

СОДЕРЖАНИЕ

Том 84, номер 1, 2021

ЯДРА

Эксперимент

Измерение отношения кумулятивных спектров бета-частиц от продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu для решения задач физики реакторных антинейтрино

В. И. Копейкин, Ю. Н. Панин, А. А. Сабельников 3

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Теория

Обобщение теоремы Левинсона об асимптотическом значении фазы амплитуды рассеяния

М. И. Криворученко, К. С. Тырин 12

Материалы Сессии-конференции Секции ядерной физики ОФН РАН, 10–12 марта 2020 г., Новосибирск*

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Физика тяжелых ионов на установке “Компактный мюонный соленоид” (CMS) на Большом адронном коллайдере (LHC)

С. В. Петрушанко 17

Физика электрослабых взаимодействий в эксперименте CMS на LHC

В. В. Шалаев, С. В. Шматов 20

Система сбора данных для калориметра детектора Belle II

В. В. Жуланов, А. С. Кузьмин, Д. В. Матвиенко, М. А. Ремнев, Ю. В. Усов 26

Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ с детектором КМД-3

А. А. Усков, Г. В. Федотович, В. Л. Иванов, Д. Н. Шемякин
(от имени коллаборации КМД-3) 30

Эксперимент T2K: последние результаты и перспективы

М. М. Хабибуллин 37

Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ на детекторе SND

*М. Н. Ачасов, А. А. Байков, А. Ю. Барняков, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин,
А. Г. Богданчиков, А. А. Ботов, В. Б. Голубев, Т. В. Димова, В. П. Дружинин,
В. Н. Жабин, В. В. Жуланов, Л. В. Кардапольцев, Д. П. Коврижин, А. А. Король,
А. С. Купич, К. А. Мартин, Н. А. Мельникова, Н. Ю. Мучной, А. Е. Образовский,
Е. В. Пахтусова, К. В. Пугачев, Я. С. Савченко, С. И. Середняков, З. К. Силагадзе,
И. К. Сурин, Ю. В. Усов, А. Г. Харламов, Д. А. Штоль* 40

Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ на детекторе SND при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 1.3\text{--}2.0$ ГэВ

*М. Н. Ачасов, А. Ю. Барняков, М. Ю. Барняков, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин,
А. Г. Богданчиков, А. А. Ботов, А. Р. Бузыкаев, В. Б. Голубев, Т. В. Димова,
В. П. Дружинин, Л. В. Кардапольцев, Д. П. Коврижин, А. А. Король,
Е. А. Кравченко, А. С. Купич, К. А. Мартин, Н. А. Мельникова, А. Е. Образовский,
А. П. Онучин, Е. В. Пахтусова, К. В. Пугачев, С. И. Середняков, З. К. Силагадзе,
И. К. Сурин, Ю. В. Усов, А. Г. Харламов, Д. А. Штоль* 44

* Продолжение публикации. Начало см. ЯФ 83, № 5, 6 (2020).

Изучение нейтринных осцилляций в эксперименте NOvA <i>Л. Д. Колупаева, О. Б. Самойлов</i>	48
Проект DERICA и стратегия развития ядерной физики низких энергий <i>Л. В. Григоренко, Г. Н. Кропачев, Т. В. Кулевой, И. Н. Мешков, С. М. Полозов, А. С. Фомичев, Б. Ю. Шарков, П. Ю. Шатунов, М. И. Явор</i>	53
Разработка детектора ионов на основе время-проекционной камеры низкого давления для ускорительной масс-спектрометрии <i>А. Е. Бондарь, А. Ф. Бузулуцков, В. В. Пархомчук, А. В. Петрожицкий, А. В. Соколов, Е. А. Фролов, Т. М. Шакирова</i>	67
Дифракционное рассеяние виртуальных фотонов на ядрах и его интерференция с процессом тормозного излучения мюонов <i>А. Сандрок, Э. В. Бугаев, Р. П. Кокоулин, А. А. Петрухин</i>	73
Мюонная загадка в космических лучах и возможности ее решения <i>А. А. Петрухин</i>	77
Теория	
Трехреджеонные разрезы в амплитудах КХД <i>В. С. Фадин</i>	85
Преобразование Ландау–Халатникова–Фрадкина и четные ζ -функции <i>А. В. Котиков, С. Тебер</i>	90

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ СПЕКТРОВ БЕТА-ЧАСТИЦ ОТ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U И ^{239}Pu ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ФИЗИКИ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

© 2021 г. В. И. Копейкин^{1)*}, Ю. Н. Панин¹⁾, А. А. Сабельников¹⁾

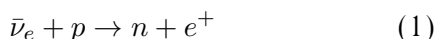
Поступила в редакцию 19.07.2020 г.; после доработки 19.07.2020 г.; принята к публикации 19.07.2020 г.

Выполнен первый цикл измерений отношения кумулятивных спектров β -частиц изотопов ^{235}U и ^{239}Pu , делящихся тепловыми нейтронами. Обнаружено, что кривая отношения спектров β -частиц $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$, измеренная в настоящей работе, лежит на 5% ниже такой же кривой, полученной из измерений группы ILL. Проведенный анализ показал, что это связано с ошибочным завышением на 5% измеренного группой ILL спектра β -частиц ^{235}U . Как следствие этого, оказался завышенным на 5% и “спектр $\bar{\nu}_e$ ^{235}U в момент рождения”, который восстанавливается из кумулятивного спектра β -частиц ^{235}U . Полученные данные объясняют эффект “реакторной антинейтринной аномалии”.

DOI: 10.31857/S0044002721010128

ВВЕДЕНИЕ

Оценки спектра антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) ядерного реактора впервые получены Альваресом в 1949 г., см. работу Райнеса и Коуэна [1], в которой по этим данным они рассчитали ожидаемое сечение процесса обратного β -распада



в потоке реакторных $\bar{\nu}_e$. С тех пор проводятся исследования спектра $\bar{\nu}_e$, сформировалось и развивается новое направление — спектроскопия реакторных $\bar{\nu}_e$. Знание спектра $\bar{\nu}_e$ необходимо для интерпретации ведущихся и планирования новых нейтринных экспериментов. Особую актуальность изучение спектра $\bar{\nu}_e$ приобрело в последние годы в связи с повышением точности измерений, постановкой ряда крупных экспериментов и развитием нейтринной индустрии на ядерных реакторах.

Спектр $\bar{\nu}_e$ в области энергий, превышающих порог реакции (1) $E_{\text{th}} = 1.8$ МэВ, формируется от β -распада продуктов деления изотопов топлива ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu , где ^{235}U и ^{239}Pu вносят подавляющий вклад. Наиболее тщательное моделирование спектров $\bar{\nu}_e$ изотопов урана и плутония было проведено в 2011 г. [2, 3] по данным измерений кумулятивных спектров β -частиц этих изотопов, выполненных группой института Лауэ–Ланжевена (ILL) [4–7]. Оказалось [8], что измеренный на стандартном удалении ~ 15 – 100 м от реактора выход

реакции (1) на $\sim 5\%$ меньше, чем ожидаемый выход по данным работ [2, 3]. Обнаруженный 5% дефицит измеренного выхода к ожидаемому (“reactor antineutrino anomaly”) обычно связывают с двумя причинами:

- существованием стерильных нейтрино,
- ошибками в измерениях спектров β -частиц ^{235}U и ^{239}Pu группы ILL.

Гипотеза существования стерильных нейтрино проверяется с помощью нескольких детекторов $\bar{\nu}_e$, расположенных на расстояниях менее 15 м от реакторов. Настоящая работа Курчатовского института (КИ) нацелена на проверку измерений спектров β -частиц ^{235}U и ^{239}Pu . Статья построена следующим образом. Вначале мы кратко рассмотрим способы определения спектра реакторных $\bar{\nu}_e$ в той части, которая необходима для анализа эксперимента. Далее опишем методику опыта, полученные результаты и проведем их обсуждение. Отметим, что эксперимент в настоящее время продолжается, однако полученный материал уже позволяет сделать определенные выводы.

1. О СПОСОБАХ ИЗУЧЕНИЯ СПЕКТРА РЕАКТОРНЫХ $\bar{\nu}_e$

1.1. Расчетный метод

Спектры антинейтрино ρ_{ν}^i делящихся изотопов i , где индексы $i = 5, 9, 8, 1$ относятся соответственно к изотопам ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu , получают путем суммирования вкладов всех β -переходов от всех продуктов деления. На практике спектры

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: kopeikin46@yandex.ru

$\bar{\nu}_e$ определяются β -распадом всего лишь ≈ 600 продуктов деления. Эти нуклиды отбираются по величине их кумулятивных выходов ($\geq 10^{-6}$ дел $^{-1}$) и имеют суммарно более 10000 β -переходов. Вклад остальных продуктов деления мал. Одновременно с расчетом спектров ρ_ν^i рассчитываются по тем же исходным данным и спектры β -частиц ρ_β^i .

Основная проблема расчета заключается в неточном знании выходов и схем распада продуктов деления, особенно короткоживущих, имеющих, как правило, большие энергии β -переходов. Недостаток в экспериментальных данных о независимых выходах продуктов деления приводит к существенному отличию в библиотеках оцененных ядерных данных, см., например, [9]. Обновленные данные о схемах распада для ряда продуктов деления частично снижают проблему [10], но не могут ее полностью исключить.

Ошибки расчетных спектров ρ_β^5 и ρ_β^9 возрастают от 4–5% при $E_\beta = 2–3$ МэВ до 10% при $E_\beta \approx 7$ МэВ и резко увеличиваются в области >7 МэВ. Вместе с тем, как показано в работе [11], результаты вычисления отношений спектров, например $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$, ρ_ν^5/ρ_ν^9 , гораздо менее чувствительны к прогнзированию исходных для расчета данных, чем сами спектры, и рассчитываются поэтому существенно точнее [12–14].

1.2. Конверсия экспериментального спектра β -частиц в спектр $\bar{\nu}_e$

В реакции β -распада электрон и $\bar{\nu}_e$ испускаются вместе и делят энергию распада между собой. Известно, что спектры ρ_ν^i и ρ_β^i для каждого делящегося изотопа i , выраженные в полных энергиях частиц, близки друг к другу. Различие в области 2–8 МэВ составляет до $\sim 10\%$ [15, 16]. При расчете спектров в том же диапазоне энергий прослеживается устойчивая связь отношений спектров, приведенных в полных энергиях частиц. Так, отношения $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ и ρ_ν^5/ρ_ν^9 в пределах $\pm(1.5–2)\%$ совпадают между собой, то же относится к $\rho_\beta^5/\rho_\beta^1$ и ρ_ν^5/ρ_ν^1 [14, 15, 17]. Помимо указанной “генетической связи” между спектрами ρ_ν^i и ρ_β^i , имеется еще одна существенная предпосылка преобразования спектра β -частиц в спектр $\bar{\nu}_e$. В экспериментальном спектре β -частиц уже “природой заложены” выходы и схемы распада продуктов деления и нет нужды об этом беспокоиться, как в случае расчета.

На измерениях спектров β -частиц группы ILL [4–7], выполненных более 30 лет назад, базируются современные знания о спектре реакторных $\bar{\nu}_e$. Поэтому спустя много лет появилась более подробная публикация спектров β -частиц ILL [18].

Конверсионные спектры $\bar{\nu}_e$ делящихся изотопов восстанавливаются из спектров β -частиц ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu группы ILL [5–7], а в случае изотопа ^{238}U , для которого экспериментальные данные [19] имеют невысокую точность, используется расчетный спектр $\bar{\nu}_e$. Перечислим модели конверсионных спектров $\bar{\nu}_e$ и время их появления:

1) Huber–Mueller-модель, 2011 г.

В работе Huber [2] восстановлены спектры $\bar{\nu}_e$ ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu из спектров β -частиц ILL [5–7]. Спектр $\bar{\nu}_e$ ^{238}U рассчитан в работе Mueller *et al.* [3].

2) Mueller-модель, 2011 г.

В работе Mueller *et al.* [3] восстановлены спектры $\bar{\nu}_e$ ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu из спектров β -частиц ILL [5–7] с применением элементов расчета. Спектр $\bar{\nu}_e$ ^{238}U рассчитан в [3].

3) ILL–Vogel-модель, 1980-ые гг.

