} \times \hat{k}] [\tau_p \times \tau_\tau]_z. \quad (23)$$

Здесь g' -член относится к перезарядке $p^3\text{H} \rightarrow n^3\text{He}$. В приближении Глаубера полная $TVPC$ -амплитуда также складывается из амплитуд одно-, дву- и трехкратного рассеяния, при этом в каждую из этих амплитуд мы включаем только одно T -нечетное столкновение ввиду малости его амплитуды:

$$F_{p\tau}^{TV} = F_{p\tau}^{TV(1)} + F_{p\tau}^{TV(2)} + F_{p\tau}^{TV(3)}. \quad (24)$$

Мы получили явные выражения для инвариантных амплитуд $h_{p\tau}$ и $g_{p\tau}$ через инвариантные pN -амплитуды:

$$h_{p\tau}^{(1)} = \frac{k}{k_{pN}} S(q) h_n(q); \\ g_{p\tau}^{(1)} = \frac{k}{k_{pN}} S(q) g_n(q); \\ h_{p\tau}^{(2)} = \frac{k}{\pi i k_{pN}^2} S\left(\frac{q}{2}\right) \int d^2 q' S(\sqrt{3} q') \times \\ \times A_p(q_1) h_n(q_2) (\hat{q} \cdot \hat{q}_2); \\ g_{p\tau}^{(2)} = \frac{k}{\pi i k_{pN}^2} S\left(\frac{q}{2}\right) \times \\ \times \int d^2 q' S(\sqrt{3} q') A_p(q_1) g_n(q_2) (\hat{q} \cdot \hat{q}_2); \quad (25)$$

$$h_{p\tau}^{(3)} = -\frac{1}{3} \frac{k}{4\pi^2 k_{pN}^3} \tilde{S} \left\{ \begin{aligned} &\bar{\Sigma}_p^2 h_n + (B_p + G_p + H_p) \times \\ &\times \left[\begin{aligned} &(B_n + G_n + H_n) h_p + \\ &+ 2(B_p - G_p - H_p) g_n \end{aligned} \right] \end{aligned} \right\}; \\ g_{p\tau}^{(3)} = -\frac{1}{3} \frac{k}{4\pi^2 k_{pN}^3} \tilde{S} \left\{ \begin{aligned} &2\bar{\Sigma}_p^2 g_n + (B_p + G_p + H_p) \times \\ &\times \left[\begin{aligned} &(B_n - G_n - H_n) h_p + \\ &+ (B_p - G_p - H_p) h_n \end{aligned} \right] \end{aligned} \right\},$$

где

$$\bar{\Sigma}_p^2 = 3A_p^2 + C_p^2 - 3C_p'^2 - 2B_p^2 - \\ - 3G_p^2 - 3H_p^2 - 2G_p H_p, \quad (26)$$

а $\tilde{S}$ определено в формуле (19).

Все амплитуды трехкратного рассеяния в формулах (25) зависят от спинов и, как и T -четные спиновые амплитуды, получены в приближении $q/3$. Соответственно pN -амплитуды входят в них при значении аргумента $q/3$. Интересно отметить, что суперпозиция pN -амплитуд h_N и g_N возникает только в амплитуде трехкратного рассеяния.

Выражения для амплитуд $n^3\text{He}$ -рассеяния, как T -четных, так и T -нечетных, получаются из соответствующих выражений для амплитуд $p^3\text{He}$ -рассеяния путем замены в них pp -амплитуд на np -амплитуды, а pn - — на nn -амплитуды, которые, без учета кулоновского взаимодействия, считаем равными pp -амплитудам. В наших обозначениях это соответствует замене в формулах (16)–(19) и (25) и (26) всех амплитуд A_p , B_p и т.д., а также h_p на амплитуды A_n , B_n и т.д., h_n , и наоборот. Формулы (25) получены с учетом факта обращения в нуль NN -амплитуд g -типа для соударения тождественных нуклонов ($g_p = 0$). Для правильного учета соответствующих членов в T -нечетных $n^3\text{He}$ -амплитудах следует произвести замену индексов $n \leftrightarrow p$ в исходных выражениях для T -нечетных $p^3\text{He}$ -амплитуд, содержащих амплитуды g_N вместе с изоспиновыми факторами $(\tau_p - \tau_N)_z$ (см. формулу (22)), не только для всех инвариантных NN -амплитуд, но и для изоспиновой матрицы падающего нуклона. После этого вычисляем явно значения изоспиновых факторов, что снова приводит к занулению вклада g_p (в $n^3\text{He}$ -рассеянии этот вклад соответствует nn -амплитуде). В итоге получаем следующие выражения для T -нечетных $n^3\text{He}$ -амплитуд:

$$h_{n\tau}^{(1)} = \frac{k}{k_{nN}} S(q) h_p(q);$$

$$\begin{aligned}
h_{n\pi}^{(2)} &= \frac{k}{\pi i k_{nN}^2} S\left(\frac{q}{2}\right) \times \\
&\times \int d^2 q' S(\sqrt{3} q') A_n(q_1) h_p(q_2) (\hat{q} \cdot \hat{q}_2); \\
h_{n\pi}^{(3)} &= -\frac{1}{3} \frac{k}{4\pi^2 k_{nN}^3} \tilde{S} \left\{ \begin{aligned} &\left[\bar{\Sigma}_n^2 h_p + (B_p + G_p + H_p) \right] \times \\ &\times \left[(B_n + G_n + H_n) h_n - \right. \\ &\left. - 2(B_n - G_n - H_n) g_n \right] \end{aligned} \right\}; \\
g_{n\pi}^{(3)} &= -\frac{1}{3} \frac{k}{4\pi^2 k_{nN}^3} \tilde{S} \times \\
&\times \left\{ \begin{aligned} &\left[B_n^2 - (G_n + H_n)^2 \right] h_p + \\ &+ (B_p - G_p - H_p) \left[(B_n + G_n + H_n) h_n - \right. \\ &\left. - 2(B_n - G_n - H_n) g_n \right] \end{aligned} \right\}, \quad (27)
\end{aligned}$$

где $\bar{\Sigma}_n^2$ определено формулой (26) с заменой $p \rightarrow n$. Мы получили, что T -нечетная амплитуда g -типа $n^3\text{He}$ -рассеяния не обращается в нуль только при учете механизма трехкратных соударений и, следовательно, много меньше соответствующей амплитуды $p^3\text{He}$ -рассеяния.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе развит формализм вычисления спин-зависящих амплитуд упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния на основе дифракционной модели Глаубера с учетом спиновой зависимости NN -амплитуд. Впервые были получены явные формулы для всех инвариантных амплитуд $p^3\text{He}$ -рассеяния для механизмов одно-, дву- и трехкратных соударений падающего протона с нуклонами ядра-мишени. Найденные явные выражения для инвариантных амплитуд позволили значительно упростить расчеты наблюдаемых. Кроме того, эти амплитуды могут быть использованы для вычисления характеристик $d^3\text{He}$ -рассеяния путем замены в формализме для dp -рассеяния Np -амплитуд на $N^3\text{He}$ -амплитуды. На основе развитого здесь формализма были рассчитаны дифференциальные сечения и анализирующие способности упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния при энергиях $156 \leq T_p \leq 1000$ МэВ. Найдено хорошее согласие с экспериментальными данными как для сечений, так и для спиновых наблюдаемых в передней полусфере углов рассеяния. Имеющиеся

расхождения могут быть связаны с упрощенной гауссовой параметризацией S -волновой функции ядра ^3He и учетом вклада D -компонент.

Наряду с T -инвариантными амплитудами, в работе получены явные выражения для амплитуд $N^3\text{He}$ -рассеяния с нарушением T -инвариантности, но с сохранением P -четности. Эти амплитуды могут быть использованы для вычисления сигнала нарушения T -инвариантности в $d^3\text{He}$ -рассеянии при условии достаточно хорошего описания анализирующей способности A_y в $p^3\text{He}$ -рассеянии в переднюю полусферу углов. Нам удалось получить такое описание A_y при всех рассматриваемых энергиях. Расчет нуль-тест-сигнала нарушения T -инвариантности в $d^3\text{He}$ -рассеянии будет опубликован в нашей следующей работе.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда No. 23-22-00123, <https://rscf.ru/project/23-22-00123/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. N. Platonova and V. I. Kukulin, Phys. At. Nucl. **73**, 86 (2010).
2. M. N. Platonova and V. I. Kukulin, Phys. Rev. C **81**, 014004 (2010), Phys. Rev. C **94**, 069902 (Erratum) (2016), arXiv:1612.08694.
3. A. A. Temerbayev and Y. N. Uzikov, Phys. Atom. Nucl. **78**, 35 (2015).
4. M. N. Platonova and V. I. Kukulin, Eur. Phys. J. A **56**, 132 (2020), arXiv:1910.05722.
5. D. K. Hasell *et al.*, Phys. Rev. C **34**, 236 (1986).
6. R. Frascaria, D. Legrand, V. Comparat, M. Morlet, N. Marty, and A. Willis, Nucl. Phys. A **264**, 445 (1976).
7. G. Bizard and A. Osmont, Nucl. Phys. A **364**, 333 (1981).
8. Y. N. Uzikov and A. Temerbayev, Phys. Rev. C **92**, 014002 (2015), arXiv:1506.08303.
9. Y. N. Uzikov and J. Haidenbauer, Phys. Rev. C **94**, 035501 (2016), arXiv:1607.04409.
10. Y. N. Uzikov, J. Haidenbauer, and B. A. Prmantayeva, Phys. Rev. C **84**, 054011 (2011), arXiv:1107.3906.
11. L. A. Kondratyuk and M. Z. Shmatikov, Yad. Fiz. **38**, 216 (1983).
12. W. Czyz and L. Le'sniak, Phys. Lett. B **24**, 227 (1967).
13. R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, Phys. Rev. C **76**, 025209 (2007), arXiv:0706.2195.
14. M. Beyer, Nucl. Phys. A **560**, 895 (1993), nucl-th/9302002.