Спектры $\bar{\nu}_e$ ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu восстановлены группой ILL [6, 7] из спектров β -частиц ILL [5–7]. Спектр $\bar{\nu}_e$ ^{238}U рассчитан в работе Vogel *et al.* [15].

Несмотря на ряд различий, указанные модели имеют однотипную схему преобразования спектров β -частиц ILL в спектры $\bar{\nu}_e$, см. [2, 3, 6, 7].

Ошибки, связанные с процедурой восстановления спектра $\bar{\nu}_e$ при переходе от 2 до 7 МэВ увеличиваются от 2% до 4% [2, 3, 6, 7]. Метод совершенствуется и имеет перспективы снижения ошибок [20]. Для иллюстрации на рис. 1 приведены спектры β -частиц делящихся изотопов. Конверсионный метод является наиболее точным при получении спектра $\bar{\nu}_e$. Вместе с тем нет полной ясности в эффекте $\sim 10\%$ превышения экспериментального спектра реакторных $\bar{\nu}_e$ в области $E_\nu = 5–7$ МэВ над конверсионным спектром $\bar{\nu}_e$ (“bump effect”). Существует ряд возможных объяснений [9, 13, 21], одно из них связано с ошибками в измерениях спектров β -частиц группой ILL.

1.3. Прямое измерение спектра $\bar{\nu}_e$ на реакторе

Недостаточная статистика нейтринных измерений долгое время ограничивала возможности экспериментов на реакторах. Коллаборациями Daya Bay и RENO после многолетнего набора статистики впервые из эксперимента получены сечения σ_f^i [см 2 дел $^{-1}$] реакции (1) в $\bar{\nu}_e$ -спектрах ρ_ν^i [МэВ $^{-1}$ дел $^{-1}$] изотопов ^{235}U и ^{239}Pu [22–24]

$$\sigma_f^i = \int \rho_\nu^i(E_\nu) \sigma_\nu(E_\nu) dE_\nu, \quad (2)$$

где $\sigma_\nu(E_\nu)$ [см 2] — сечение реакции (1) для моноэнергетических $\bar{\nu}_e$.

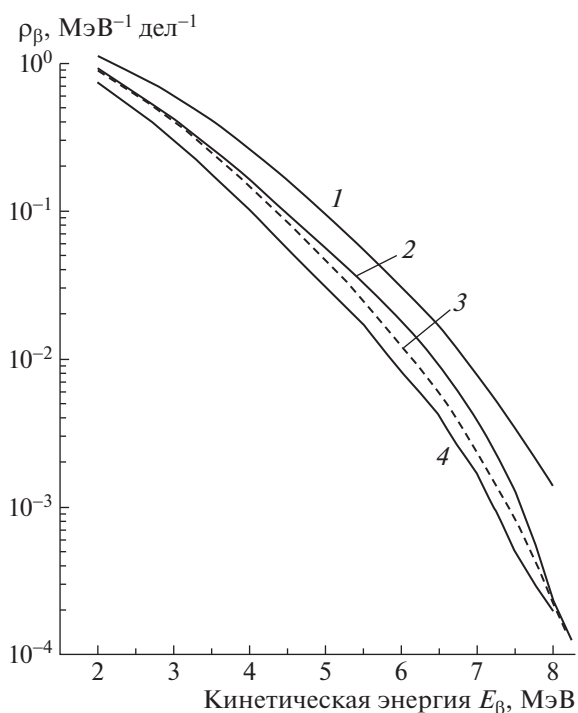


Рис. 1. Кумулятивные спектры β -частиц продуктов деления ^{235}U (кривая 2), ^{239}Pu (кривая 4) и ^{241}Pu (кривая 3), измеренные в институте Лауэ-Ланжевена [5–7], и кумулятивный спектр β -частиц ^{238}U (кривая 1), полученный с помощью расчета [3].

Кроме этого, Daya Bay получила также спектры позитронов (1) в потоках $\bar{\nu}_e$ ^{235}U и ^{239}Pu [24]. Высокая стабильность и линейность энергетической шкалы нейтринных детекторов Daya Bay вместе с хорошим энергетическим разрешением [25] и достаточной статистикой нейтринных событий создают реальные предпосылки точного определения спектров $\bar{\nu}_e$ изотопов ^{235}U и ^{239}Pu .

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1. Создание установки

С начала изучения спектров $\bar{\nu}_e$ и до конца 1970-х гг. в качестве спектра $\bar{\nu}_e$ реактора принимался спектр $\bar{\nu}_e$ ^{235}U . После того, как расчет показал, что спектры $\bar{\nu}_e$ ^{235}U и ^{239}Pu заметно различаются между собой [26], появилась необходимость подтвердить вычисления. С этой целью в Курчатовском институте была разработана установка для измерения отношения спектров β -частиц $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$, проведен эксперимент [27], который подтвердил расчеты [26]. Источником нейтронов при облучении мишеней ^{235}U и ^{239}Pu служила ампула с изотопом ^{252}Cf , помещенная в парафиновый блок. Измерения были проведены в ограниченном диапазоне энергий и на небольшой статистике.

Измерения ILL спектров β -частиц делящихся изотопов — единственные на сегодня, выполненные с высокой заявленной точностью. Острая необходимость ревизии спектров β -частиц ILL [9, 21] и, в частности, отношения $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ [28] возникла в связи с обнаруженным существенным различием в величинах измеренного [22, 23] и предсказанного [2] сечения σ_f^5 реакции (1) в потоке $\bar{\nu}_e$ ^{235}U . Однако к этому времени установка для измерения $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$, через ~ 35 лет после ее создания, была утрачена. В следующем разделе приведена схема восстановленной установки и описана методика эксперимента.

2.2. Схема эксперимента

Установка размещена на выходе нейтронного пучка исследовательского реактора ИР-8 Курчатовского института и предназначена для прецизионного измерения отношения спектров β -частиц $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$. Особенность эксперимента заключается в одновременном измерении спектров β -частиц ^{235}U и ^{239}Pu и спектра фона в одном и том же потоке нейтронов и в одинаковых условиях. Рассмотрим вкратце схему установки, см. рис. 2. Более полно экспериментальная установка представлена в работе [29], см. также [27].

Мишени из металлической фольги ^{235}U и ^{239}Pu размером 20×30 мм и толщиной 39 мг/см² в количестве по 16 штук для каждого изотопа помещены в тонкие защитные оболочки и компактно расположены вдоль обода вращающегося (10 об/с) диска (диаметр 600 мм) из дюралюминия. Мишени ^{235}U и ^{239}Pu занимают по 1/3 окружности диска. На оставшейся трети прикреплены оболочки мишеней без делящегося материала для измерения фона. С одной стороны от центра диска проводится облучение пучком нейтронов мишеней ^{235}U и ^{239}Pu и пустых оболочек мишеней. С противоположной стороны с помощью спектрометра осуществляется регистрация β -частиц от смесей продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu , а также регистрация спектра фона. Между нейтронным пучком и спектрометром располагается пассивная защита из тяжелых и легких материалов. Конструкция установки позволяет отдалить место облучения мишеней от места регистрации β -частиц и значительно снизить фон от пучка нейтронов, а также мгновенных нейтронов и γ -квантов и запаздывающего γ -излучения при делении. Существенное снижение фона достигается также конструкцией спектрометра. Бета-спектрометр изготовлен в виде $\Delta E \times E$ -телескопа из органических сцинтилляторов, разделенных по свету. Импульсы сцинтилляторов поставлены на

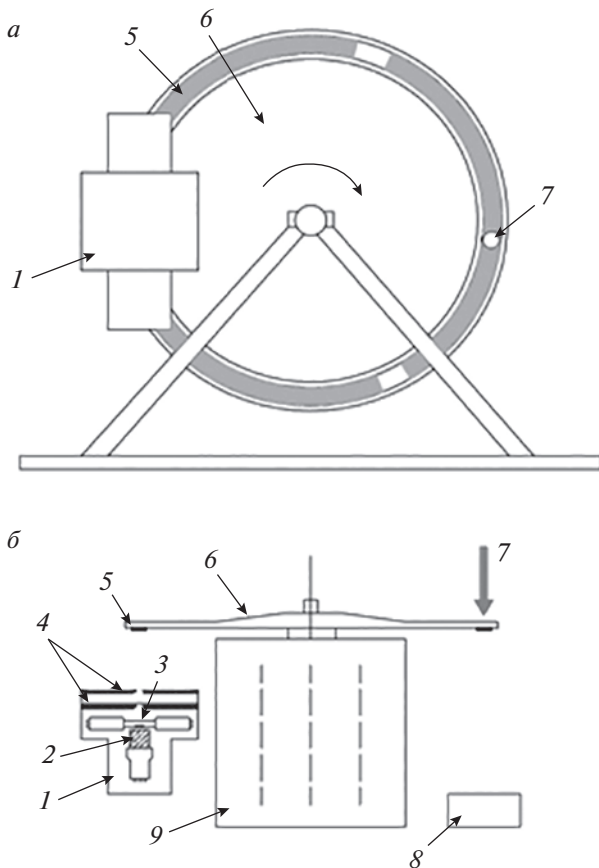


Рис. 2. Схема экспериментальной установки на пучке тепловых нейтронов: *а* — вид сзади, *б* — вид сверху. 1 — бета-спектрометр; 2 — *E*-детектор из стильбена ($H \times D = 50 \times 50$ мм), сочлененный с фотоумножителем ФЭУ-110; 3 — пролетный ΔE -детектор: тонкая ($H \times D = 0.16 \times 30$ мм) сцинтилляционная пластмасса в светоотражающей коробочке, просматриваемая двумя ФЭУ-97; 4 — диафрагмы; 5 — мишени; 6 — вращающийся диск — держатель мишеней; 7 — пучок нейтронов; 8 — нейтронная ловушка; 9 — комбинированная пассивная защита (на рис. 2*а* нейтронная ловушка и комбинированная пассивная защита не показаны).

совпадение. Импульс совпадения разрешает регистрацию и анализ амплитуды суммарного сигнала $\Delta E + E$. Тонкий (0.16 мм) сцинтиллятор используется как пролетный ΔE -детектор и размещен вплотную к *E*-сцинтиллятору (50 × 50 мм) на пути электронов. Такая конструкция позволяет подавлять фон γ -лучей с энергией 1 МэВ в ~ 200 раз. Энергетическое разрешение (отношение полуширины к положению пика) спектрометра составляет 12% для энергии электронов 1 МэВ.

Спектры β -частиц ^{235}U и ^{239}Pu быстро спадают с увеличением энергии, см. рис. 1. Вместе с тем, отношение спектров $\rho_{\beta}^5/\rho_{\beta}^9$ в диапазоне 2–7 МэВ меняется всего лишь в ~ 2 раза. Поэтому при из-

мерении отношения $\rho_{\beta}^5/\rho_{\beta}^9$ существенно снижаются требования к линейности и стабильности энергетической шкалы. Предпринятые меры подавления фона позволяют продвинуться в область высоких энергий, где интенсивность β -частиц резко падает. Особенностью эксперимента является то, что работа в своей основной части сводится к относительным измерениям. В значительной мере обходятся сложности абсолютной спектрометрии и, поэтому, удается достичь результатов высокой точности. Основные погрешности — статистические.

3. ИЗМЕРЕНИЕ, ОБРАБОТКА И КАЛИБРОВКА

3.1. Процедура измерений

Измерение проводилось сериями длительностью $\sim 2 \times 10^4$ с. Перед началом и по окончании каждой серии пучок нейтронов перекрывался шибером и выполнялась калибровка энергетической шкалы с помощью источника конверсионных электронов ^{207}Bi (482 кэВ, 991 кэВ — *K* + *L*-линии) и источников β -спектров ^{144}Ce – ^{144}Pr ($E_{\text{max}} = 2996$ кэВ) и ^{38}Cl ($E_{\text{max}} = 4913$ кэВ). Нелинейность шкалы в продолжение всего эксперимента не превышала $\pm 1\%$, а ее нестабильность составляла менее 0.5%. Проводился контроль функции отклика спектрометра и передачи формы β -спектров. В области энергий $E > 5$ МэВ контроль шкалы велся по пику потерь энергии космических мюонов в *E*-детекторе. Полное время набора статистики составило 2.3×10^6 с. В течение каждой секунды в области $E > 2$ МэВ регистрировалось в среднем 4.0 β -частицы от ^{235}U , 5.5 β -частиц — от ^{239}Pu и 0.27 фоновых событий. Таким образом, соотношение эффект/фон для $E > 2$ МэВ достигало 15–20 раз, уменьшалось с ростом энергии и становилось равным единице при $E \approx 7.7$ МэВ.

Расчет показал, что после начала облучения мишеней нейтронами спектральное распределение $\rho_{\beta}^5/\rho_{\beta}^9$ через 15 мин выходит на практически стационарный уровень: при энергии 2 МэВ поправка не превышает $\pm 1.5\%$ и быстро уменьшается с увеличением энергии. Поэтому не требуется длительного облучения мишеней перед началом измерения отношения $\rho_{\beta}^5/\rho_{\beta}^9$, как в случае измерения отдельных спектров ρ_{β}^5 и ρ_{β}^9 [5–7].

С помощью окон, отображаемых на дисплее компьютера, проводился контроль набора спектров ΔE - и *E*-детекторов, спектров β -частиц ^{235}U , ^{239}Pu и спектра фона, а также контроль сигналов и интегральных характеристик.

При обработке результатов измерений спектров β -частиц ^{235}U , ^{239}Pu и спектров контрольных источников учитывались потери энергии в самом источнике и на пути к E -детектору в воздухе и пленках.

Дальнейшая работа заключалась в установлении всех искажающих измеренные β -спектры ^{235}U и ^{239}Pu факторов и оценке влияния этих искажений на отношение спектров β -частиц $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$.

3.2. Факторы искажений спектров β -частиц ^{235}U и ^{239}Pu

Условия прохождения через вещество электронов, рожденных в мишенях урана и плутония до регистрации их в β -спектрометре, одинаковы. Это обусловлено близостью заряда ядер и плотности металлов мишеней ^{235}U и ^{239}Pu , одинаковым размером и весом мишеней, однотипностью их упаковки и крепления к дюралюминиевому диску и т. п.

Причинами искажений спектров β -частиц ^{235}U и ^{239}Pu являются: а) рассеяние и потери энергии электронов в фольге ^{235}U и ^{239}Pu и упаковке мишеней, б) то же в воздухе и пленках при дальнейшем пролете к β -спектрометру, в) искажения, вносимые самим спектрометром.

Основные искажения связаны с рассеянием и потерями энергии электронов в мишенях (причина а)). Поправки к спектрам β -частиц ^{235}U и ^{239}Pu определялись в измерениях спектров электронов от тонких источников ^{207}Bi , ^{56}Mn , ^{144}Ce – ^{144}Pr , ^{42}K , ^{38}Cl и ^{252}Cf , каждый из которых помещался между двух фольг из свинца и в упаковку мишеней. Так имитировался выход электронов из мишени (из толстого источника). Было установлено, что отношение спектра от толстого источника к спектру от тонкого источника $\eta(E_0)$ при данной энергии E_0 практически одинаково для всех перечисленных изотопов, т.е. мало зависит от природы источника электронов. Заметные при малой энергии, $\eta(2 \text{ МэВ}) = 1.22$, поправки быстро убывают с ее увеличением, $\eta(3 \text{ МэВ}) = 1.10$, и становятся в дальнейшем незначительными, $\eta(4 \text{ МэВ}) = 1.03$. Экспериментальная кривая $\eta(E)$ для источника ^{252}Cf приведена в работе [27].

Дальнейшее искажение спектров, вызванное б) и в) причинами, было небольшим, см. [27]. Расчетная процедура определения поправок по функции отклика спектрометра хорошо изучена [30] и опробована нами ранее при измерении спектра β -частиц от смеси продуктов деления ^{252}Cf [31].

Важно подчеркнуть, что слабая связь поправок с природой источника электронов, а также близость самих спектров β -частиц ^{235}U и ^{239}Pu позволяют измерить отношение β -спектров $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$

особенно надежно без привлечения сложной процедуры восстановления абсолютных спектров β -частиц ^{235}U и ^{239}Pu . Основные ошибки опыта — статистические.

3.3. Абсолютная калибровка отношения спектров β -частиц $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$

При измерении на установке определяется только форма отношения спектров β -частиц $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$. Абсолютизация этого распределения проводилась двумя способами: 1) расчетом и 2) с помощью эксперимента.

В первом способе мы воспользовались тем, что погрешности вычислений отношения абсолютных спектров $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ в области 2–3 МэВ небольшие, см. разд. 1.1. При $E_\beta = 2 \text{ МэВ}$ отношение спектров $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9 = 1.20 \pm 1.5\%$, а при $E_\beta = 3 \text{ МэВ}$ отношение $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9 = 1.31 \pm 2\%$ [14, 15, 17, 32, 33].

Второй способ основывается на пропорциональности скорости счета регистрируемых спектрометром β -частиц n_β [1/с] и скорости счета делений ядер в мишенях. Скорость счета делений можно выразить в виде произведения $\sigma \times F \times N$ [1/с], где σ — сечение деления ядер нейтронами, F — плотность потока нейтронов, N — число ядер в мишенях. Связь n_β с числом β -частиц, испускаемых в расчете на один акт деления ρ_β [1/дел] для мишеней ^{235}U или ^{239}Pu в интервале энергий $E, E + \Delta E$, для удобства опишем одним выражением:

$$n_\beta^{5,9} = \sigma^{5,9} \times F \times N^{5,9} \times \varepsilon \times \rho_\beta^{5,9}, \quad (3)$$

где $n_\beta^{5,9}$ обозначает скорость счета регистрируемых β -частиц n_β^5 от ^{235}U или n_β^9 от ^{239}Pu и т.п., а ε — эффективность регистрации β -частиц.

Из записи (3) находим искомое выражение $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$:

$$\frac{\rho_\beta^5}{\rho_\beta^9} = \frac{\sigma^9}{\sigma^5} \times \frac{N^9}{N^5} \times \frac{n_\beta^5}{n_\beta^9}. \quad (4)$$

Поясним запись (4). Отношение спектров β -частиц n_β^5/n_β^9 измеряется в настоящем эксперименте на установке. Отношение N^9/N^5 легко находится из знания масс мишеней и привлечением атомных масс ^{235}U и ^{239}Pu . Наиболее трудоемкий этап состоит в определении величины σ^9/σ^5 .

Работа выполнялась в несколько шагов. Сначала определялось кадмиевое отношение при активации тонкой золотой фольги в нейтронном пучке.

Кадмиевое отношение — это отношение активности образца золотой фольги, облученного тепловыми и надтепловыми нейтронами, к активности такого же образца, помещенного в кадмиевый фильтр и облученного, таким образом, только надтепловыми нейтронами [34]. Оказалось, что кадмиевое отношение равно ≈ 2 . Сечение захвата золотом тепловых нейтронов составляет 99 бн, а резонансный интеграл для надтепловых нейтронов равен 1550 бн, поэтому такая величина кадмиевого отношения соответствует тепловым нейтронам с небольшой примесью надтепловых. Исходное сечение деления ^{235}U тепловыми нейтронами с энергией 0.0253 эВ ($T = 20^\circ\text{C}$) взято из справочника [35]. После учета отклонения энергетической зависимости сечения от закона $1/v$ [35] и введения поправки на более высокую температуру (42°C) замедлителя нейтронов в исследовательском реакторе [36] получаем величину сечения 553 бн. Аналогичная последовательность действий для ^{239}Pu приводит к сечению 788 бн. Подчеркнем, что разумные вариации поправок на примесь надтепловых нейтронов, температуру замедлителя и т. п. к исходным сечениям деления ^{235}U и ^{239}Pu практически не влияют на определение величины отношения сечений σ^9/σ^5 .

В настоящей работе использовались данные экспериментальной калибровки. Для сравнения с расчетом отметим, что калиброванное отношение $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ при энергии $E = 2$ МэВ составило 1.197, а при $E = 3$ МэВ — 1.307.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

4.1. Результаты эксперимента

Отношения спектров β -частиц настоящей работы $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$ и группы ILL $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$ представлены на рис. 3а. Поведение кривых, в целом, идентично: они нарастают с увеличением энергии, а в области ~ 7.5 МэВ происходит их резкий спад. Вместе с тем, кривая $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$ лежит на $\approx 5\%$ ниже кривой $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$ практически во всем диапазоне энергий, см. рис. 3б. На рис. 3а показаны статистические ошибки измерений KI и ILL: в диапазоне до 5 МэВ они меньше или близки к $\sim 1\%$. С увеличением энергии ошибки быстро возрастают и к концу энергетического диапазона достигают $\sim 30\%$.

Выбранная в настоящей работе методика позволяет проводить прецизионные измерения отношения спектров $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$. Для оценки отдельных спектров β -частиц и $\bar{\nu}_e$ используем следующую дополнительную информацию.

1. В работе [28] при исследовании конверсионного метода была прослежена и подтверждена прямая сильная корреляция между отношениями

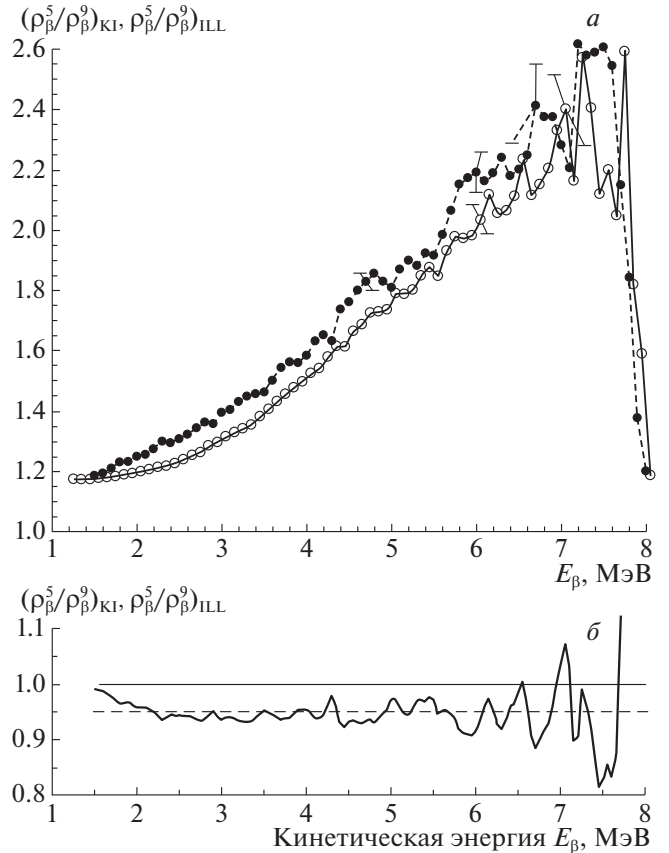


Рис. 3. Отношение кумулятивных спектров β -частиц продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu , измеренных группой ILL (институт Лауэ–Ланжевена) и группой KI (Курчатовский институт). а — отношение спектров β -частиц $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ группы ILL $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$ [5, 6, 18] (черные кружки, соединенные штриховой кривой), отношение спектров β -частиц $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ группы KI $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$, измеренные в настоящей работе (светлые кружки, соединенные сплошной кривой). б — Сопоставление отношения спектров настоящей работы $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$ и отношения спектров группы ILL $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$.

спектров β -частиц $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ и антинейтрино ρ_ν^5/ρ_ν^9 и, как следствие этого, отношением сечений σ_f^5/σ_f^9 .

2. Расчетom установлено, что отношения $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ и ρ_ν^5/ρ_ν^9 , представленные в полных энергиях частиц, в пределах $\pm(1.5-2)\%$ совпадают, см. разд. 1.2.

3. Недавно впервые в эксперименте с хорошей точностью получены сечения σ_f^5 и σ_f^9 [22–24], см. также [37]. Оказалось, что измеренное сечение σ_f^5 на 8.5% меньше ожидаемого σ_f^5 , предсказанного Huber–Mueller-моделью. Между тем, величины измеренного и ожидаемого сечения σ_f^9 совпадают [24].