ELASTIC SCATTERING OF POLARIZED PROTONS ON ^3He NUCLEUS WITHIN THE GLAUBER MODEL WITH SPIN DEPENDENCE

© 2024 M. N. Platonova^{1), 2)}, N. T. Tursunbayev²⁾, Yu. N. Uzikov^{2), 3), 4)}

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

²⁾*Dzheleпов Laboratory of Nuclear Problems, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

³⁾*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

⁴⁾*Dubna State University, Dubna, Russia*

Differential cross sections and vector analyzing powers of elastic $p^3\text{He}$ scattering at energies $156 \leq T_p \leq 1000$ MeV are calculated on the basis of the Glauber diffraction model with accounting of spin dependence of the NN -scattering amplitudes. Explicite formulae for all six invariant amplitudes of the $p^3\text{He}$ scattering for mechanisms of single-, double- and triple-scattering are obtained for the first time. A good agreement with the experimental data both for the differential cross sections and spin observables was found for scattering into the forward hemisphere. Furthermore, explicite formulae for the $p^3\text{He}$ scattering amplitudes with violation of the time-reversal invariance but conservation of P -parity are obtained and can these be used to test the T -invariance in this and others processes.

ПРЕЦИЗИОННЫЙ РАСЧЕТ ОДНОПЕТЛЕВЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВК В МЕЛЛЕРОВСКОМ РАССЕЙАНИИ

© 2024 г. В. А. Зыкунов^{1), 2)*}, А. Н. Ильичев^{3), 4)**}

Поступила в редакцию 31.08.2023 г., после доработки 20.10.2023 г., принята к публикации 20.10.2023 г.

Представлен детальный аналитический расчет однопетлевых электромагнитных радиационных поправок в меллеровском рассеянии за пределами ультрарелятивистского приближения (с полным учетом всех масс). Инфракрасная расходимость (ИКР) устраняется с использованием ковариантного подхода Бардина–Шумейко. В широком кинематическом диапазоне произведено успешное численное сравнение радиационных эффектов с результатами, полученными ранее, где для устранения ИКР использовались альтернативные методы. Установлена кинематическая область, в которой для получения точной оценки радиационных эффектов требуется избегать ультрарелятивистского приближения.

DOI: 10.31857/S0044002724010091, EDN: KDOTFW

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные технические достижения в области экспериментальной физики низких и высоких энергий возродили интерес к высокоточным вычислениям в квантовой электродинамике (КЭД). Для обеспечения точности обработки экспериментальных данных подобные вычисления зачастую должны выходить за рамки ультрарелятивистского приближения.

Ярким примером того, насколько подобные высокоточные теоретические предсказания становятся важными, является исследование процесса электрон-электронного рассеяния, обычно его называют меллеровским рассеянием (МР). Поскольку этот процесс сопровождается электронным пучком, он был исследован для измерения светимости [1, 2] и специальных измерений при низких энергиях для изучения массы электронов [3]. Точное знание КЭД-эффектов также могло бы быть полезно для эксперимента MOLLER [4], в котором будет исследоваться нарушающая четность асимметрия — наблюдаемая величина, исследования которой, возможно, помогут найти указания на проявления Новой физики. Основная же мотивация к произведенным точным расчетам обусловлена

экспериментом по измерению радиуса протона PRad [5, 6] и его обновленной версии PRad II [7].

Зачастую при изучении эффектов КЭД ограничиваются учетом вклада виртуальных частиц и мягких фотонов, см., например, [8], однако современные экспериментальные возможности и высокие требования к точности извлечения данных обуславливают необходимость прецизионного учета также и жестких тормозных фотонов в соответствии с возможностями детектора (fiducial cuts).

Впервые разработка системного подхода к расчету радиационных эффектов с излучением жестких фотонов (для упругого и неупругого электрон-протонного рассеяния) была осуществлена Мо и Тсаи в 1969 г. в работе [9]. Одним из ограничений в их расчетах был приблизительный способ учета вклада мягких фотонов, в результате чего окончательные выражения зависят от искусственного параметра Δ , который был введен для разделения фазового пространства (по энергии тормозного фотона) на мягкую и жесткую части. При численных расчетах, с одной стороны, этот параметр следует выбирать как можно меньшим, чтобы уменьшить область, оцениваемую приблизительно, но, с другой стороны, его нельзя выбирать слишком малым из-за возможной численной нестабильности при расчете излучения жестких фотонов.

В 1977 г. Бардин и Шумейко в своей статье [10] показали, как эта проблема может быть решена в рамках ковариантного расчета. Для точного расчета поляризационного МР ковариантный подход [10] был применен в работе [11]. Для оценки эффектов зависимости от экспериментальных ограничений на неупругость (или потерянную массу) был сделан дополнительный расчет в [12], на

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Беларусь.

³⁾Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь.

⁴⁾Институт ядерных проблем, Минск, Беларусь.

*E-mail: zykunov@cern.ch

**E-mail: ily@hep.by

основе которого построен Монте-Карло-генератор [13] для моделирования излучения жестких фотонов.

Впервые электромагнитные радиационные поправки (ЭМП) к лептонному току в упругом ep -рассеянии и МР были рассмотрены [одним из нас (А. Н. И.) в соавторстве] в работе [14] именно с применением ковариантного подхода для обработки ИКР [10]. Требуемая высокая точность побудила авторов [14] выйти за рамки ультрарелятивистского приближения и удерживать в расчете массу электрона. В данной работе был рассмотрен один тип экспериментальных ограничений — на неупругость (потерянную массу). Существуют и другие расчеты радиационных эффектов без пренебрежения массой электрона, например, недавний результат группы SANC [15], где анализ был сосредоточен на поляризационных наблюдаемых и области энергий выше Z -резонанса. Стоит упомянуть и работу [16] по оценке радиационных поправок (вплоть до второго порядка) с выделением инфракрасной расходимости ковариантным методом, расчет в которой основан на FKS'-методе [17–19].

Альтернативный метод выделения инфракрасной расходимости был предложен одним из нас (В. А. З.) в работе [20], где он применялся для расчета наблюдаемых поляризационного МР. Впоследствии W -метод (от “whole” — полный, цельный, без разделения на области мягких и жестких фотонов) был применен для расчета и других реакций, например, в работе [21] для поляризационного Баба-рассеяния. С использованием W -метода два года назад был выполнен независимый расчет ЭМП в меллеровском рассеянии [22]. Представленный там численный анализ показал необходимость детальной сверки с авторами [14] в целях получения более точного согласия.

Данная статья отвечает на запрос, поднятый в работе [22]. Подобно работе [14] все вычисления выполняются с удержанием массы электрона, а для выделения ИКР используется метод Бардина–Шумейко с некоторыми существенными улучшениями. Так, вместо громоздкой функции S_ϕ , определяемой формулой (А.14) в работе [14], для численной оценки используется ее более компактный аналог, предложенный в Приложении В работы [23]. Представленные детальные выкладки обработки ИКР показывают как с помощью несложных манипуляций также избавиться от громоздкого выражения δ_1^H , определяемого формулой (А.3) работы [14].

Данная работа преследует три цели:

- произвести прецизионный расчет однопетлевых электромагнитных радиационных поправок для наблюдаемых величин неполяризованного меллеровского рассеяния без привлечения каких-либо дополнительных параметров (“мягкости”) с удержанием массы электрона на всех этапах вычисления;

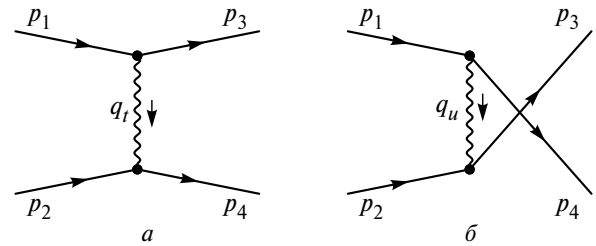


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы для меллеровского процесса $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$ в приближении однофотонного обмена: a — t -канальная, b — u -канальная.

- произвести численное сравнение радиационных эффектов с результатами, полученными ранее, где для устранения ИКР использовались другие подходы: метод Мо–Тсаи и W -метод;

- выяснить кинематическую область, в которой для получения точной оценки радиационных эффектов требуется избегать ультрарелятивистского приближения.

План работы следующий: в разд. 2 дано общее описание процесса в борновском приближении, в разд. 3 приведены выражения виртуальных однопетлевых ЭМП, в разд. 4 подробно разобран вклад тормозного излучения. Численный сравнительный анализ проведен в разд. 5. Технические детали расчета вклада конечной части двухфотонного обмена представлены в Приложении.

2. ПРИБЛИЖЕНИЕ ОДНОФОТОННОГО ОБМЕНА

Процесс меллеровского рассеяния

$$e^-(p_1) + e^-(p_2) \rightarrow e^-(p_3) + e^-(p_4) \quad (1)$$

($p_i^2 = m^2$, $i = 1, 4$) в приближении однофотонного обмена (борновском приближении) описывается следующими переменными:

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - p_3)^2, \\ u &= (p_2 - p_3)^2 = 4m^2 - s - t. \end{aligned} \quad (2)$$

Поскольку конечные частицы неразличимы, существует две возможности описания данного процесса в рамках КЭД. В первом случае обмен фотона происходит согласно диаграмме, показанной на рис. 1, a , вследствие чего виртуальность равна $q_t^2 = (p_1 - p_3)^2 = t$, а такой процесс называется t -канальным. Во втором случае обмен фотона происходит согласно диаграмме, представленной на рис. 1, b (имеет место замена тождественных частиц $p_3 \leftrightarrow p_4$), виртуальность фотона теперь определяется как $q_u^2 = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 = u$, а процесс называется u -канальным. Кроме введенных в (2) переменных, для описания МР также будет полезно определить следующие величины:

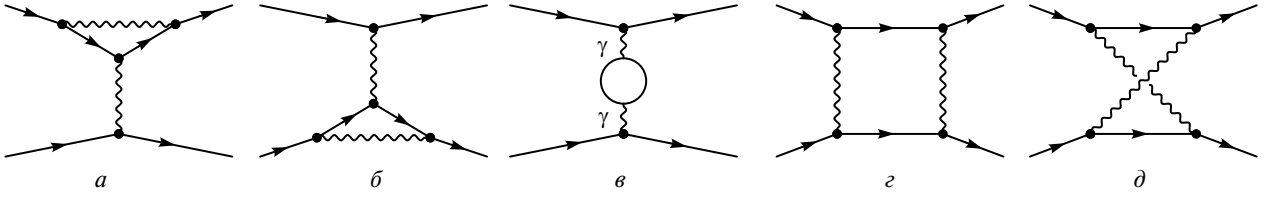


Рис. 2. Фейнмановские t -канальные диаграммы вкладов виртуальных частиц: вершинных функций (a , $б$), собственных энергий ($в$), прямого ($г$) и перекрестного ($д$) двухфотонного обмена в процесс МР.