Таблица 1. Сечения реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ в спектрах $\bar{\nu}_e$ делящихся изотопов σ_f^i (^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu , $i = 5, 9, 8, 1$) и в спектре реакторных антинейтрино σ_Σ , а также отношение сечений σ_f^5/σ_f^9 , полученные из экспериментов, по расчетным и конверсионным спектрам $\bar{\nu}_e$ (сечения представлены в единицах 10^{-43} см² дел⁻¹)

	σ_Σ^1	σ_f^5	σ_f^9	σ_f^8	σ_f^1	σ_f^5/σ_f^9
1. Эксперимент:						1.44 ²⁾
Daya Bay [24]	5.94 ± 0.09	6.10 ± 0.15	4.32 ± 0.25	—	—	1.412
RENO [23]	—	6.15 ± 0.19	4.18 ± 0.26	—	—	1.471
2. Расчет:						1.44 ²⁾
[10]	6.00	6.28	4.42	10.1	6.23	1.421
[28]	6.16	6.49	4.49	10.2	6.4	1.445
[15] ³⁾	6.09	6.50	4.50	9.07	6.48	1.444
3. Конверсия:						1.52 ²⁾
Huber—Mueller	6.22	6.69	4.40	10.1	6.10	1.520
Mueller	6.16	6.61	4.34	10.1	6.04	1.523
ILL—Vogel	5.93	6.44	4.22	9.07	5.81	1.526
4. Конверсия с поправкой:						1.44 ²⁾
Huber—Mueller	6.02	6.33	4.40	10.1	6.10	1.439
Mueller	5.96	6.26	4.34	10.1	6.04	1.442
ILL—Vogel	5.73	6.09	4.22	9.07	5.81	1.443

¹⁾ Для состава топлива ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu в долях делений (Daya Bay): $\alpha_5 = 0.564$, $\alpha_9 = 0.304$, $\alpha_8 = 0.076$, $\alpha_1 = 0.056$.

²⁾ Средняя величина.

³⁾ Данные по сечению реакции (1) отнормированы на время жизни свободного нейтрона 880.2 с.

Из данных измерений настоящей работы, измерений σ_f^5 и σ_f^9 [22–24] и взаимосвязи отношений σ_f^5/σ_f^9 и $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ следует, что подъем кривой $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$ относительно $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$, см. рис. 3, обусловлен тем, что кривая спектра β -частиц ^{235}U группы ILL $(\rho_\beta^5)_{\text{ILL}}$ ошибочно завышена примерно на 5%. Реальный, отвечающий действительности спектр ρ_β^5 может быть получен из спектра $(\rho_\beta^5)_{\text{ILL}}$ путем умножения последнего на поправочный спектральный множитель, показанный на рис. 3б. Реальный конверсионный спектр ρ_ν^5 может быть получен таким же способом из спектра $(\rho_\nu^5)_{\text{H-M}}$ Huber—Mueller с помощью поправочного спектрального множителя, см. рис. 3б, выраженного в полной энергии электронов. Аналогично вводятся поправки в конверсионные спектры $\bar{\nu}_e$ моделей ILL—Vogel и Mueller.

Заметим, что статистические ошибки распределения $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{KI}}$ в области >6 МэВ, см. рис. 3, еще велики и требуется продолжение измерений.

4.2. Обсуждение и анализ

В табл. 1 приведены сечения обратного β -распада (1) в спектрах $\bar{\nu}_e$ делящихся изотопов σ_f^i и в спектре $\bar{\nu}_e$ реактора σ_Σ . Показано отношение сечений σ_f^5/σ_f^9 , полученных из экспериментов, а также по расчетным и конверсионным спектрам $\bar{\nu}_e$. Они размещены в первых трех строках. В четвертой строке “Конверсия с поправкой” сечения σ_f^5 рассчитаны по реальным спектрам $\bar{\nu}_e$ ^{235}U конверсионных моделей после введения поправок, см. разд. 4.1.

Прежде чем перейти к анализу таблицы, отметим следующее. В работе [28] найдено, что отношение спектров ρ_ν^5/ρ_ν^9 и отношение сечений σ_f^5/σ_f^9 незначительно меняются и обладают хорошей устойчивостью при разумных изменениях в гипотезах, которые делаются в процессе конверсии спектров β -частиц ρ_β^5 и ρ_β^9 в спектры антинейтрино ρ_ν^5 и ρ_ν^9 . При этом сами спектры ρ_ν^5 и ρ_ν^9 , а также сечения σ_f^5 и σ_f^9 могут изменяться на несколько процентов. Таким образом, отношение сечений

σ_f^5/σ_f^9 и спектров ρ_ν^5/ρ_ν^9 строго определяется отношением спектров β -частиц $\rho_\beta^5/\rho_\beta^9$ [28].

Это подтверждается данными табл. 1, представленными в третьей строке “Конверсия”. Здесь отношения σ_f^5/σ_f^9 для всех трех моделей близки друг к другу, хотя сечения σ_f^5 и σ_f^9 для разных моделей заметно отличаются. Усредненная величина σ_f^5/σ_f^9 равна 1.52 и соответствует завышенным данным ILL $(\rho_\beta^5/\rho_\beta^9)_{\text{ILL}}$. Эта величина на 5% выше усредненной величины 1.44 для отношения сечений в первых двух строках “Эксперимент” и “Расчет”. После введения поправок в конверсионный спектр $\bar{\nu}_e$ ^{235}U (разд. 4.1), усредненная величина отношения σ_f^5/σ_f^9 становится равной 1.44, см. “Конверсия с поправкой” в табл. 1.

Термин “reactor antineutrino anomaly” был введен в 2011 г. [8] в связи с обнаруженным дефицитом измеренного сечения σ_Σ (выхода реакции) по отношению к ожидаемому σ_Σ , полученному по данным моделей Mueller и Huber–Mueller. После включения поправок в спектр $\bar{\nu}_e$ ^{235}U предсказанное сечение σ_Σ (см. “Конверсия с поправкой” в табл. 1) уже хорошо согласуется с экспериментом. Таким образом, эффект “reactor antineutrino anomaly” объясняется ошибочным 5% завышением спектра β -частиц ^{235}U в измерениях группы ILL.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ нейтринных экспериментов на реакторах ведется путем сопоставления измеренных характеристик нейтринных процессов с их ожидаемыми значениями, полученными на основании знания спектра $\bar{\nu}_e$ реактора. Неопределенности спектра $\bar{\nu}_e$ ограничивают чувствительность экспериментальной методики, а систематические погрешности в $\bar{\nu}_e$ -спектре могут имитировать (или маскировать) новые эффекты. Можно сказать, что все здание физики нейтрино на реакторах опирается на данные спектроскопии $\bar{\nu}_e$ как на свою метрологическую базу.

Повышение точности нейтринных измерений на реакторах всегда являлось стимулом для развития спектроскопии реакторных $\bar{\nu}_e$. Постановка ряда крупных экспериментов в последнее десятилетие потребовала уточнений в знании спектра $\bar{\nu}_e$. Тщательное моделирование спектров $\bar{\nu}_e$ изотопов урана и плутония, выполненное в 2011 г. [2, 3] по данным измерений ILL спектров β -частиц этих изотопов [4–7], неожиданно вскрыло дефицит измеренного потока реакторных $\bar{\nu}_e$ по отношению к предсказанному в работах [2, 3] (“reactor antineutrino anomaly”), а сопоставление измеренного и предсказанного спектра $\bar{\nu}_e$ выявило локальный $\sim 10\%$

подъем в области $E_\nu = 5\text{--}7$ МэВ измеренного спектра над предсказанным (“bump effect”). Также стало неожиданностью, что впервые полученное из эксперимента сечение σ_f^5 реакции (1) в потоке $\bar{\nu}_e$ ^{235}U [22–24] оказалось существенно заниженным по отношению к предсказанному σ_f^5 [2, 3]. Перечисленные расхождения привели к необходимости проверки спектров β -частиц ILL [9, 13, 21, 28].

С этой целью в настоящей работе выполнены измерения отношения кумулятивных спектров β -частиц основных изотопов топлива $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$. Анализ полученных данных и результатов измерения сечений σ_f^5 и σ_f^9 реакции (1) в спектрах $\bar{\nu}_e$ ^{235}U и ^{239}Pu [22–24] привел к выводу об ошибочном завышении примерно на 5% спектра β -частиц ^{235}U в измерениях ILL. Последнее означает, что восстановленный в работах [2, 3] “спектр $\bar{\nu}_e$ ^{235}U в момент рождения” также переоценен на 5%. Полученные данные объясняют переоценку предсказанного сечения σ_f^5 , а также эффект “reactor antineutrino anomaly” ошибками в измерениях ILL спектра β -частиц ^{235}U .

Авторы благодарят М.Д. Скорохвотова за внимание к работе и полезные обсуждения, К.А. Балыгина, А.И. Климова, Е.А. Мелешко за разработку электронной схемы, В.А. Куркина за измерение кадмиевого отношения на пучке нейтронов, А.В. Чернова за помощь в восстановлении установки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Reines and C. L. Cowan, Jr., Phys. Rev. **92**, 830 (1953).
2. P. Huber, Phys. Rev. C **84**, 024617 (2011).
3. Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, T. Lasserre, J. Martino, G. Mention, A. Porta, and F. Yermia, Phys. Rev. C **83**, 054615 (2011).
4. K. Schreckenbach, H. R. Faust, F. von Feilitzsch, A. A. Hahn, K. Hawerkamp, and J. L. Vuilleumier, Phys. Lett. B **99**, 251 (1981).
5. F. Feilitzsch, A. A. Hahn, and K. Schreckenbach, Phys. Lett. B **118**, 162 (1982).
6. K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. von Feilitzsch, Phys. Lett. B **160**, 325 (1985).
7. A. A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F. von Feilitzsch, G. Colvin, and B. Krusche, Phys. Lett. B **218**, 365 (1989).
8. G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
9. A. C. Hayes, J. L. Friar, G. T. Garvay, D. Ibeling, G. Jungman, T. Kawano, and Robert W. Mills, Phys. Rev. D **92**, 033015 (2015).

10. M. Estienne, M. Fallot, A. Algora, J. Briz-Monago, V. M. Bui, S. Cormon, W. Gelletly, L. Giot, V. Guadilla, D. Jordan, L. Le Meur, A. Porta, S. Rice, V. Rubio, J. L. Táin, E. Valencia, and A.-A. Zakari-Issoufou, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 022502 (2019).
11. А. А. Боровой, В. И. Копейкин, Л. А. Микаэлян, С. В. Толоконников, *ЯФ* **36**, 400 (1982).
12. A. C. Hayes and P. Vogel, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **66**, 219 (2016); arXiv: 1605.02047 [hep-ph].
13. В. И. Копейкин, М. Д. Скорохватов, *ЯФ* **80**, 142 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 266 (2017)].
14. В. И. Копейкин, *ЯФ* **75**, 165 (2012) [*Phys. At. Nucl.* **75**, 143 (2012)].
15. P. Vogel, G. K. Schenter, F. M. Mann, and R. E. Schenter, *Phys. Rev. C* **24**, 1543 (1981).
16. А. И. Афонин, С. Н. Кетов, В. И. Копейкин, Л. А. Микаэлян, М. Д. Скорохватов, С. В. Толоконников, *ЖЭТФ* **94**, 1 (1988).
17. В. Г. Алексанкин, С. В. Родичев, П. М. Рубцов и др., *Бета- и антинейтринное излучение радиоактивных ядер: Справочник* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
18. N. Haag, F. von Feilitzsch, L. Oberauer, W. Potzel, and K. Schreckenbach, arXiv: 1405.3501 [nucl-ex].
19. N. Haag, A. Gütlein, M. Hofmann, L. Oberauer, W. Potzel, K. Schreckenbach, and F. M. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 122501 (2014).
20. P. Vogel, *Phys. Rev. C* **76**, 025504 (2007).
21. D. A. Dwyer and T. J. Langford, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 012502 (2015).
22. F. P. An *et al.* (Daya Bay Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **118**, 251801 (2017); arXiv: 1704.01082 [hep-ex].
23. G. Bak *et al.* (RENO Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **122**, 232501 (2019); arXiv: 1806.00574v4 [hep-ex].
24. D. Adey *et al.* (Daya Bay Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **123**, 111801 (2019); arXiv: 1904.07812v3 [hep-ex].
25. Daya Bay Collab. (D. Adey *et al.*), arXiv: 1902.08241 [physics.ins-det].
26. А. А. Боровой, Ю. Л. Добрынин, В. И. Копейкин, *ЯФ* **25**, 264 (1977) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **25**, 144 (1977)].
27. А. А. Боровой, Ю. В. Климов, В. И. Копейкин, *ЯФ* **37**, 1345 (1983) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **37**, 801 (1983)]; Препринт ИАЭ-3465/2, Москва, 1981.
28. A. C. Hayes, G. Jungman, E. A. McCutchan, A. A. Sonzogni, G. T. Garvey, and X. B. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 022503 (2018); arXiv: 1707.07728 [nucl-th].
29. К. А. Балыгин, М. Д. Каретников, А. И. Климов, В. И. Копейкин и др., *ПТЭ*, № 1, 27 (2014).
30. N. Tsoufanidis, W. W. Wehring, and M. E. Wuman, *Nucl. Instrum. Methods* **73**, 98 (1969).
31. А. А. Боровой, Ю. В. Климов, В. И. Копейкин, *ЯФ* **32**, 1203 (1980) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **32**, 621 (1980)].
32. H. V. Klapdor and J. Metzinger, *Phys. Lett. B* **112**, 22 (1982).
33. H. V. Klapdor and J. Metzinger, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 127 (1982).
34. С. С. Бугорков, А. С. Кривохатский, К. А. Петржак и др., *Атомная энергия* **21**, 508 (1966).
35. Т. С. Беланова, А. В. Игнатьюк, А. Б. Пашенко, В. И. Пляскин, *Радиационный захват нейтронов. Справочник* (Энергоатомиздат, Москва, 1986).
36. В. Ф. Украинцев, *Эффекты реактивности в энергетических реакторах* (Обнинский институт атомной энергетики, Обнинск, 2000).
37. STEREO Collab. (H. Almazán *et al.*), arXiv: 2004.04075 [hep-ex].