$$\begin{aligned}\xi_s &= \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}; \\ \xi_t &= \sqrt{1 - \frac{4m^2}{t}}; \\ \xi_u &= \sqrt{1 - \frac{4m^2}{u}}.\end{aligned}\quad (3)$$

Сечение однофотонного обмена строится стандартным образом:

$$d\sigma_B = \frac{m_b m_b^+}{2s\xi_s} d\Gamma_2. \quad (4)$$

Матричный элемент борновского процесса представляет собой разность t -канального и u -канального вкладов:

$$m_b = m_b^t - m_b^u,$$

где

$$\begin{aligned}m_b^t &= \frac{ie^2}{t} \bar{u}(p_3) \gamma_\mu u(p_1) \bar{u}(p_4) \gamma^\mu u(p_2); \\ m_b^u &= \frac{ie^2}{u} \bar{u}(p_4) \gamma_\mu u(p_1) \bar{u}(p_3) \gamma^\mu u(p_2).\end{aligned}\quad (5)$$

Элементарный заряд $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, где $\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Фазовый объем выражается через косинус угла рассеяния θ детектируемого электрона с 4-импульсом p_3 в с.ц.м. начальных электронов $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$:

$$\begin{aligned}d\Gamma_2 &= (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \times \\ &\times \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2p_{30}} \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2p_{40}} = \frac{dt}{8\pi s \xi_s} = \frac{\xi_s dc_0}{16\pi},\end{aligned}\quad (6)$$

где $c_0 = \cos\theta$ (мы перешли в сферическую систему координат и произвели интегрирование по азимутальному углу). Инварианты t и u определяются через угол θ следующим образом:

$$t = -\frac{s\xi_s^2}{2}(1 - c_0), \quad u = -\frac{s\xi_s^2}{2}(1 + c_0). \quad (7)$$

Выражая квадраты матричных элементов через инварианты:

$$\begin{aligned}m_b^t m_b^{t+} &= \frac{e^4}{t^2} \left((s-u)^2 + t(t-8m^2) \right); \\ m_b^t m_b^{u+} &= -\frac{2e^4}{tu} (s-6m^2)(s-2m^2);\end{aligned}$$

$$m_b^u m_b^{t+} = m_b^t m_b^{u+};$$

$$m_b^u m_b^{u+} = \frac{e^4}{u^2} \left((s-t)^2 + u(u-8m^2) \right), \quad (8)$$

запишем борновское сечение в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_B}{dc_0} = \frac{d\sigma_B^t}{dc_0} + (t \leftrightarrow u), \quad (9)$$

$$\frac{d\sigma_B^t}{dc_0} = \frac{m_b^t m_b^{t+}}{32\pi s} = \frac{\pi\alpha^2}{2s} \left[\frac{(s-u)^2 + t(t-8m^2)}{t^2} + \frac{2(s-6m^2)(s-2m^2)}{tu} \right]. \quad (10)$$

3. ВКЛАД ВИРТУАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Сечение, соответствующее вкладу дополнительных виртуальных частиц в меллеровское рассеяние, состоит из трех слагаемых:

$$\frac{d\sigma_{\text{virt}}}{dc_0} = \frac{d\sigma_{\text{vert}}}{dc_0} + \frac{d\sigma_{\text{vac}}}{dc_0} + \frac{d\sigma_{2\gamma}}{dc_0}, \quad (11)$$

где первое слагаемое соответствует вкладу вершинных функций, представленных диаграммами Фейнмана на рис. 2, a , $б$, второе — поляризации вакуума, которая изображена на рис. 2, $в$, а третье — двухфотонному обмену (рис. 2, $г$, $д$). Каждый из представленных вкладов выражается через интерференцию соответствующего матричного элемента с борновским:

$$\frac{d\sigma_{\text{vert}}}{dc_0} = \frac{m_{\text{vert}}^t m_b^{t+} + m_b m_{\text{vert}}^{t+}}{32\pi s} + (t \leftrightarrow u); \quad (12)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{vac}}}{dc_0} = \frac{m_{\text{vac}}^t m_b^{t+} + m_b m_{\text{vac}}^{t+}}{32\pi s} + (t \leftrightarrow u); \quad (13)$$

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{2\gamma}}{dc_0} &= \\ &= \frac{(m_{2\gamma d}^t + m_{2\gamma x}^t) m_b^{t+} + m_b (m_{2\gamma d}^t + m_{2\gamma x}^t)^+}{32\pi s} + \\ &+ (t \leftrightarrow u),\end{aligned}\quad (14)$$

где, как и ранее, верхний индекс t у матричных элементов обозначает t -канальный процесс, а нижние индексы в последнем равенстве определяют прямую (d , рис. 2, z) и перекрестную (x , рис. 2, d) составляющие двухфотонного обмена.

Матричные элементы, соответствующие t -канальным вершинным функциям и собственным энергиям фотона, имеют следующую структуру:

$$m_{\text{vert}}^t = \frac{ie^2}{t} \left[\bar{u}(p_3) \Lambda_\mu(q) u(p_1) \bar{u}(p_4) \gamma^\mu u(p_2) + \right. \\ \left. + \bar{u}(p_3) \gamma_\mu u(p_1) \bar{u}(p_4) \Lambda^\mu(-q) u(p_2) \right]; \\ m_{\text{vac}}^t = \frac{ie^2}{t} \bar{u}(p_3) \gamma^\alpha u(p_1) \bar{u}(p_4) \gamma^\beta u(p_2) \Pi_{\alpha\beta}^t. \quad (15)$$

Выражения Λ_μ и $\Pi_{\alpha\beta}^t$ содержат ультрафиолетовую расходимость, а Λ_μ также и инфракрасно расходится. Для их вычисления используем метод размерной регуляризации однопетлевых интегралов:

$$\Lambda_\mu(p_1 - p_3) = -ie^2 \int \frac{d^n \ell}{(2\pi)^n \mu^{n-4}} \times \\ \times \frac{\gamma_\alpha (\hat{p}_3 - \hat{\ell} + m) \gamma_\mu (\hat{p}_1 - \hat{\ell} + m) \gamma^\alpha}{\ell^2 (\ell^2 - 2\ell p_3) (\ell^2 - 2\ell p_1)}; \\ \Pi_{\alpha\beta}^t = \frac{ie^2}{t} \int \frac{d^n \ell}{(2\pi)^n \mu^{n-4}} \times \\ \times \sum_{i=e,\mu,\tau} \frac{\text{Tr}[(\hat{\ell} + m_i) \gamma_\alpha (\hat{\ell} - \hat{q} + m_i) \gamma_\beta]}{(\ell^2 - m_i^2) ((\ell - q)^2 - m_i^2)}, \quad (16)$$

где μ — свободный параметр размерности массы.

Расчет представленных выше интегралов, как и сокращение ультрафиолетовой расходимости, хорошо известны и в данной работе не приводятся. Используя общепринятую схему перенормировки на массовой поверхности, находим, что:

$$\frac{d\sigma_{\text{vert}}}{dc_\theta} = \frac{2\alpha}{\pi} \left[\delta_{\text{vert}}(t) \frac{d\sigma_b^t}{dc_\theta} + \delta_{\text{vert}}(u) \frac{d\sigma_b^u}{dc_\theta} \right] + \\ + \frac{d\sigma_A^t}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_A^u}{dc_\theta}; \\ \frac{d\sigma_{\text{vac}}}{dc_\theta} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\delta_{\text{vac}}^t(t) \frac{d\sigma_b^t}{dc_\theta} + \delta_{\text{vac}}^t(u) \frac{d\sigma_b^u}{dc_\theta} \right]. \quad (17)$$

Заметим, что вклады, факторизующиеся перед борновским сечением, не меняют магнитный момент электрона. Для вершинной части этот вклад имеет вид

$$\delta_{\text{vert}}(t) = \left[2 - \frac{1 + \xi_t^2}{\xi_t} l_t \right] \left(P_{\text{IR}} + \ln \frac{m}{\mu} \right) + \\ + \frac{1 + 2\xi_t^2}{2\xi_t} l_t - 2 - \frac{1 + \xi_t^2}{4\xi_t} \left[l_t^2 + 4\text{Li}_2 \frac{2\xi_t}{1 + \xi_t} - \pi^2 \right], \quad (18)$$

где

$$l_t = \ln \frac{\xi_t + 1}{\xi_t - 1}, \quad (19)$$

а выражение

$$P_{\text{IR}} = \frac{1}{n-4} + \frac{1}{2} \gamma_E + \ln \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \quad (20)$$

осуществляет параметризацию инфракрасного полюса в n -мерном пространстве. Часть вершинного сечения, в которой нет полной факторизации перед борновским выражением (она обозначена символом “ A ”, от “anomalous”), имеет вид

$$\frac{d\sigma_A^t}{dc_\theta} = -\frac{2\alpha^3}{st^2 \xi_t} m^2 l_t \left(3s \xi_s^2 \frac{s - 2m^2}{u} + 10m^2 - 3u \right); \\ \frac{d\sigma_A^u}{dc_\theta} = \frac{d\sigma_A^t}{dc_\theta} (t \leftrightarrow u). \quad (21)$$

Наконец, факторизующаяся часть от сечения, обусловленного поляризацией вакуума (здесь мы берем в расчет только поляризацию лептонами (e, μ, τ), адронная поляризация вакуума хорошо изучена и лежит несколько за рамками целей этой работы) имеет вид

$$\delta_{\text{vac}}(t) = \sum_{i=e,\mu,\tau} \left[\left(\frac{2m_i^2 - t}{3} + \frac{8m_i^4}{t} \right) \frac{2}{\sqrt{t(t - 4m_i^2)}} \times \right. \\ \left. \times \ln \frac{\sqrt{4m_i^2 - t} + \sqrt{-t}}{\sqrt{4m_i^2 - t} - \sqrt{-t}} - \frac{10}{9} - \frac{8m_i^2}{t} \right]. \quad (22)$$

Матричные элементы прямого $m_{2\gamma d}^t$ и перекрестного $m_{2\gamma x}^t$ двухфотонного обмена выражаются через однопетлевые интегралы следующим образом:

$$m_{2\gamma d}^t = \frac{e^4}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 \ell}{\ell^2 (\ell - q)^2} \bar{u}(p_3) \gamma^\nu \times \\ \times \frac{\hat{p}_1 - \hat{\ell} + m}{\ell^2 - 2p_1 \ell} \gamma^\mu u(p_1) \bar{u}(p_4) \gamma_\nu \frac{\hat{p}_2 + \hat{\ell} + m}{\ell^2 + 2p_2 \ell} \gamma_\mu u(p_2); \\ m_{2\gamma x}^t = \frac{e^4}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 \ell}{\ell^2 (\ell - q)^2} \bar{u}(p_3) \gamma^\nu \frac{\hat{p}_1 - \hat{\ell} + m}{\ell^2 - 2p_1 \ell} \times \\ \times \gamma^\mu u(p_1) \bar{u}(p_4) \gamma_\mu \frac{\hat{p}_4 - \hat{\ell} + m}{\ell^2 - 2p_4 \ell} \gamma_\nu u(p_2). \quad (23)$$

Инфракрасная расходимость в сечении двухфотонного обмена выделяется методом, предложенным Тсаи в его работе [24], и имеет следующий вид:

$$m_{2\gamma\{d,x\}}^{t\text{IR}} = m_{2\gamma\{d,x\}}^t |_{l \rightarrow 0} + m_{2\gamma\{d,x\}}^t |_{l \rightarrow q}. \quad (24)$$

Здесь

$$m_{2\gamma d}^t |_{l \rightarrow 0} = \frac{e^2}{8\pi^2} m_b^t K(p_1, -p_2); \\ m_{2\gamma d}^t |_{l \rightarrow q} = \frac{e^2}{8\pi^2} m_b^t K(p_3, -p_4);$$

$$m_{2\gamma x}^t|_{l \rightarrow 0} = -\frac{e^2}{8\pi^2} m_b^t K(p_1, p_4);$$

$$m_{2\gamma x}^t|_{l \rightarrow q} = -\frac{e^2}{8\pi^2} m_b^t K(p_3, p_2). \quad (25)$$

Подробный расчет трехточечных интегралов

$$K(a, b) = -\frac{2ab}{i\pi^2} \int \frac{(2\pi\mu)^{4-n} d^n \ell}{\ell^2 (\ell^2 - 2a\ell) (\ell^2 - 2b\ell)}, \quad (26)$$

представленный в Приложении А работы [25], показывает, что $K(p_1, -p_2) = K(p_3, -p_4) = K_d$ являются комплексными величинами, в то время как выражения $K(p_1, p_4) = K(p_3, p_2) = K_x$ — вещественные. После подстановки в уравнения (А.12) и (А.13) из работы [25] $M \rightarrow m$, $S \rightarrow s - 2m^2$ и $X \rightarrow 2m^2 - u$ мы находим, что

$$\text{Re}[K_d] = \frac{1 + \xi_s^2}{4\xi_s} \left[4\left(P_{\text{IR}} + \ln \frac{m}{\mu}\right) l_s + l_s^2 + 4\text{Li}_2 \frac{2\xi_s}{1 + \xi_s} - 2\pi^2 \right];$$

$$K_x = \frac{1 + \xi_u^2}{4\xi_u} \left[4\left(P_{\text{IR}} + \ln \frac{m}{\mu}\right) l_u + l_u^2 + 4\text{Li}_2 \frac{2\xi_u}{1 + \xi_u} - \pi^2 \right], \quad (27)$$

где

$$l_s = \ln \frac{1 + \xi_s}{1 - \xi_s};$$

$$l_u = \ln \frac{\xi_u + 1}{\xi_u - 1}. \quad (28)$$

Для вычитания ИКР произведем эквивалентное преобразование:

$$m_{2\gamma}^t = m_{2\gamma}^t - m_{2\gamma}^{t\text{IR}} + m_{2\gamma}^{t\text{IR}} = m_{2\gamma}^{tF} + m_{2\gamma}^{t\text{IR}}. \quad (29)$$

После подстановки полученного равенства в выражение (14) с учетом (25) получаем:

$$\frac{d\sigma_{2\gamma}}{dc_\theta} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\delta_{2\gamma}^{\text{IR}t} \frac{d\sigma_b^t}{dc_\theta} + \delta_{2\gamma}^{\text{IR}u} \frac{d\sigma_b^u}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma d}^{tF}}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma d}^{uF}}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma x}^{tF}}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma x}^{uF}}{dc_\theta} \right], \quad (30)$$

где

$$\delta_{2\gamma}^{\text{IR}t} = 2(\text{Re}[K_d] - K_x);$$

$$\delta_{2\gamma}^{\text{IR}u} = \delta_{2\gamma}^{\text{IR}t} (t \leftrightarrow u). \quad (31)$$

Явные выражения для

$$\frac{d\sigma_{2\gamma i}^{tF}}{dc_\theta} = \frac{m_{2\gamma i}^{tF} m_b^+ + m_b m_{2\gamma i}^{tF}}{32\pi s} \quad (i = d, x) \quad (32)$$

можно найти в Приложении,

$$\frac{d\sigma_{2\gamma i}^{uF}}{dc_\theta} = \frac{d\sigma_{2\gamma i}^{tF}}{dc_\theta} (t \leftrightarrow u). \quad (33)$$

Таким образом, после выделения инфракрасной расходимости в отдельное слагаемое окончательно получаем

$$\frac{d\sigma_{\text{virt}}}{dc_\theta} = -\frac{\alpha}{\pi} J_0 \left[P_{\text{IR}} + \ln \frac{m}{\mu} \right] \frac{d\sigma_b}{dc_\theta} + \frac{\alpha}{\pi} \left[\delta_{\text{virt}}^t \frac{d\sigma_b^t}{dc_\theta} + \delta_{\text{virt}}^u \frac{d\sigma_b^u}{dc_\theta} \right] + \frac{d\sigma_A^t}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_A^u}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma d}^{tF}}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma d}^{uF}}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma x}^{tF}}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma x}^{uF}}{dc_\theta}, \quad (34)$$

где выражение, факторизующееся перед борновским сечением и расходящимся членом, выглядит так:

$$J_0 = -2 \left[\frac{\xi_s^2 + 1}{\xi_s} l_s - \frac{\xi_t^2 + 1}{\xi_t} l_t - \frac{\xi_u^2 + 1}{\xi_u} l_u + 2 \right]; \quad (35)$$

$$\delta_{\text{virt}}^t = \frac{1 + \xi_s^2}{2\xi_s} \left[l_s^2 + 4\text{Li}_2 \frac{2\xi_s}{1 + \xi_s} - 2\pi^2 \right] + \frac{1 + 2\xi_t^2}{\xi_t} l_t + \frac{1 + \xi_t^2}{2\xi_t} \left[\pi^2 - l_t^2 - 4\text{Li}_2 \frac{2\xi_t}{1 + \xi_t} \right] - \frac{1 + \xi_u^2}{2\xi_u} \left[l_u^2 + 4\text{Li}_2 \frac{2\xi_u}{1 + \xi_u} - \pi^2 \right] - 4 + \delta_{\text{vac}}(t). \quad (36)$$

4. ИЗЛУЧЕНИЕ РЕАЛЬНОГО ФОТОНА

Для описания излучения реального фотона, представленного в t -канале диаграммами на рис. 3,

$$e^-(p_1) + e^-(p_2) \rightarrow e^-(p_3) + e^-(p_4) + \gamma(p) \quad (37)$$

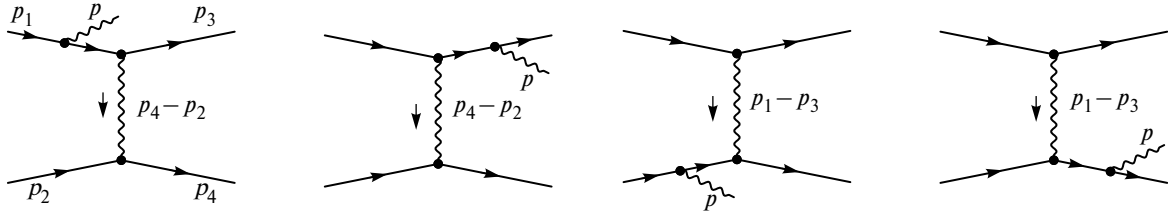
($p^2 = 0$), будем использовать три дополнительные переменные: v , τ и ϕ_p . Неупругость v определяется так: $v = (p_1 + p_2 - p_3)^2 - m^2$ видно, что она стремится к нулю при $p \rightarrow 0$.

Далее, введя обозначение для 4-импульса обменного фотона $q = p_1 - p_3$, определим величину τ следующим образом: $\tau = pq / pp_2$. Наконец, ϕ_p — это угол между плоскостями $(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_3)$ и $(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ в системе $\mathbf{p}_2 = 0$.

Поскольку мы рассматриваем зависимость сечения от угла в с.ц.м. начальных электронов, для радиационного случая переменная t определяется следующим образом:

$$t = \frac{1}{2} (4m^2 - s + v + c_\theta \xi_s \sqrt{\lambda_s}), \quad (38)$$

где $\lambda_s = (s - v)^2 - 4m^2 s$. Учитывая, что подкоренное выражение не должно быть отрицательным,


 Рис. 3. Фейнмановские t -канальные диаграммы вкладов с излучением тормозного фотона в МР.

максимальное значение неупругости определяется следующим образом:

$$v_{\max} = s - 2m\sqrt{s}. \quad (39)$$

На практике вклад жесткого реального фотонного излучения в наблюдаемое сечение может быть существенно подавлен путем наложения ограничения v_{cut} на верхний предел неупругости, которая также является измеряемой величиной в упругом рассеянии. Поэтому, имея в виду максимальные значения неупругости для верхнего предела этой величины, мы будем использовать v_{cut} в качестве экспериментально наблюдаемой величины.

Введение инвариантной величины τ позволяет избавиться от множества радикалов при расчете квадратов матричных элементов, поскольку в системе $\mathbf{p}_2 = 0$ переменная τ имеет простой вид:

$$\tau = \frac{1}{m} \left(q_0 - \cos \theta_p \sqrt{q_0^2 - t} \right). \quad (40)$$

Здесь $q_0 = (v - t) / (2m)$ — энергия переданного импульса q , а θ_p — полярный угол между 3-импульсами $\mathbf{q}$ и $\mathbf{p}$. Пределы изменения этой переменной определяются через ограничения $-1 < \cos \theta_p < 1$ и имеют вид

$$\tau_{\max/\min} = \frac{v - t \pm \sqrt{\lambda_t}}{2m^2}, \quad (41)$$

где $\lambda_t = (v - t)^2 - 4m^2 t$.