MEASUREMENT OF THE RATIO OF CUMULATIVE BETA-PARTICLE SPECTRA OF ^{235}U AND ^{239}Pu FISSION PRODUCTS FOR SOLVING PROBLEMS OF REACTOR ANTINEUTRINO PHYSICS

V. I. Kopeikin¹⁾, Yu. N. Panin¹⁾, A. A. Sabelnikov¹⁾

¹⁾National Research Center Kurchatov Institute, Moscow, Russia

Absolute measurements of the ratio of cumulative β spectra of ^{235}U and ^{239}Pu thermal neutron fission products were performed. It was found that the curve of the ratio of β -particle spectra $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$, measured in this paper, is 5% lower than the same curve obtained from the ILL group measurements. The analysis showed that this is due to an erroneous overestimation of the spectrum of ^{235}U β particles measured by the ILL group by 5%. As a result, the “ $\bar{\nu}_e$ spectrum of ^{235}U at birth”, which is recovered from the cumulative spectrum of ^{235}U β particles, was also overestimated by 5%. The obtained data explain the effect of the “reactor antineutrino anomaly”.

ОБОБЩЕНИЕ ТЕОРЕМЫ ЛЕВИНСОНА ОБ АСИМПТОТИЧЕСКОМ ЗНАЧЕНИИ ФАЗЫ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ

© 2021 г. М. И. Криворученко^{1),2)*}, К. С. Тырин²⁾

Поступила в редакцию 28.05.2020 г.; после доработки 28.05.2020 г.; принята к публикации 28.05.2020 г.

Теорема Левинсона устанавливает связь между разностью фаз рассеяния на пороге и бесконечности с числом связанных состояний. Присутствие в амплитуде рассеяния полюсов Кастильехо, Далица и Дайсона (КДД-полюсов) и примитивов Джаффе и Лоу, соответствующих нулям D -функции на унитарном разрезе, модифицирует теорему. Показано, что в общем случае разность фаз рассеяния на пороге и бесконечности определяется числом связанных состояний, числом КДД-полюсов и числом примитивов. Обсуждаются некоторые следствия теоремы в отношении свойств нуклон-нуклонного взаимодействия.

DOI: 10.31857/S004400272101013X

Аналитичность S -матрицы является, как известно, следствием микропричинности (см., например, [1]). В рамках теории возмущений особенности амплитуд рассеяния по кинематическим инвариантам определяются правилами Ландау [2, 3]. Для частиц с импульсами p_1 и p_2 S -матрица в каждой парциальной волне является аналитической функцией $s = (p_1 + p_2)^2$ на физическом листе римановой поверхности за исключением простых полюсов, соответствующих связанным состояниям, и левого разреза. Одним из следствий аналитичности является теорема Левинсона [4], связывающая разность фаз рассеяния на пороге и бесконечности с числом связанных состояний. Существует обобщение этой теоремы на релятивистский случай [5, 6], учитывающее многоканальность S -матрицы и наличие КДД-полюсов [7, 8], введенных Кастильехо, Далицем и Дайсоном для демонстрации неоднозначности решений уравнения Лоу [9].

Рассмотренные обобщения не охватывают системы, в которых существуют “примитивы”, т.е. полюса P -матрицы. Согласно Джаффе и Лоу [10] многокварковые состояния соответствуют полюсам P -матрицы, а не S -матрицы. В терминах N/D -метода, примитивы проявляют себя как нули D -функции на унитарном разрезе, в которых фаза рассеяния обращается в нуль по модулю π с отрицательным наклоном. Данные свойства примитивов позволяют интерпретировать нуклон-нуклонный отталкивательный кор в терминах s -

канального обмена шестикварковыми состояниями [11–19]. КДД-полюсам соответствуют нули по модулю π фазы рассеяния с положительным наклоном. Обобщение теоремы Левинсона на системы с примитивами представляет интерес с точки зрения приложений соответствующих моделей к физике малонуклонных систем [16], уравнению состояния ядерной материи [18, 20], поискам узких дибарионных резонансов [21].

Уравнение состояния ядерной материи имеет важное значение для астрофизики компактных объектов. Предельно жесткими считаются уравнения состояния, для которых скорость звука a_s совпадает со скоростью света c . В моделях среднего поля это условие выполняется асимптотически с ростом плотности нуклонов, взаимодействующих посредством ω -мезонного обмена [22]. Открытие нейтронных звезд с массами порядка $2M_\odot$ [23, 24] позволило исключить широкий класс мягких уравнений состояния ядерной материи. При наличии отталкивания фаза рассеяния падает с ростом энергии. Жесткость уравнения состояния, следовательно, зависит от асимптотики фазы рассеяния, которая согласно теореме Левинсона определяется наличием связанных состояний, и, как мы покажем, зависит от числа КДД-полюсов и числа примитивов.

S -матрица упругого рассеяния в фиксированной парциальной волне выражается через фазу рассеяния $\delta(s)$ либо через функцию Йоста $D(s)$:

$$S = e^{2i\delta(s)} = \frac{D_{II}(s)}{D_I(s)}. \quad (1)$$

$D_I(s)$ совпадает с $D(s)$ на физическом (первом) листе римановой поверхности, к которому при-

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

²⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: mikhail.krivoruchenko@itep.ru

надлежит верхний берег разреза $(s_0, +\infty)$. Аналитическое продолжение $D_I(s)$ через разрез в область $\Im s < 0$ приводит нас на нефизический (второй) лист римановой поверхности. Функция $D_{II}(s)$ определяется аналитическим продолжением $D(s)$ с нижнего берега разреза $(s_0, +\infty)$. В области $\Im s < 0$, когда переменная s принадлежит физическому листу римановой поверхности, $D_{II}(s)$ совпадает с $D(s)$.

$D(s)$ аналитична в комплексной плоскости s с разрезом $(s_0, +\infty)$, порог s_0 является точкой ветвления. Мнимая часть $D(s)$ на унитарном разрезе определяет N -функцию. $D(s)$ не имеет нулей в комплексной плоскости за исключением простых нулей на вещественной оси при $s < s_0$, отвечающих связанным состояниям, и простых нулей $s > s_0$, отвечающих примитивам. КДД (простые) полюса расположены на вещественной оси при $s \leq s_0$. Заметим, что КДД-полюса по построению [7] понижают все листы римановой поверхности $D(s)$. Условие существования примитива $D_I(s) = 0$ при $s \in (s_0, +\infty)$ является необходимым и достаточным для $D_{II}(s) = 0$ в силу того, что $D_I(s)$ и $D_{II}(s)$ отличаются лишь мнимой частью, которая в данном случае равна нулю.

Рассмотрим интеграл

$$J = \int_{s_0}^{+\infty} ds \ln(S)' = \tag{2}$$

$$= 2i \int_{s_0}^{+\infty} ds \delta(s)' = 2i(\delta(+\infty) - \delta(s_0)).$$

Здесь интегрирование ведется вдоль вещественной оси. Запишем J в терминах функции Йоста:

$$J = \int_{s_0}^{+\infty} ds \ln \left(\frac{D_{II}(s)}{D_I(s)} \right)' = \tag{3}$$

$$= \int_{s_0}^{+\infty} ds \left(\frac{D_{II}(s)'}{D_{II}(s)} - \frac{D_I(s)'}{D_I(s)} \right).$$

Под знаком второго интеграла каждое из двух слагаемых имеет простые полюса в точках, отвечающих КДД-полюсам и примитивам. В величине $D_{II}(s)/D_I(s)$ нули и полюса, однако, сокращаются, поэтому существует некоторая область $\Im s \leq 0$, примыкающая к унитарному разрезу, которая является областью аналитичности подынтегральной функции. Контур интегрирования, следовательно, можно сместить, например, вниз, затем разбить

интеграл на два слагаемых:

$$J = \int_C ds \frac{D_{II}(s)'}{D_{II}(s)} + \int_{C'} ds \frac{D_I(s)'}{D_I(s)}. \tag{4}$$

При смещении контура вниз аргумент функции $D_{II}(s)$ оказывается на листе I римановой поверхности. Аргумент функции $D_I(s)$ уходит под разрез и оказывается на нефизическом листе II. Пути интегрирования показаны на рис. 1. Контур C лежит на физическом листе ниже разреза, в то время как контур C' лежит под разрезом на втором листе, где находятся нули D -функции, соответствующие резонансам. Мы рассматриваем достаточно малое смещение контура, требуя, чтобы C' не пересекал при смещении нули, соответствующие резонансам.

На вещественной оси оба подынтегральных выражения имеют простые полюса, соответствующие нулям функций $D_I(s)$ и $D_{II}(s)$: нули $D_I(s)$ при $s < s_0$ отвечают связанным состояниям. Эти нули, вообще говоря, смещены относительно нулей $D_{II}(s)$, расположенных на втором листе. Нули на унитарном разрезе $(s_0, +\infty)$ соответствуют примитивам. Подынтегральные функции имеют на вещественной оси также КДД-полюса. Нули, соответствующие примитивам, и КДД-полюса совпадают на листах I и II. s_0 — пороговая точка ветвления подынтегральной функции, предполагается, что $D(s)$ ограничена в s_0 , так что интеграл по окружности вокруг s_0 обращается в нуль при стремлении радиуса окружности к нулю.

Контур C' деформируем вверх через разрез, оказываясь на листе I, как показано на рис. 2. При деформации возникает вклад в интеграл, соответствующий вычетам в полюсах, расположенных на разрезе:

$$J_1 = -2\pi i \sum_{i=1}^{n_p} \text{Res} \left(\frac{D_I(s)'}{D_I(s)}, s_i \right) - \tag{5}$$

$$- 2\pi i \sum_{j=k+1}^{n_{\text{CDD}}} \text{Res} \left(\frac{D_I(s)'}{D_I(s)}, s_j \right).$$

Здесь n_p — число примитивов, k — число КДД-полюсов ниже порога, n_{CDD} — полное число КДД-полюсов. На первом листе замыкаем интегрирование вдоль контуров C и C' и добавляем контур C_∞ по бесконечно удаленной окружности, как показано на рис. 2 слева. Достаточным условием обращения в нуль интеграла по C_∞ является условие $sD(s)'/D(s) \rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$. Здесь предполагается, что это условие выполнено.