Сечение радиационного процесса представим в виде

$$d\sigma_R = - \frac{2^6 \pi^3 \alpha^3 (1 + \tau) R_r}{sv \xi_s} d\Gamma_3, \quad (42)$$

где

$$R_r = - \frac{v}{2^7 \pi^3 \alpha^2 (1 + \tau)} |m_{r1} + m_{r2} - m_{r3} - m_{r4}|^2, \quad (43)$$

а матричные элементы m_{ri} имеют следующую структуру:

$$m_{r1} = \frac{ie^3}{t - \tau v / (1 + \tau)} \varepsilon_\alpha(p) \bar{u}(p_3) \Gamma_r^{\alpha\mu}(p_3, p_1) \times \\ \times u(p_1) \bar{u}(p_4) \gamma_\mu u(p_2);$$

$$m_{r2} = \frac{ie^3}{t} \varepsilon_\alpha(p) \bar{u}(p_3) \gamma_\mu u(p_1) \bar{u}(p_4) \times \\ \times \Gamma_r^{\alpha\mu}(p_4, p_2) u(p_2);$$

$$m_{r3} = \frac{ie^3}{u_r + v} \varepsilon_\alpha(p) \bar{u}(p_4) \Gamma_r^{\alpha\mu}(p_4, p_1) \times \\ \times u(p_1) \bar{u}(p_3) \gamma_\mu u(p_2);$$

$$m_{r4} = \frac{ie^3}{u_r + z_1 v / (1 + \tau)} \varepsilon_\alpha(p) \bar{u}(p_4) \gamma_\mu \times \\ \times u(p_1) \bar{u}(p_3) \Gamma_r^{\alpha\mu}(p_3, p_2) u(p_2). \quad (44)$$

Здесь $\varepsilon_\alpha(p)$ — 4-вектор поляризации тормозного фотона, $u_r = 4m^2 - s - t$,

$$z_1 = \frac{pp_1}{pp_2} =$$

$$= \frac{1}{\lambda_t} \left[\frac{t(u_r + v - s) + \tau(s(v - t) - 2m^2 v) -}{-2 \cos \phi_p \sqrt{\left(m^2 (4st - v^2) - st(s + t - v) \right) \times (\tau_{\max} - \tau)(\tau - \tau_{\min})}} \right], \quad (45)$$

а

$$\Gamma_r^{\alpha\mu}(a, b) = \left(\frac{b^\alpha}{bk} - \frac{a^\alpha}{ak} \right) \gamma^\mu - \frac{\gamma^\mu \hat{b} \gamma^\alpha}{2kb} - \frac{\gamma^\mu \hat{a} \gamma^\alpha}{2ka}. \quad (46)$$

Выражение для R_r получаем стандартными способами с помощью систем компьютерной алгебры, его вычисленный вид достаточно громоздок и в работе не приводится.

Фазовое пространство для процесса (37) определяется следующим образом:

$$d\Gamma_3 = \frac{1}{(2\pi)^5} \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4 - p) \times \quad (47)$$

$$\times \frac{d^3 p}{2p_0} \frac{d^3 p_3}{2p_{30}} \frac{d^3 p_4}{2p_{40}} = \frac{\sqrt{\lambda_s} dc_6 dv}{2^8 \pi^4 s} d\Gamma_\gamma,$$

где

$$d\Gamma_\gamma = \delta((p_1 + q - p)^2 - m^2) \frac{d^3 p}{p_0} = \\ = \frac{v d\tau d\phi_k}{2(1 + \tau)^2 \sqrt{\lambda_t}}. \quad (48)$$

В результате находим, что

$$d\sigma_R = -\frac{\alpha^3 \sqrt{\lambda_s} R_r}{8\pi(1+\tau)s^2 \xi_s \sqrt{\lambda_t}} dc_\theta dv d\tau d\phi_k. \quad (49)$$

Прямое интегрирование по фазовому пространству фотонов невозможно из-за инфракрасной расходимости при $\nu \rightarrow 0$. Инфракрасный вклад может быть извлечен в достаточно произвольной форме, ограниченной только асимптотическим поведением при $\nu \rightarrow 0$. Для последовательного выделения и сокращения инфракрасной расходимости используем подход Бардина–Шумейко [10]. Итак, сечение тормозного излучения, содержащее ИКР, выделяется следующим образом:

$$\begin{aligned} d\sigma_R^{\text{IR}} &= \frac{1}{\nu} \lim_{\nu \rightarrow 0} \nu \sigma_R = -\frac{\alpha}{\pi^2} d\sigma_B dv d\Gamma_\gamma f_{\text{IR}} = \\ &= -\frac{\alpha}{\pi^2} d\sigma_B \frac{\nu dv d\tau d\phi_k}{2(1+\tau)^2 \sqrt{\lambda_t}} f_{\text{IR}}, \end{aligned} \quad (50)$$

где

$$f_{\text{IR}} = \frac{1}{4} \left(\frac{k_1}{kk_1} + \frac{p_1}{kp_1} - \frac{k_2}{kk_2} - \frac{p_2}{kp_2} \right)^2. \quad (51)$$

Обработка инфракрасной расходимости методом Бардина–Шумейко требует разделения $d\sigma_R^{\text{IR}}$ на мягкую δ_S и жесткую δ_H части:

$$\frac{d\sigma_R^{\text{IR}}}{dc_\theta} = \frac{\alpha}{\pi} (\delta_S + \delta_H) \frac{d\sigma_B}{dc_\theta} \quad (52)$$

путем введения бесконечно малой неупругости $\bar{\nu}$:

$$\begin{aligned} \delta_S &= -\frac{1}{\pi} \int_0^{\bar{\nu}} dv \int \frac{d^3 k}{k_0} \delta((p_2 + q - p)^2 - m^2) f_{\text{IR}}, \\ \delta_H &= -\frac{1}{\pi} \int_{\bar{\nu}}^{\nu^{\text{cut}}} dv \int \frac{d^3 k}{k_0} \delta((p_2 + q - p)^2 - m^2) f_{\text{IR}}. \end{aligned} \quad (53)$$

Величина δ_S находится стандартным образом [10, 23, 25] и с использованием метода размерной регуляризации имеет вид

$$\begin{aligned} \delta_S &= J_0 \left(P_{\text{IR}} + \ln \frac{\bar{\nu}}{\mu m} \right) + \frac{\xi_s^2 + 1}{2\xi_s} \times \\ &\times \left[l_s^2 + l_s + \text{Li}_2 \frac{2\xi_s}{(1+\xi_s)^2} \right] - \\ &- \frac{\xi_t^2 + 1}{2\xi_t} \left[l_t^2 - l_t + \text{Li}_2 \frac{2\xi_t}{(1+\xi_t)^2} \right] - \\ &- \frac{\xi_u^2 + 1}{2\xi_u} \left[l_u^2 - l_u + \text{Li}_2 \frac{2\xi_u}{(1+\xi_u)^2} \right] + \\ &+ S_\phi(p_1, p_3, p_4) - S_\phi(p_1, p_2, p_4) + S_\phi(p_2, p_3, p_4). \end{aligned} \quad (54)$$

Компактное выражение для величины S_ϕ приведено в Приложении В работы [23].

Для расчета δ_H будем интегрировать по фотонным переменным ν , τ и ϕ_k :

$$\delta_H = -\frac{1}{2\pi} \int_{\bar{\nu}}^{\nu^{\text{cut}}} \nu dv \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \frac{d\tau}{(1+\tau)^2 \sqrt{\lambda_t}} \int_0^{2\pi} d\phi_k f_{\text{IR}}. \quad (55)$$

Проинтегрировав по τ и ϕ_k , получаем

$$\delta_H = \int_{\bar{\nu}}^{\nu^{\text{cut}}} \frac{dv}{\nu} J_H(\nu), \quad (56)$$

где

$$\begin{aligned} J_H(\nu) &= \frac{\xi_t^2 + 1}{\xi_t} l_t - \frac{\xi_s^2 + 1}{\xi_s} l_s - \frac{4m^2 + 3\nu}{m^2 + \nu} - \\ &- \frac{(\xi_t^2 + 1)t}{\sqrt{\lambda_t}} \ln \frac{\nu - t + 2m^2 + \sqrt{\lambda_t}}{\nu - t + 2m^2 - \sqrt{\lambda_t}} - \\ &- \frac{(\xi_s^2 + 1)s}{\sqrt{\lambda_s}} \ln \frac{s - \nu - 2m^2 + \sqrt{\lambda_s}}{s - \nu - 2m^2 - \sqrt{\lambda_s}} - \\ &- \frac{(\xi_u^2 + 1)u}{\sqrt{\lambda_1}} \ln \frac{2m^2 - u - \sqrt{\lambda_1}}{2m^2 - u + \sqrt{\lambda_1}} - \\ &- \frac{(\xi_u^2 + 1)u}{\sqrt{\lambda_2}} \ln \frac{\sqrt{\lambda_2} - u - \nu}{\sqrt{\lambda_1} + u + \nu}, \end{aligned} \quad (57)$$

а комбинации инвариантов $\lambda_{1,2}$ выглядят так:

$$\lambda_1 = u^2 - 4m^2(u + \nu), \quad \lambda_2 = (u + \nu)^2 - 4m^2(u + \nu).$$

Принимая во внимание, что $J_H(0) = J_0$, после тождественного преобразования интеграл (56) можно представить в виде суммы $\delta_H = \delta_H^1 + \bar{\delta}_H$, где подынтегральное выражение

$$\delta_H^1 = \int_{\bar{\nu}}^{\nu^{\text{cut}}} \frac{dv}{\nu} (J_H(\nu) - J_H(0)) \quad (58)$$

конечно при $\nu \rightarrow 0$, а $\bar{\delta}_H$ имеет довольно простую структуру:

$$\bar{\delta}_H = J_H(0) \int_{\bar{\nu}}^{\nu^{\text{cut}}} \frac{dv}{\nu} = J_0 \ln \frac{\nu^{\text{cut}}}{\bar{\nu}}. \quad (59)$$

Поскольку, как упоминалось выше, произвольность в выборе вычитаемого инфракрасного выражения ограничена только его асимптотическим поведением при $\nu \rightarrow 0$, у нас есть возможность не вычитать из полного сечения слагаемое δ_H^1 , аналитическое выражение которого после интегрирования по ν при удержании массы электрона к тому же имеет довольно громоздкий вид (см. формулу (A.3) в работе [14]).

В результате вклад от излучения реальных фотонов может быть разделен на конечную и инфракрасно-расходящуюся части:

$$\frac{d\sigma_R}{dc_\theta} = \frac{d\sigma_R}{dc_\theta} - \frac{d\bar{\sigma}_R^{\text{IR}}}{dc_\theta} + \frac{d\bar{\sigma}_R^{\text{IR}}}{dc_\theta} = \frac{d\sigma_F}{dc_\theta} + \frac{d\bar{\sigma}_R^{\text{IR}}}{dc_\theta}, \quad (60)$$

где

$$\frac{d\bar{\sigma}_R^{\text{IR}}}{dc_\theta} = \frac{\alpha}{\pi} (\delta_S + \bar{\delta}_H) \frac{d\sigma_B}{dc_\theta} \quad (61)$$

не зависит от параметра разделения $\bar{v}$, введенного в выражениях (53).

После вычитания инфракрасного слагаемого, содержащего v -зависимость только в знаменателе, из проинтегрированного по τ и ϕ_p радиационного вклада (49), конечная часть сечения излучения жесткого фотона приобретает вид

$$\frac{d\sigma_F}{dc_\theta} = -\frac{\alpha}{\pi} \int_0^{v_{\text{cut}}} dv \left[\frac{\alpha^2 \sqrt{\lambda_s}}{8s^2 \xi_s \sqrt{\lambda_t}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \frac{d\tau}{1+\tau} \times \right. \\ \left. \times \int_0^{2\pi} d\phi_k a R_r + \frac{J_0}{v} \frac{d\sigma_B}{dc_\theta} \right], \quad (62)$$

где величина a (от “acceptance”) — это тета-функция, которая (наряду с v_{cut}) определяется ограничениями, накладываемыми на геометрию вылета жесткого фотона.

Суммируя выражения для вклада виртуальных частиц (34) и вклада излучения жесткого фотона (60), окончательно получаем свободное от инфракрасной расходимости выражение для однопетлевых радиационных поправок к меллеровскому рассеянию в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_{\text{RC}}^A(v_{\text{cut}})}{dc_\theta} = \frac{d\sigma_{\text{virt}}}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_R}{dc_\theta} = \\ = \frac{\alpha}{\pi} \delta_{\text{VR}} \frac{d\sigma_B}{dc_\theta} + \frac{\alpha}{\pi} \left[\delta_{\text{virt}}^t \frac{d\sigma_B^t}{dc_\theta} + \delta_{\text{virt}}^u \frac{d\sigma_B^u}{dc_\theta} \right] + \frac{d\sigma_F}{dc_\theta} + \\ + \frac{d\sigma_A^t}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_A^u}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma d}^t F}{dc_\theta} + \\ + \frac{d\sigma_{2\gamma d}^u F}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma x}^t F}{dc_\theta} + \frac{d\sigma_{2\gamma x}^u F}{dc_\theta}, \quad (63)$$

где

$$\delta_{\text{VR}} = \delta_S + \bar{\delta}_H - J_0 \left[P_{\text{IR}} + \ln \frac{m}{\mu} \right] = \\ = J_0 \ln \frac{v_{\text{cut}}}{m^2} + \frac{\xi_s^2 + 1}{2\xi_s} \left[l_s^2 + l_s + \text{Li}_2 \frac{2\xi_s}{(1+\xi_s)^2} \right] - \\ - \frac{\xi_t^2 + 1}{2\xi_t} \left[l_t^2 - l_t + \text{Li}_2 \frac{2\xi_t}{(1+\xi_t)^2} \right] - \\ - \frac{\xi_u^2 + 1}{2\xi_u} \left[l_u^2 - l_u + \text{Li}_2 \frac{2\xi_u}{(1+\xi_u)^2} \right] + \\ + S_\phi(p_1, p_3, p_4) - S_\phi(p_1, p_2, p_4) + S_\phi(p_2, p_3, p_4). \quad (64)$$

5. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Для численного сравнения радиационных эффектов с результатами, полученными в работе [22], определим относительные поправки в следующем виде (таком же, как в [22]):

$$\delta = \frac{d\sigma_{\text{RC}}^A(v_{\text{cut}}) / dc_\theta}{d\sigma_B / dc_\theta}. \quad (65)$$

Будет рассмотрена зависимость относительной поправки δ , определенной выше, от значения $-t$ (см. рис. 4 и рис. 5) для трех различных энергий электронных пучков [минимального значения эксперимента PRad (1.1 ГэВ), на порядок большей величины энергии MOLLER (11 ГэВ) и еще на порядок большей энергии 110 ГэВ, соответствующей HE-режиму (от “high energy”)]. В работах [14] и [22] вместо $-t$ использовалось Q^2 , т.е. $Q^2 \equiv -t$. Сплошные кривые соответствуют представленному в данной работе расчету, а точки, соединенные штриховыми кривыми, соответствуют результату, представленному в [22].

На рис. 4 представлены относительные поправки для различных ограничений на неупругость v_{cut} в зависимости от $-t$. Рисунок иллюстрирует превосходное согласие результатов, полученных в двух различных подходах во всей области, где правомерно применение ультрарелятивистского приближения. Однако видно, что при низких энергиях эксперимента PRad для необходимой точности результата требуется удерживать массы уже при значениях переданного импульса $-t$ примерно на два порядка меньших, чем его максимальное значение: $-t \leq Q_{\text{max}}^2 \times 10^{-2}$, где $Q_{\text{max}}^2 = s - 4m^2 \approx s$. Ситуация усугубляется (расхождение растет) с увеличением значения ограничения v_{cut} , так, при $v_{\text{cut}} \approx s \times 10^{-1} = 10^{-4}$ ГэВ² эффект замечен даже при максимальных $-t$. При энергиях MOLLER расхождения не видны во всей исследованной области, а в HE-режиме хорошо заметны только при очень малых значениях v_{cut} (на пять порядков меньших s), где массы играют роль параметра коллинеарной сингулярности.

На рис. 5 представлены относительные поправки для различных ограничений на максимальное значение фотонной энергии, которая в с.ц.м. начальных электронов выражается через ранее определенные величины следующим образом:

$$p_0 = \frac{(1+z_1)v}{2(1+\tau)\sqrt{s}}. \quad (66)$$

Как и на предыдущем рисунке, видно превосходное согласие результатов от двух подходов там, где правомерно применение ультрарелятивистского приближения. В основном сохраняются некоторые общие закономерности проявления

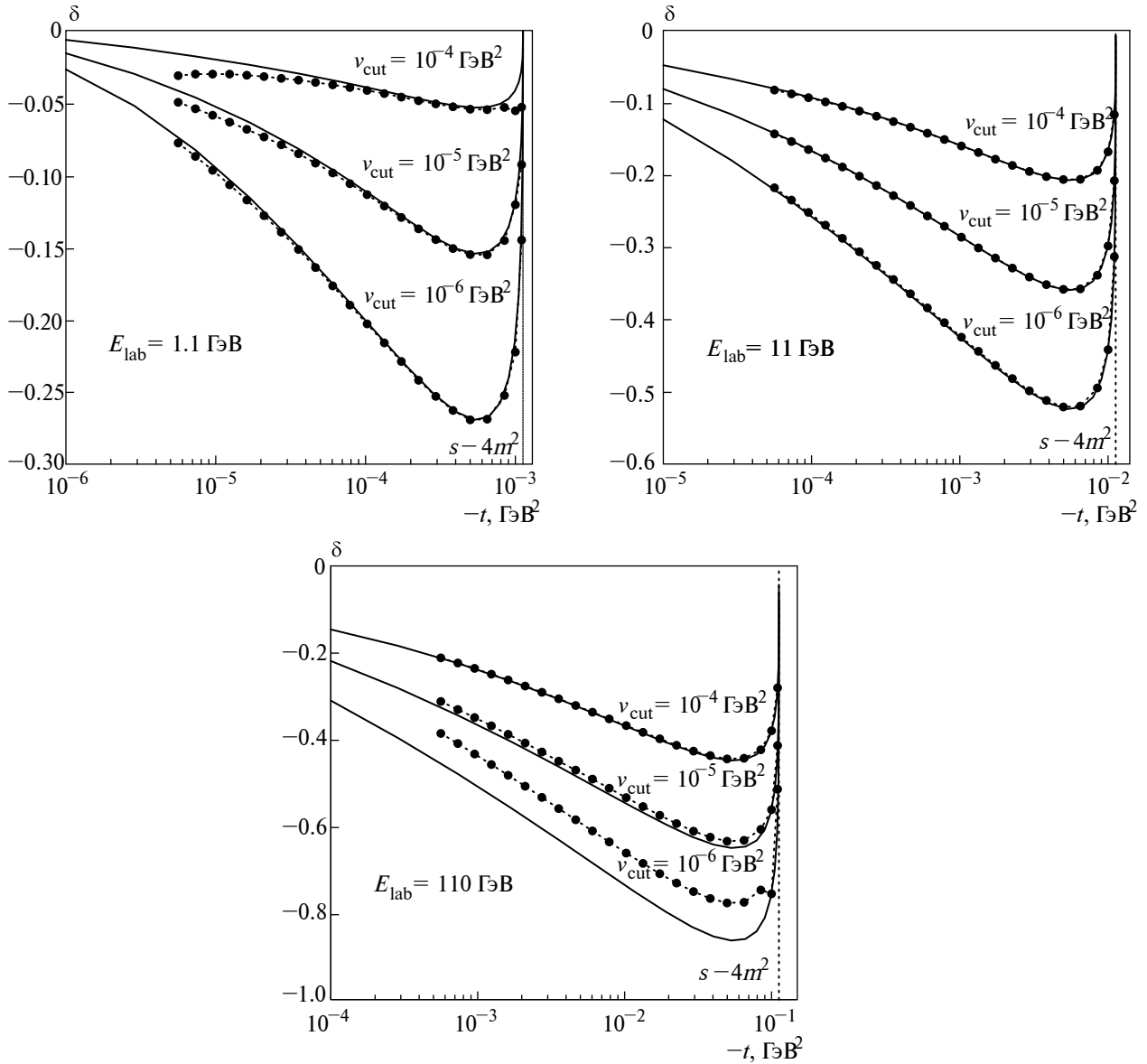


Рис. 4. Относительные поправки к сечению для различных энергий электронного пучка в зависимости от $-t$ при разных ограничениях на неупругость: сплошные кривые — результат данной работы, точечные кривые — результат, представленный в [22], вертикальная точная линия — верхняя граница на переменную $-t$.

различий от недоучета масс: так, при низких энергиях эксперимента PRad для необходимой точности результата требуется удерживать массы при значениях переданного импульса $-t$ примерно на порядок меньших, чем его максимальное значение. Расхождение практически не растет с увеличением значения ограничения на фотонную энергию. Однако хорошо заметны при максимальных значениях $-t$ для всех катов, поскольку, как известно, именно там снова массы играют роль параметра коллинеарной сингулярности.

Кроме вышесказанного, рис. 4 и рис. 5 воспроизводят основные закономерности относительных поправок, установленные в работах [14] и [22]: падение с ростом $-t$ почти до максимального значения, стремление к нулю при $Q^2 \rightarrow 0$, наличие минимума в области больших $-t$.

Итак, в работе был произведен прецизионный расчет однопетлевых электромагнитных радиационных поправок для наблюдаемых величин неполяризованного меллеровского рассеяния с применением схемы сокращения ИКР Бардина—Шумейко

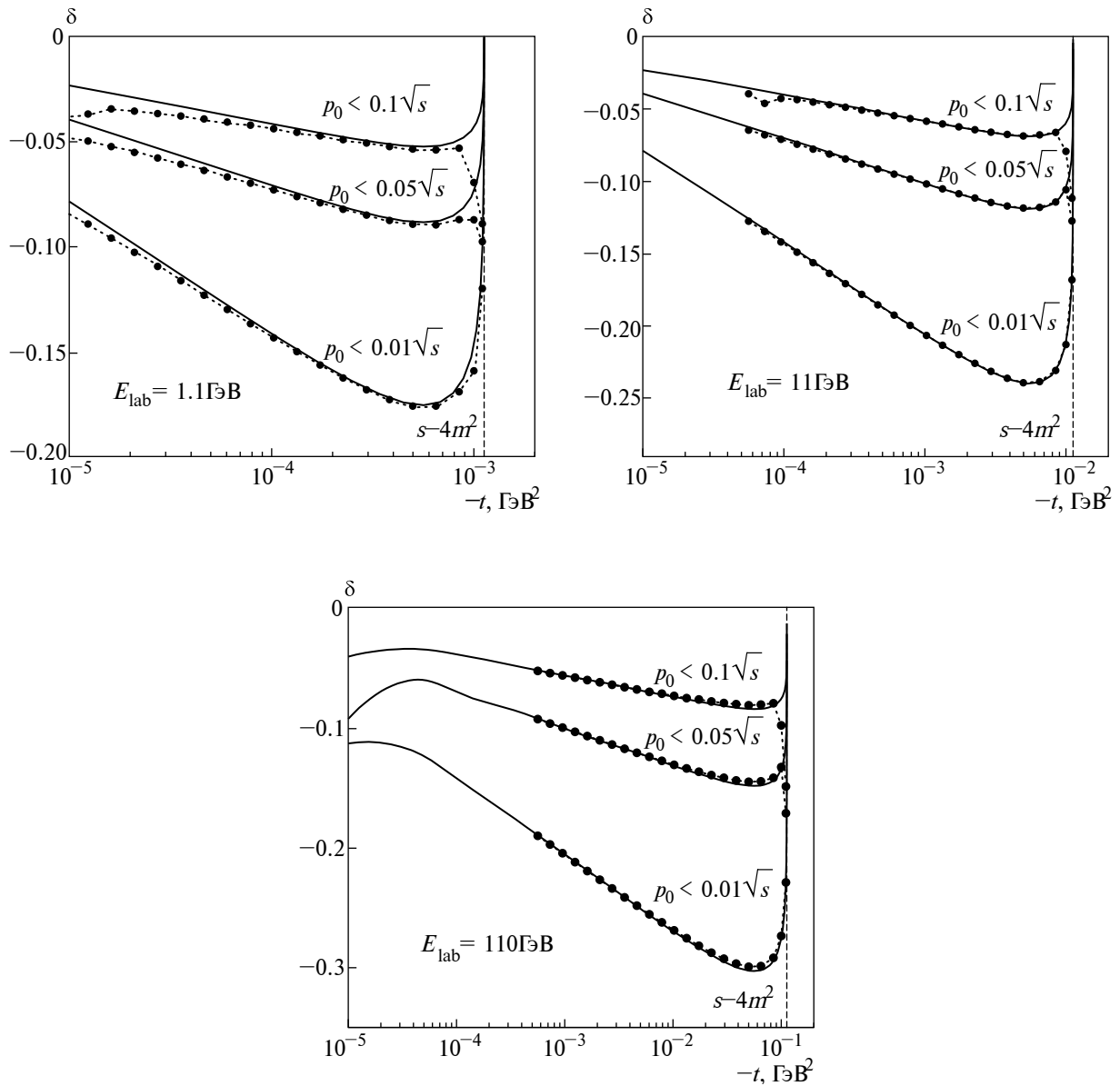


Рис. 5. Относительные поправки к сечению для различных энергий электронных пучков в зависимости от $-t$ при разных ограничениях на максимальную энергию тормозного фотона. Остальные обозначения см. на рис. 4.

и удержанием масс частиц на всех этапах вычисления. Сделана детальная взаимная сверка с предыдущими результатами в целях получения точного согласия, которая включила выяснение необходимости удерживать массовые слагаемые в расчете (нужно на краю областей), роль схем выделения ИКР (все схемы дали совпадающий результат в области применимости) и анализ в точном соответствии с возможностями детектора (обе схемы

достаточно гибки и соответствуют требованиям современных экспериментальных программ).

Работа выполнена частично при поддержке Государственной программы научных исследований Республики Беларусь “Конвергенция 2025” (подпрограмма “Микромир и Вселенная”). Авторы признательны И. Акушевичу, А. Афанасьеву, Ю. Быстрицкому за обсуждение результатов работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

РАСЧЕТ КОНЕЧНОЙ ЧАСТИ
ДВУХФОТОННОГО ОБМЕНА

После некоторых преобразований конечные части для прямого $d\sigma_{2\gamma d}^{tF}/dt$ и перекрестного $d\sigma_{2\gamma x}^{tF}/dt$ двухфотонного обмена можно выразить через инварианты (s, t, u) , однопетлевые интегралы $(J_{1-7}^{d,x})$ и их комбинации $(\delta J_{1-3}^{d,x})$ следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{2\gamma d}^{tF}}{dt} &= \frac{\alpha^3}{s^2\xi_s^2u} \left[s^2 \left((2u-t)(1+3\xi_s^2) + \right. \right. \\ &+ (2u+3t-6s)\xi_s^6 + t(t-u)(3t+5u) \left. \right) \frac{\text{Re}[J_1^d]}{2t^2u} + \\ &+ 2 \left(m^2(s(3t-4u)+5ut) + \xi_t^2(s-u) \times \right. \\ &\times (2s^2\xi_s^2 + su + u^2) + m^2(11t-2u) \left. \right) \frac{J_3}{stu\xi_t^2} + \\ &+ ((t-u) + s\xi_s^4) \frac{\delta J_1^d}{u} + (3-\xi_u^2) \frac{\delta J_2^d}{\xi_t^2} + \\ &+ ((s-5t-u) + 2t\xi_u^2) \frac{\delta J_3^d}{2st} \left. \right]; \\ \frac{d\sigma_{2\gamma x}^{tF}}{dt} &= \frac{\alpha^3}{s^2\xi_s^2u} \left[2 \left(u(2s+t)(t^2+tu+2u^2) + \right. \right. \\ &+ 8m^2(u^3 + m^2(t-2u)(t+3u-2m^2)) \left. \right) \frac{J_1^x}{t^2u} + \\ &+ 2 \left((s^2-u^2)(s^2+su+2u^2) + 2m^2(s+u) \times \right. \\ &\times (3su+5u^2-6s^2) + 4m^4(11s^2-7u^2) - \\ &- 16m^6(3s+u) \left. \right) \frac{J_3}{t^2u\xi_t^2} + s(1+\xi_s^2) \times \\ &\times \left(\frac{(u-t)\delta J_3^x}{2tu} - \delta J_1^x + \frac{\delta J_2^x}{\xi_t^2} \right) \left. \right]. \quad (\text{П. 1}) \end{aligned}$$

Здесь и далее символ Re означает, что интеграл содержит мнимую часть, которая не дает вклада в наблюдаемые величины. Комбинации интегралов имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \delta J_1^d &= \text{Re}[J_1^d] + \frac{2}{t} \text{Re}[J_2^d]; \\ \delta J_2^d &= J_3 - \frac{2\xi_t^2}{s} J_4^d; \\ \delta J_3^d &= 2J_5 - 4J_6 + 2J_7^d; \end{aligned}$$

$$\delta J_1^x = J_1^x + \frac{2}{t} J_2^x;$$

$$\delta J_2^x = J_3 + \frac{2\xi_t^2}{u} J_4^x;$$

$$\delta J_3^x = 2J_5 - 4J_6 + 2J_7^x.$$

Приведем встретившиеся интегралы:

$$\begin{aligned} \text{Re}[J_1^d] &= \text{Re} \left[\int \frac{d^4\ell}{i\pi^2} \frac{\ell q - \ell^2}{\ell^2(\ell-q)^2(\ell^2-2\ell p_1)(\ell^2+2\ell p_2)} \right] = \\ &= \frac{1}{2s\xi_s} \left[l_s^2 - 2l_s \ln \frac{s(1+\xi_s^2)^2}{-4t} - 4\text{Li}_2 \frac{2\xi_s}{1+\xi_s} + 2\pi^2 \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J_1^x &= \int \frac{d^4\ell}{i\pi^2} \frac{\ell q - \ell^2}{\ell^2(\ell-q)^2(\ell^2-2\ell p_1)(\ell^2-2\ell p_4)} = \\ &= -\frac{1}{2u\xi_u} \left[3l_u^2 + 2l_u \ln \frac{u(\xi_u^2-1)^2}{4t} + \right. \\ &\quad \left. + 4\text{Li}_2 \frac{2\xi_u}{1+\xi_u} - \pi^2 \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Re}[J_2^d] &= \text{Re} \left[\int \frac{d^4\ell}{i\pi^2} \frac{t\ell^2 - (\ell q)^2}{\ell^2(\ell-q)^2(\ell^2-2\ell p_1)(\ell^2+2\ell p_2)} \right] = \\ &= -\frac{t}{2s\xi_s} \left[l_s^2 - 4l_s - 2l_s \ln \frac{s(1+\xi_s^2)^2}{-4t} - \right. \\ &\quad \left. - 4\text{Li}_2 \frac{2\xi_s}{1+\xi_s} + 2\pi^2 \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J_2^x &= \int \frac{d^4\ell}{i\pi^2} \frac{t\ell^2 - (\ell q)^2}{\ell^2(\ell-q)^2(\ell^2-2\ell p_1)(\ell^2-2\ell p_4)} = \\ &= \frac{t}{4u\xi_u} \left[3l_u^2 + 2l_u \ln \frac{u(\xi_u^2-1)^2}{4t} + \right. \\ &\quad \left. + 4l_u + 4\text{Li}_2 \frac{2\xi_u}{1+\xi_u} - \pi^2 \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J_3 &= \int \frac{d^4\ell}{i\pi^2} \frac{1}{\ell^2(\ell-q)^2(\ell^2-2\ell p_1)} = \\ &= \int \frac{d^4\ell}{i\pi^2} \frac{1}{\ell^2(\ell-q)^2(\ell^2+2\ell p_2)} = \\ &= \int \frac{d^4\ell}{i\pi^2} \frac{1}{\ell^2(\ell-q)^2(\ell^2-2\ell p_4)} = \end{aligned}$$