Контур $\Gamma = C \cup C' \cup C_\infty$ является замкнутым. $D_I(s)$ в окрестности разреза при $\Im s \leq 0$ и $D_{II}(s)$

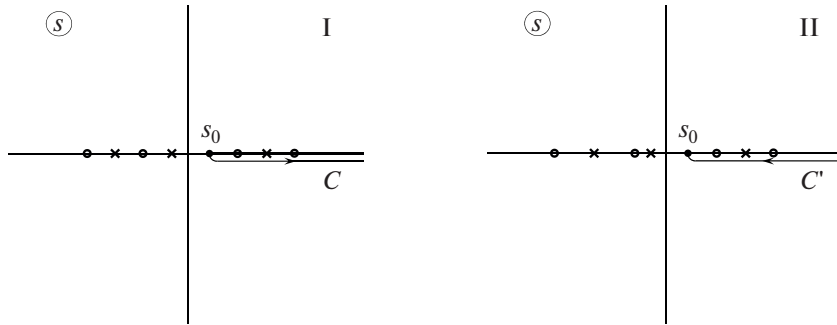


Рис. 1. Нули и полюса функции Йоста на первом (I) и втором (II) листах римановой поверхности. Нули (кружки) соответствуют связанным состояниям при $s < s_0$ и примитивам при $s > s_0$, полюса (крестики) соответствуют КДД-полюсам. Стрелки на контурах C и C' указывают направление, вдоль которого проводится интегрирование в уравнении (4).

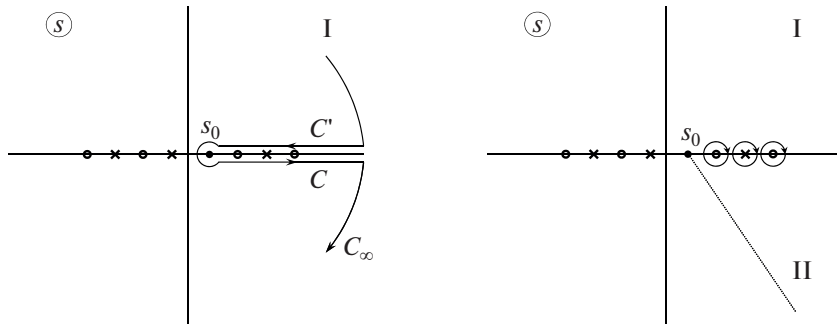


Рис. 2. На левой панели контур C' выведен на лист I римановой поверхности, замкнут на контур C в обход порога s_0 и продолжен в обе стороны по бесконечно большой окружности C_∞ . На правой панели часть четвертого квадранта листа I римановой поверхности отогнута вдоль пунктирной линии, начиная с точки s_0 , внизу расположен лист II римановой поверхности, к которому изначально принадлежал контур C' . Унитарный разрез разграничивает листы I и II. Деформация контура C' приводит к вычетам в полюсах, вокруг которых нарисованы окружности. Стрелки указывают направление обхода полюсов.

на нижнем берегу разреза физического листа римановой поверхности являются аналитическими продолжениями $D(s)$, поэтому в уравнении (5) $D_I(s)$ можно заменить на $D(s)$, соответственно, на контуре Γ $D_I(s)$ и $D_{II}(s)$ также можно заменить на $D(s)$. Интеграл по контуру Γ равен сумме вычетов в полюсах, отвечающих связанным состояниям и КДД-полюсам, расположенным ниже порога:

$$\begin{aligned}
 J_2 &= \oint_{\Gamma} \frac{D(s)'}{D(s)} ds = & (6) \\
 &= -2\pi i \sum_{l=1}^{n_b} \text{Res}\left(\frac{D(s)'}{D(s)}, s_l\right) - \\
 &\quad - 2\pi i \sum_{j=1}^k \text{Res}\left(\frac{D(s)'}{D(s)}, s_j\right),
 \end{aligned}$$

где n_b — число связанных состояний. В окрестности связанных состояний s_l $D(s) \sim (s - s_l)$, в окрестности примитивов s_i $D(s) \sim (s - s_i)$, в окрестности КДД-полюсов s_j $D(s) \sim 1/(s - s_j)$, в результате имеем $\text{Res}(D(s)'/D(s), s_l) =$

$$\begin{aligned}
 &= \text{Res}(D(s)'/D(s), s_i) = -\text{Res}(D(s)'/D(s), s_j) = \\
 &= 1. \text{ Учитывая, что } J = J_1 + J_2, \text{ находим}
 \end{aligned}$$

$$J = -2\pi i(n_b + n_p - n_{\text{CDD}}), \quad (7)$$

и окончательно

$$\delta(+\infty) - \delta(s_0) = -\pi(n_b + n_p - n_{\text{CDD}}). \quad (8)$$

Простой эвристический аргумент в пользу соотношения (8) основан на представлении D -функции в виде (ср. [25])

$$\begin{aligned}
 D(s) &= \prod_{l=1}^{n_b} \frac{s - s_l}{s_0 - s_l} \prod_{i=1}^{n_p} \frac{s - s_i}{s_0 - s_i} \prod_{j=1}^{n_{\text{CDD}}} \frac{s_0 - s_j}{s - s_j} \times & (9) \\
 &\times \exp\left(-\frac{s - s_0}{\pi} \int_{s_0}^{+\infty} \frac{\delta(s') - \delta(s_0)}{(s' - s_0)(s' - s + i0)} ds'\right).
 \end{aligned}$$

В пределе $s \rightarrow \infty$ D -функция ведет себя как $D(s) \sim s^{n_b + n_p - n_{\text{CDD}} + (\delta(+\infty) - \delta(s_0))/\pi}$. Стандартное условие нормировки $D(s) = 1$ при $s \rightarrow \infty$ эквивалентно (8). Условие ограниченности $N(s)$ требует обращения в нуль по модулю π разности

фаз $\delta(s) - \delta(s_0)$ при значениях $s = s_j > s_0$, где расположены КДД-полюса.

В семействе D -функций, удовлетворяющих уравнению Лоу [9] и его обобщению, связанному с существованием примитивов [17], входящая в дисперсионный интеграл величина $\Im 1/D(s)$ ограничена. В представлении (9) нули, соответствующие примитивам, в таком случае обязаны совпадать с нулями по модулю π разности фаз $\delta(s) - \delta(s_0)$, что обеспечивает знакоопределенность $N(s)$ в окрестности s_j . Знакоопределенность $N(s)$ — признак принадлежности $D(s)$ классу обобщенных R -функций, аналитичных в комплексной плоскости s с разрезом $(s_0, +\infty)$ и не имеющих простых нулей вне вещественной оси (см. [7]).

Таким образом, наличие примитивов, также как и КДД-полюсов, модифицирует теорему Левинсона. Примитивы дают отрицательный вклад в асимптотику фазы. В картине потенциального рассеяния уменьшение фазы рассеяния с ростом энергии связано с действием отталкивающего потенциала. В модели Дайсона [8] и ее обобщениях [17–21] число КДД-полюсов определяется числом связанных состояний, примитивов и резонансов (n_r): $n_{\text{CDD}} = n_b + n_p + n_r + \Delta$, где $\Delta = 0, \pm 1$. Данное соотношение возникает вследствие того, что между соседними КДД-полюсами находится связанное состояние, либо резонанс, либо примитив. Чтобы усилить эффект отталкивания, можно добавить в систему дополнительный примитив, однако при этом придется добавить в систему, вообще говоря, и один дополнительный КДД-полюс. Примитивы и КДД-полюса входят в уравнение (8) с противоположными знаками, в результате чего асимптотика фазы остается неизменной. Поскольку асимптотика ограничена снизу, в модели существует, очевидно, предельный отталкивающий потенциал. Добавление новых резонансов приводит к росту n_{CDD} и соответствующему росту асимптотического значения фазы, что в потенциальном рассеянии связывается с дополнительным притяжением. Значения n_r не ограничены сверху, поэтому, в отличие от отталкивания, притяжение в системе может быть сколь угодно сильным. Существование ограничения снизу на разность фаз $\delta(+\infty) - \delta(s_0)$ приводит к выводу о существовании в моделях s -канального обмена максимально жесткого уравнения состояния ядерной материи, что может представлять интерес с точки зрения описания строения нейтронных звезд.

В представлении D -функции (9) число связанных состояний, число примитивов, число КДД-полюсов и их взаимное расположение на оси s произвольны. Для фиксированного n_b примитивы снимают ограничение на минимальное значение $\delta(+\infty) - \delta(s_0)$, что можно интерпретировать как

допустимость сколь угодно сильного отталкивания между частицами. В представлении (9) максимально жесткое уравнение состояния ядерной материи соответственно подчиняется только требованиям релятивистской инвариантности. К таким требованиям относится ограничение на скорость звука $a_s \leq c$. Ударные волны переносят информацию и распространяются быстрее звука, поэтому справедливо также более сильное условие, согласно которому скорость распространения ударных волн в ядерной материи меньше скорости света.

Семейство D -функций в s -канальных моделях взаимодействия, таким образом, уже семейства D -функций (9). Можно предположить, что аналогичное утверждение справедливо и в отношении t -канальных моделей взаимодействия.

Авторы благодарят Ю.А. Симонова за полезные обсуждения. Настоящая работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 18-02-00733А.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дж. Чью, *Аналитическая теория S-матрицы* (Мир, Москва, 1968).
2. L. D. Landau, Nucl. Phys. **13**, 181 (1959).
3. R. Eden, D. Landshoff, P. Olive, and J. Polkinhorne, *The Analytic S-Matrix, International Series in Pure and Applied Physics* (McGraw-Hill, New York, 1966).
4. N. Levinson, Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk. **25**, 9 (1949).
5. R. L. Warnock, Phys. Rev. **131**, 1320 (1963).
6. J. B. Hartle and C. E. Jones, Ann. Phys. (N. Y.) **38**, 348 (1966).
7. L. Castillejo, R. Dalitz, and F. Dyson, Phys. Rev. **101**, 543 (1956).
8. F. Dyson, Phys. Rev. **106**, 157 (1957).
9. F. E. Low, Phys. Rev. **97**, 1392 (1955).
10. R. L. Jaffe and F. E. Low, Phys. Rev. D **19**, 2105 (1979).
11. Yu. A. Simonov, Phys. Lett. B **107**, 1 (1981).
12. Yu. A. Simonov, Usp. Fiz. Nauk **136**, 215 (1982).
13. Yu. A. Simonov, Nucl. Phys. A **416**, 109c (1984).
14. V. S. Bhasin and V. K. Gupta, Phys. Rev. C **32**, 1187 (1985).
15. C. Fasano and T.-S. H. Lee, Phys. Rev. C **36**, 1906 (1987).
16. B. L. G. Bakker and I. M. Narodetsky, Adv. Nucl. Phys. **21**, 1 (1994).
17. M. I. Krivoruchenko, Phys. Rev. C **82**, 018201 (2010).
18. M. I. Krivoruchenko, D. K. Nadyozhin, T. L. Rasinkova, Y. A. Simonov, M. A. Trusov, and A. V. Yudin, Phys. At. Nucl. **74**, 371 (2011).
19. M. I. Krivoruchenko and Amand Faessler, Rom. J. Phys. **57**, 296 (2012).
20. M. I. Krivoruchenko, Phys. Part. Nucl. Lett. **14**, 849 (2017).
21. M. I. Krivoruchenko, Phys. Rev. C **84**, 015206 (2011).

22. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **41**, 1609 (1961). **340**, 448 (2013).
23. P. B. Demorest, T. Pennucci, S. M. Ransom, M. S. Roberts, and J. W. Hessels, *Nature* **467**, 1081 (2010).
24. J. Antoniadis, P. C. C. Freire, N. Wex, *et al.*, *Science* **340**, 448 (2013).
25. P. D. B. Collins, *An Introduction to Regge Theory & High Energy Physics* (Cambridge Univ. Press, 1977).

GENERALIZATION OF LEVINSON'S THEOREM ON THE ASYMPTOTIC VALUE OF THE PHASE OF THE SCATTERING AMPLITUDE

M. I. Krivoruchenko^{1),2)}, K. S. Tyrin²⁾

¹⁾*NRC "Kurchatov Institute" — ITEP, Moscow, Russia*

²⁾*National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*

Levinson's theorem establishes a relationship between the difference in the scattering phases at the threshold and infinity and the number of bound states. The presence in the scattering amplitude of the Castillejo, Dalitz, and Dyson poles (CDD poles) and the Jaffe and Low primitives corresponding to zeros of the D function on the unitary cut modifies the theorem. We show that the difference between the scattering phases at the threshold and infinity is generally determined by the number of bound states, the number of CDD poles, and the number of primitives. Some consequences of the theorem concerning the properties of the nucleon-nucleon interaction are discussed.

ФИЗИКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА УСТАНОВКЕ “КОМПАКТНЫЙ МЮОННЫЙ СОЛЕНОИД” (CMS) НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ (LHC)

© 2021 г. С. В. Петрушанко^{1)*}

Поступила в редакцию 05.05.2020 г.; после доработки 05.05.2020 г.; принята к публикации 05.05.2020 г.

В работе представлено краткое изложение ряда последних интересных результатов по изучению физики тяжелых ионов на установке “Компактный мюонный соленоид” (CMS) на Большом адронном коллайдере (LHC), включая исследования кварк-глюонной материи.

DOI: 10.31857/S0044002721010153

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение адронной материи в экстремальном режиме сверхвысоких температур и плотностей — главная задача экспериментов с использованием релятивистских соударений тяжелых ядер. Первые соударения свинец–свинец при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ на пару нуклонов на ускорителе “Большой адронный коллайдер” (LHC) были зарегистрированы 7 ноября 2010 г. в 00 : 27 по женевскому времени. На протяжении уже почти десяти лет международная коллаборация установки “Компактный мюонный соленоид” (CMS) [1] занимается изучением соударений тяжелых ионов. К данному моменту времени опубликована почти сотня статей, представлен также целый ряд предварительных результатов. Со всеми статьями коллаборации CMS по физике тяжелых ионов можно ознакомиться, перейдя по соответствующей интернет-ссылке [2].

Главные цели научной программы эксперимента CMS по изучению тяжелых ионов можно условно разделить на две группы (по энергии E и поперечному импульсу p_T объектов): “мягкая физика” (исследования рождения низко- и среднеэнергичных частиц: множественность, спектры, эллиптический поток, корреляции и т.д.) и “жесткие” тесты (изучение различных высокоэнергичных объектов: адроны с большими поперечными импульсами, адронные струи, кварконии и т.п.). Хотелось бы также отметить важную роль “нетрадиционных” объектов изучения — различные эффекты физики тяжелых ионов в соударениях протон–протон, “смешанную”

физику в несимметричных соударениях протон–свинец, а также интересные “промежуточные” результаты в соударениях ксенон–ксенон.

2. “МЯГКАЯ ФИЗИКА” ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА УСТАНОВКЕ CMS

Изучение “мягкой физики” позволяет понять глобальную картину столкновений тяжелых ионов.

Распределения заряженных адронов по псевдобыстроте η в столкновениях протон–свинец при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ и 8.16 ТэВ, полученные на установке CMS, представлены в работе [3]. Плотность частиц на взаимодействующий нуклон сравнивалась с подобными измерениями в других экспериментах; показано, что общая ее зависимость от энергии $\sqrt{s_{NN}}$ в соударениях протон–протон, протон–свинец и свинец–свинец подчиняется степенному закону.

Практически полная герметичность калориметрической системы установки CMS позволила измерить распределение поперечной энергии E_T в ширине более 13.2 единиц псевдобыстроты η в столкновениях протон–свинец при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [4].

Так называемый “ридж”-эффект или дальнедействующие (разница псевдобыстроты между двумя частицами $2 < |\Delta\eta| < 4$) узкоугловые (разница азимутальных углов между двумя частицами $\Delta\phi \approx 0$) корреляции были обнаружены с помощью установки CMS в протон-протонных столкновениях большой множественности [5], столкновениях протон–свинец [6] и свинец–свинец [7]. Одно из возможных объяснений “ридж”-эффекта — взаимодействие между независимыми эллиптическим и триангулярным азимутальными потоками частиц [8] (моделирование с использованием Монте-Карло-генератора HYDJET++ [9]).

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

*E-mail: Serguei.Petrouchanko@cern.ch

Величина двух- и многочастичных угловых корреляций в протон-протонных соударениях измерена как функция множественности заряженных частиц [10]. В протон-протонных столкновениях большой множественности эти величины для заряженных адронов (главным образом, пионов), K_S^0 и $\Lambda/\bar{\Lambda}$ оказалась выше, чем для легких частиц с поперечными импульсами ниже $p_T \approx 2$ ГэВ/с. Подобное наблюдение было зафиксировано в соударениях протон-свинец и свинец-свинец [11], что может свидетельствовать о единой коллективной природе проявления дальнедействующих корреляций во всех трех видах столкновений.

Эллиптический азимутальный поток v_2 был измерен для чармированных и странных адронов в столкновениях протон-свинец при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ ТэВ [12]. Существенный v_2 был обнаружен для таких частиц в событиях с высокой множественностью. Для чармированных адронов v_2 оказался ниже, чем для других частиц, что может говорить о более слабом коллективном поведении чарм-кварков в плотной адронной материи.

Были изучены азимутальные корреляции заряженных частиц в столкновениях ксенон-ксенон при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ ТэВ [13]. Величина v_2 в наиболее центральных соударениях была выше для столкновений ксенон-ксенон, чем для свинец-свинец, что может быть объяснено большей флуктуационной компонентой в более легких соударяющихся системах.

3. “ЖЕСТКИЕ” ТЕСТЫ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА УСТАНОВКЕ CMS

“Жесткие” тесты в столкновениях тяжелых ионов дают информацию о свойствах ядерной материи.

Поперечные сечения рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ были измерены в соударениях протон-протон и свинец-свинец при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [14]. Выход всех энергетических состояний Υ в соударениях свинец-свинец оказался существенно подавлен (с последовательным усилением при увеличении массы) по сравнению с соударениями протон-протон — см. рис. 1. Более того, в соударениях свинец-свинец не удалось зафиксировать какого-либо заметного сигнала от $\Upsilon(3S)$.

В столкновениях свинец-свинец при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ на установке CMS был обнаружен эффект “гашения” струй — сильный дисбаланс поперечного импульса двойных струй в центральных и полуцентральных соударениях [15]. В то же время в периферических столкновениях свинец-свинец дисбаланс поперечного импульса

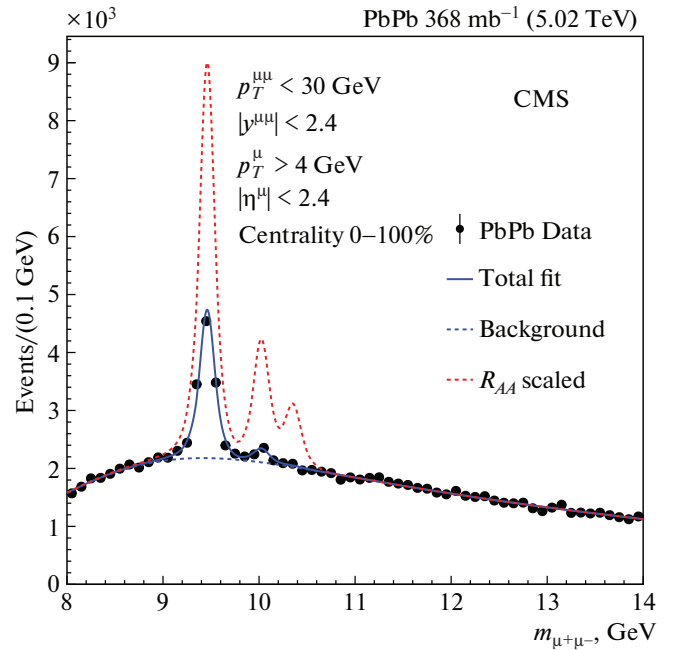


Рис. 1. Инвариантный массовый спектр димюонов на установке CMS в столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ на пару нуклонов для кинематического диапазона пар мюонов по поперечному импульсу $p_T(\mu^+\mu^-) < 30$ ГэВ/с и быстрой $|y(\mu^+\mu^-)| < 2.4$. Точки — димюоны в соударениях свинец-свинец, сплошная кривая — результат аппроксимации. Верхней штриховой кривой показан аналогичный результат для столкновений протон-протон с учетом поправки для представления в едином масштабе. Рисунок опубликован в работе [14].

двойных струй соответствовал картине для протон-протонных событий [16]. Перераспределение энергии от узких к более широким углам относительно оси струи было отмечено в столкновениях свинец-свинец по сравнению со столкновениями протон-протон [17]. Также поперечный импульс частиц менее энергичной струи перераспределялся в пользу частиц с меньшими импульсами в столкновениях свинец-свинец.

Дифференциальный выход заряженных частиц с псевдобыстротой $|\eta| < 1$ и поперечным импульсом $p_T = 0.5-100$ ГэВ/с был изучен в столкновениях ксенон-ксенон при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ ТэВ [18]. Сравнение с аналогичными данными для протон-протонных соударений показало меньшее подавление выхода частиц в столкновениях ксенон-ксенон по сравнению со столкновениями свинец-свинец для частиц с поперечным импульсом выше 6 ГэВ/с, если сравнивать одинаковые центральности столкновений. Однако подавление выхода заряженных частиц в столкновениях ксенон-ксенон слегка выше, если

рассматривать столкновения с одинаковым числом взаимодействующих нуклонов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение соударений тяжелых ионов на экспериментальной установке CMS ускорителя LHC на первых двух этапах его работы (Run 1 и Run 2) привело к интереснейшим результатам по физике адронной материи в экстремальном режиме: измерен целый ряд физических наблюдаемых в разных соударяющихся системах при новых энергиях, обнаружены различные проявления коллективных потоковых эффектов, найдены подтверждения поглощения высокоэнергичных кварков и глюонов в горячей материи, изучено последовательное подавление выхода связанных состояний тяжелых кварков и т.д. Ожидается, что, начиная с запуска в 2021 г. третьего (Run 3) и с 2026 г. четвертого этапа (Run 4), с помощью существенно обновленной установки CMS и очередных рекордных энергиях и светимостях ускорителя LHC, мы сможем получить новую не менее интересную информацию о кварк-глюонной материи.

Автор выражает свою искреннюю благодарность Организаторам Сессии-конференции Секции ядерной физики ОФН РАН 10–12 марта 2020 г. в г. Новосибирске за теплый и радушный прием и за возможность представить доклад. Спасибо всем участникам международной коллаборации эксперимента “Компактный мюонный соленоид” (CMS) за предоставленные материалы. Работа частично выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00155.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), JINST **3**, S08004 (2008).
2. CMS Heavy-Ion Physics Publications, <http://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/HIN/>
3. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), J. High Energy Phys. **1801**, 045 (2018).
4. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), Phys. Rev. C **100**, 024902 (2019).
5. CMS Collab. (V. Khachatryan *et al.*), J. High Energy Phys. **1009**, 091 (2010).
6. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), Phys. Lett. B **718**, 795 (2013).
7. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), J. High Energy Phys. **1107**, 076 (2011).
8. G. Eyyubova, V. L. Korotkikh, I. P. Lokhtin, S. V. Petrushanko, A. M. Snigirev, L. Bravina, and E. E. Zabrodin, Phys. Rev. C **91**, 064907 (2015).
9. I. P. Lokhtin, L. V. Malinina, S. V. Petrushanko, A. M. Snigirev, I. Arsene, and K. Tywoniuk, Comput. Phys. Commun. **180**, 779 (2009).
10. CMS Collab. (V. Khachatryan *et al.*), Phys. Lett. B **765**, 193 (2017).
11. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), Phys. Lett. B **724**, 213 (2013).
12. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), Phys. Rev. Lett. **121**, 082301 (2018).
13. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), Phys. Rev. C **100**, 044902 (2019).
14. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), Phys. Lett. B **790**, 270 (2019).
15. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), Phys. Rev. C **84**, 024906 (2011).
16. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), Phys. Lett. B **712**, 176 (2012).
17. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), J. High Energy Phys. **1805**, 006 (2018).
18. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), J. High Energy Phys. **1810**, 138 (2018).

HEAVY-ION PHYSICS WITH THE COMPACT MUON SOLENOID (CMS) DETECTOR AT THE LARGE HADRON COLLIDER (LHC)

S. V. Petrushanko¹⁾

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

A brief summary of the latest and the most interesting heavy-ion results with the Compact Muon Solenoid (CMS) detector at the Large Hadron Collider (LHC) is presented, including the study of quark–gluon matter.

ФИЗИКА ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА LHC

© 2021 г. В. В. Шалаев^{1),2)*}, С. В. Шматов^{1),2)**}

Поступила в редакцию 14.05.2020 г.; после доработки 14.05.2020 г.; принята к публикации 14.05.2020 г.