$$= -\frac{1}{6\xi_t t} \left[6\ln^2 \frac{1+\xi_t}{2} - 3l_t^2 + 12\text{Li}_2 \frac{1-\xi_t}{2} - 4\pi^2 \right];$$

$$\begin{aligned}
 J_4^d &= \int \frac{d^4 \ell}{i\pi^2} \frac{(p_1 + p_2)\ell}{\ell^2 (\ell - q)^2 (\ell^2 - 2\ell p_1)} = \\
 &= - \int \frac{d^4 \ell}{i\pi^2} \frac{(p_1 + p_2)\ell}{\ell^2 (\ell - q)^2 (\ell^2 + 2\ell p_2)} = \\
 &= - \frac{s}{12\xi_t^3 t} \left[\frac{6\ln^2 \frac{1+\xi_t}{2} - 3l_t^2 + 12\text{Li}_2 \frac{1-\xi_t}{2} +}{+12\xi_t \ln \frac{-t}{m^2} - 4\pi^2} \right], \\
 J_4^x &= \int \frac{d^4 \ell}{i\pi^2} \frac{(p_4 - p_1)\ell}{\ell^2 (\ell - q)^2 (\ell^2 - 2\ell p_1)} = \\
 &= \int \frac{d^4 \ell}{i\pi^2} \frac{(p_1 - p_4)\ell}{\ell^2 (\ell - q)^2 (\ell^2 - 2\ell p_4)} = \\
 &= - \frac{u}{12\xi_t^3 t} \left[\frac{6\ln^2 \frac{1+\xi_t}{2} - 3l_t^2 +}{+12\text{Li}_2 \frac{1-\xi_t}{2} + 12\xi_t \ln \frac{-t}{m^2} - 4\pi^2} \right]; \\
 J_5 &= \int \frac{d^n \ell}{i\pi^2 (2\pi\mu)^{n-4}} \frac{1}{\ell^2 (\ell - q)^2} = \\
 &= 2 - 2P_{\text{IR}} - \ln \frac{-t}{\mu}; \\
 J_6 &= \int \frac{d^n \ell}{i\pi^2 (2\pi\mu)^{n-4}} \frac{1}{\ell^2 (\ell^2 - 2\ell p_1)} = \\
 &= \int \frac{d^n \ell}{i\pi^2 (2\pi\mu)^{n-4}} \frac{1}{(\ell - q)^2 (\ell^2 - 2\ell p_1)} = \\
 &= \int \frac{d^n \ell}{i\pi^2 (2\pi\mu)^{n-4}} \frac{1}{\ell^2 (\ell^2 + 2\ell p_2)} = \\
 &= \int \frac{d^n \ell}{i\pi^2 (2\pi\mu)^{n-4}} \frac{1}{(\ell - q)^2 (\ell^2 + 2\ell p_2)} = \\
 &= \int \frac{d^n \ell}{i\pi^2 (2\pi\mu)^{n-4}} \frac{1}{\ell^2 (\ell^2 - 2\ell p_4)} = \\
 &= \int \frac{d^n \ell}{i\pi^2 (2\pi\mu)^{n-4}} \frac{1}{(\ell - q)^2 (\ell^2 - 2\ell p_4)} = \\
 &= 2 - 2P_{\text{IR}} - 2\ln \frac{m}{\mu};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Re}[J_7^d] &= \text{Re} \left[\frac{\int \frac{d^n \ell}{i\pi^2 (2\pi\mu)^{n-4}} \times}{\times \frac{1}{(\ell^2 - 2\ell p_1)(\ell^2 + 2\ell p_2)}} \right] = \\
 &= 2 - 2P_{\text{IR}} - 2\ln \frac{m}{\mu} - \xi_s l_s; \\
 \text{Re}[J_7^x] &= \text{Re} \left[\frac{\int \frac{d^n \ell}{i\pi^2 (2\pi\mu)^{n-4}} \times}{\times \frac{1}{(\ell^2 - 2\ell p_1)(\ell^2 - 2\ell p_4)}} \right] = \\
 &= 2 - 2P_{\text{IR}} - 2\ln \frac{m}{\mu} - \xi_u l_u.
 \end{aligned}$$

Таким образом, мы видим, что выражения для прямых боксов имеют следующий вид:

$$\delta J_1^d = \frac{2}{s\xi_s} l_s, \delta J_2^d = -\frac{2}{t} \ln \frac{m^2}{-t}, \quad (\text{П. 2})$$

$$\delta J_3^d = 2\ln \frac{m^2}{-t} - 2\xi_s l_s,$$

а выражения для перекрестных боксов:

$$\delta J_1^x = \frac{2}{s\xi_u} l_u, \delta J_2^x = \delta J_2^d, \quad (\text{П. 3})$$

$$\delta J_3^x = 2\ln \frac{m^2}{-t} - 2\xi_u l_u$$

не содержат расходимости и имеют компактный вид. Подставляя последние выражения в сечения, нетрудно убедиться, что в ультрарелятивистском пределе получается полное совпадение с работой [22].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Schmidt, C. O'Connor, J. C. Bernauer, and R. Milner, *Nucl. Instrum. Methods A* **877**, 112 (2018).
2. T. Benisch, S. Bernreuther, E. Devitsin, V. Kozlov, S. Potashov, K. Rith, A. Terkulov, and C. Weiskopf, *Nucl. Instrum. Methods A* **471**, 314 (2001).
3. C. S. Epstein, R. Johnston, S. Lee, J. C. Bernauer, R. Corliss, K. Dow, P. Fisher, I. Friscic, D. Hasell, R. G. Milner, *et al.*, *Phys. Rev. D* **102**, 012006 (2020).
4. MOLLER Collab. (J. Benesch *et al.*), arXiv: 1411.4088 [nucl-ex].
5. A. Gasparian, D. Dutta, H. Gao, and M. Khandaker, Jefferson Laboratory Experiment E12-11-106 (2011).
6. W. Xiong, A. Gasparian, H. Gao, D. Dutta, M. Khandaker, N. Liyanage, E. Pasyuk, C. Peng, X. Bai, L. Ye, K. Gnanvo, C. Gu, M. Levillain, X. Yan, D. W. Higinbotham, M. Mezziane, *et al.*, *Nature* **575**, 147 (2019).
7. A. Gasparian, H. Gao, D. Dutta, N. Liyanage, E. Pasyuk, D. W. Higinbotham, C. Peng, K. Gnanvo, I. Akushevich, A. Ahmidouch, C. Ayerbe, X. Bai, H. Bhatt, D. Bhetuwal, J. Brock, V. Burkert, *et al.*, arXiv: 2009.10510v1 [nucl-ex].
8. N. Kaiser, *J. Phys. G* **37**, 115005 (2010).
9. L. W. Mo and Y. S. Tsai, *Rev. Mod. Phys.* **41**, 205 (1969).
10. D. Yu. Bardin and N. M. Shumeiko, *Nucl. Phys. B* **127**, 242 (1977).
11. N. M. Shumeiko and J. G. Suarez, *J. Phys. G* **26**, 113 (2000).
12. A. N. Ilyichev and V. A. Zykunov, *Phys. Rev. D* **72**, 033018 (2005); hep-ph/0504191.
13. A. Afanasiev, Eu. Chudakov, A. Ilyichev, and V. Zykunov, *Comput. Phys. Commun.* **176**, 218 (2007); JLAB-PHY-06-456, hep-ph/0603027.
14. I. Akushevich, H. Gao, A. Ilyichev, and M. Mezziane, *Eur. Phys. J. A* **51**, 1 (2015).
15. S. G. Bondarenko, L. V. Kalinovskaya, L. A. Rumyantsev, and V. L. Yermolchik, arXiv: 2203.10538 [hep-ph].
16. P. Banerjee, T. Engel, N. Schallch, A. Signer, and Y. Ulrich, *Phys. Rev. D* **105**, L031904 (2022).
17. S. Frixione, Z. Kunszt, and A. Signer, *Nucl. Phys. B* **467**, 399 (1996).
18. R. Frederix, S. Frixione, F. Maltoni, and T. Stelzer, *JHEP* **0910003** (2009).
19. T. Engel, A. Signer, and Y. Ulrich, *JHEP* **2001085** (2020).
20. B. A. ЗЫКУНОВ, *ЯФ* **80**, 388 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 699 (2017)].
21. B. A. ЗЫКУНОВ, *ЯФ* **83**, 246 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 463 (2020)].
22. B. A. ЗЫКУНОВ, *ЯФ* **84**, 447 (2021) [*Phys. At. Nucl.* **84**, 739 (2021)].
23. A. Afanasev and A. Ilyichev, *Eur. Phys. J. A* **57**, 280 (2021).
24. Y. S. Tsai, *Phys. Rev.* **122**, 1898 (1961).
25. A. Afanasev and A. Ilyichev, *Eur. Phys. J. A* **58**, 156 (2022).

PRECISE CALCULATION OF ONE-LOOP RADIATIVE CORRECTIONS IN MÖLLER SCATTERING

V. A. Zykunov^{1), 2)}, A. N. Ilyichev^{3), 4)}

¹⁾*JINR, Dubna, Moscow region, Russia*

²⁾*Francisk Skorina Gomel State University, Belarus*

³⁾*Belarusian State University, Minsk, Belarus*

⁴⁾*Institute for Nuclear Problems, Minsk, Belarus*

The detailed analytical calculation of one-loop electromagnetic radiative corrections (ERC) in Möller scattering beyond ultrarelativistic approximation (taking into account all masses) is presented. The infrared divergence (IRD) is extracted using the covariant Bardin–Shumeiko approach. The successful numerical comparison of radiative effects with the well-known results using for IRD extraction alternative approaches is done in the wide kinematical range. A kinematic region is found in which it is needed to avoid the ultrarelativistic effects in order to get the exact estimation of radiative effects.