В работе представлен обзор результатов изучения электрослабых взаимодействий, полученных в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере.

DOI: 10.31857/S0044002721010207

Проведение прецизионных измерений различных характеристик электрослабых процессов (ЭС) при рекордных, доступных на Большом адронном коллайдере (LHC), значениях энергии взаимодействия элементарных частиц является неотъемлемой частью научной программы экспериментов в CERN. Эти исследования представляют собой важнейший тест Стандартной модели (СМ) в новой области энергий и закладывают основу для проведения поисковых экспериментов, нацеленных на обнаружение новой физики.

В работе представлен обзор результатов изучения электрослабых взаимодействий, полученных одним из двух многоцелевых экспериментов на LHC — “Компактным мюонным соленоидом” (CMS) [1] — во время первого (RUN1) и второго (RUN2) этапов работы LHC. Энергия взаимодействия пучков протонов в течение RUN1 составляла $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, а RUN2 проводился практически при проектной энергии LHC $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Ожидается, что на проектную энергию ($\sqrt{s} = 14$ ТэВ) LHC выйдет к третьему этапу (RUN3).

Одним из важнейших направлений исследований ЭС процессов является изучение свойств переносчиков взаимодействий — калибровочных бозонов Z и W : измерение полных и дифференциальных сечений, вероятностей распада, масс и других характеристик различных ЭС процессов образования частиц. Результаты измерений, выполненные во время RUN1 и RUN2, полностью согласуются друг с другом и с предсказаниями СМ в первом (NLO), а в ряде случаев и во втором (NNLO), порядке теории возмущений. В частности, энергетическая

зависимость полных сечений рождения Z - и W -бозонов демонстрирует ожидаемый рост (рис. 1а), а сами значения сечений с учетом вероятностей распада не выходят в пределах погрешностей за пределы теоретических ожиданий (рис. 1б) и не противоречат принципу лептонной универсальности в новой области энергий [2].

При изучении электрослабых процессов большое внимание уделяется измерениям характеристик процесса Дрелла–Яна [3] (сечений, их энергетических зависимостей, угловых распределений и пространственной асимметрии частиц в конечном состоянии). Этот процесс является не только чувствительным инструментом для поиска сигналов физики за рамками СМ, но и одним из источников фонов при исследовании парного рождения топ-кварков, калибровочных бозонов, поиска и измерения свойств бозона Хиггса в канале распада на 4 лептона. В настоящее время результаты по измерению дважды дифференциального сечения $d^2\sigma/dm dy^Z$ (m — инвариантная масса, а y^Z — быстрота пары лептонов), полученные во время RUN1 и RUN2, покрывают диапазон значений переменной Бьеркена $3 \times 10^{-4} < x < 1.0$ и квадрата переданного четырехимпульса $6 \times 10^2 < Q^2 < 7.5 \times 10^5$ ГэВ²/c⁴ [4]. Дифференциальное сечение $d\sigma/dm$ измерено в более широком диапазоне $3 \times 10^2 < Q^2 < 3 \times 10^6$ ГэВ²/c⁴. Измерение зависимости сечений от поперечного импульса калибровочных бозонов p_T^Z , а также от их быстроты y^Z , важно для получения ограничений на структурные функции протона (PDF) и проверки предсказаний различных генераторов событий (см. например, рис. 2) [8]. Кроме того, анализ угловых распределений лептонов, образующихся в процессе Дрелла–Яна, позволяет провести измерения эффективного слабого угла смешивания $\sin^2\theta_{\text{eff}}^l$. Результаты CMS для объединенного канала

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

*E-mail: vladislav.shalaev@cern.ch

**E-mail: sergei.shmatov@cern.ch

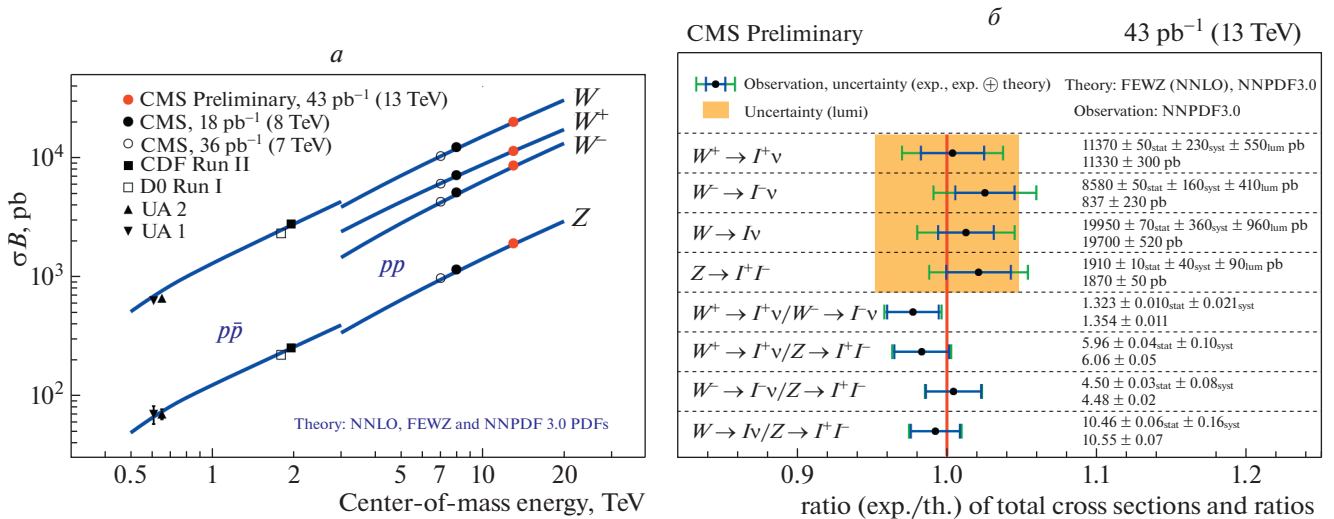


Рис. 1. *a* — полные сечения рождения калибровочных бозонов в зависимости от \sqrt{s} . Приведены результаты эксперимента CMS и экспериментов на Тэватрон и SPS [2]; *б* — значения сечений калибровочных бозонов, полученные в разных каналах, и отношение измеренных и предсказанных в СМ значений [2].

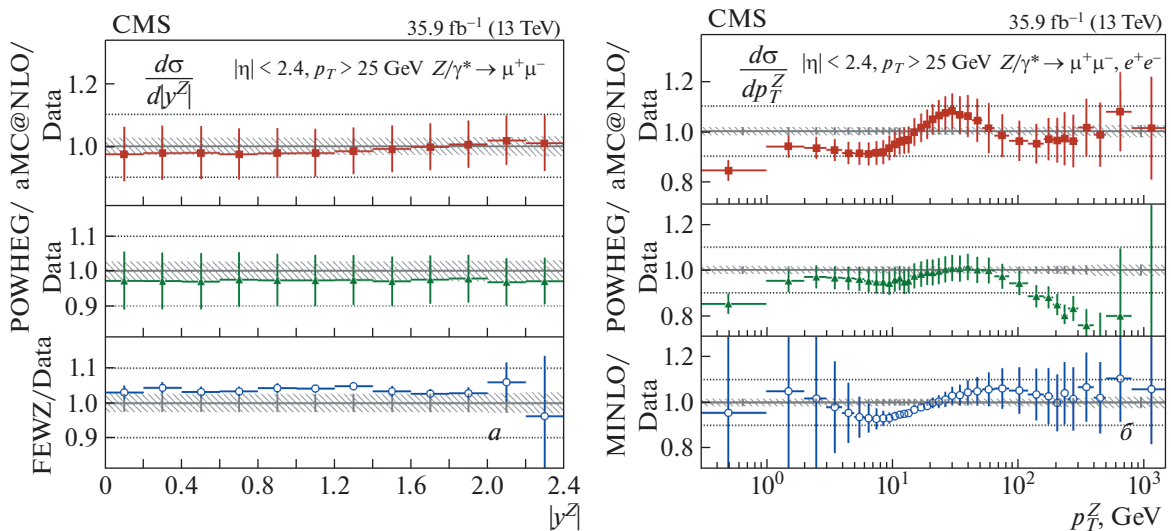


Рис. 2. Отношение теоретических предсказаний и экспериментальных данных для дифференциального сечения процесса Дрелла–Яна по (а) быстроте $|y^Z|$ и (б) поперечному импульсу p_T^Z пары лептонов ($e^+e^- + \mu^+\mu^-$). Для теоретических расчетов использованы генераторы FEWZ [5], MadGraph [6] и POWHEG [7].

$(e^+e^- + \mu^+\mu^-) \sin^2 \theta_{\text{eff}}^l = 0.23101 \pm 0.00036(\text{стат.}) \pm 0.00018(\text{сист.}) \pm 0.00016(\text{теор.}) \pm 0.00031(\text{PDF})$ [9] хорошо согласуются с результатами экспериментов ATLAS [10] и LHCb [11].

С увеличением набранной статистики становится возможным изучение процессов парного и тройного рождения калибровочных бозонов и измерение, соответственно, констант связи трех- и четырехбозонных вершин (triple and quartic gauge boson couplings, TGC и QGC). Ряд сценариев новой физики, описываемых в рамках эффективной теории поля, предсказывает аномальное увеличе-

ние интенсивности взаимодействий за счет присутствия в лагранжиане членов высших размерностей. Таким образом, эти процессы являются важным “пробником” физики за пределами СМ. В эксперименте CMS изучение парного рождения калибровочных бозонов проводилось в каналах с заряженным (вершины TGC $WW\gamma$ и WWZ) и нейтральными (вершины TGC $Z\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma$) токами [12]. К настоящему времени сечения множественного рождения калибровочных бозонов находятся в хорошем согласии с предсказаниями СМ в NNLO (см. рис. 3) и никаких признаков аномального пове-

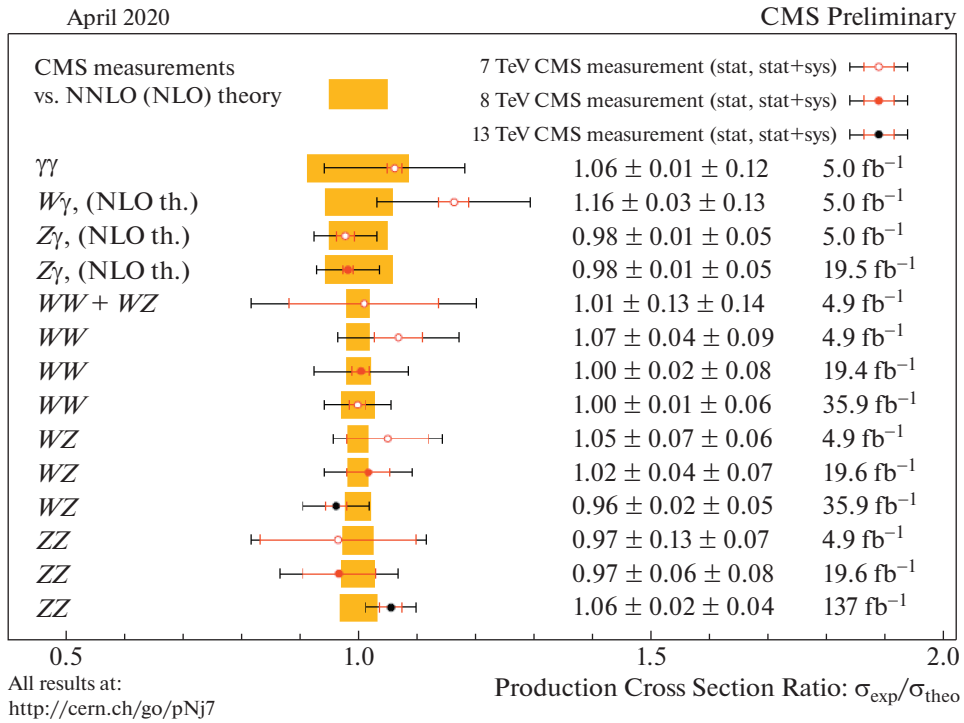


Рис. 3. Отношение экспериментальных данных и теоретических предсказаний (в NNLO) для полных сечений парного рождения калибровочных бозонов.

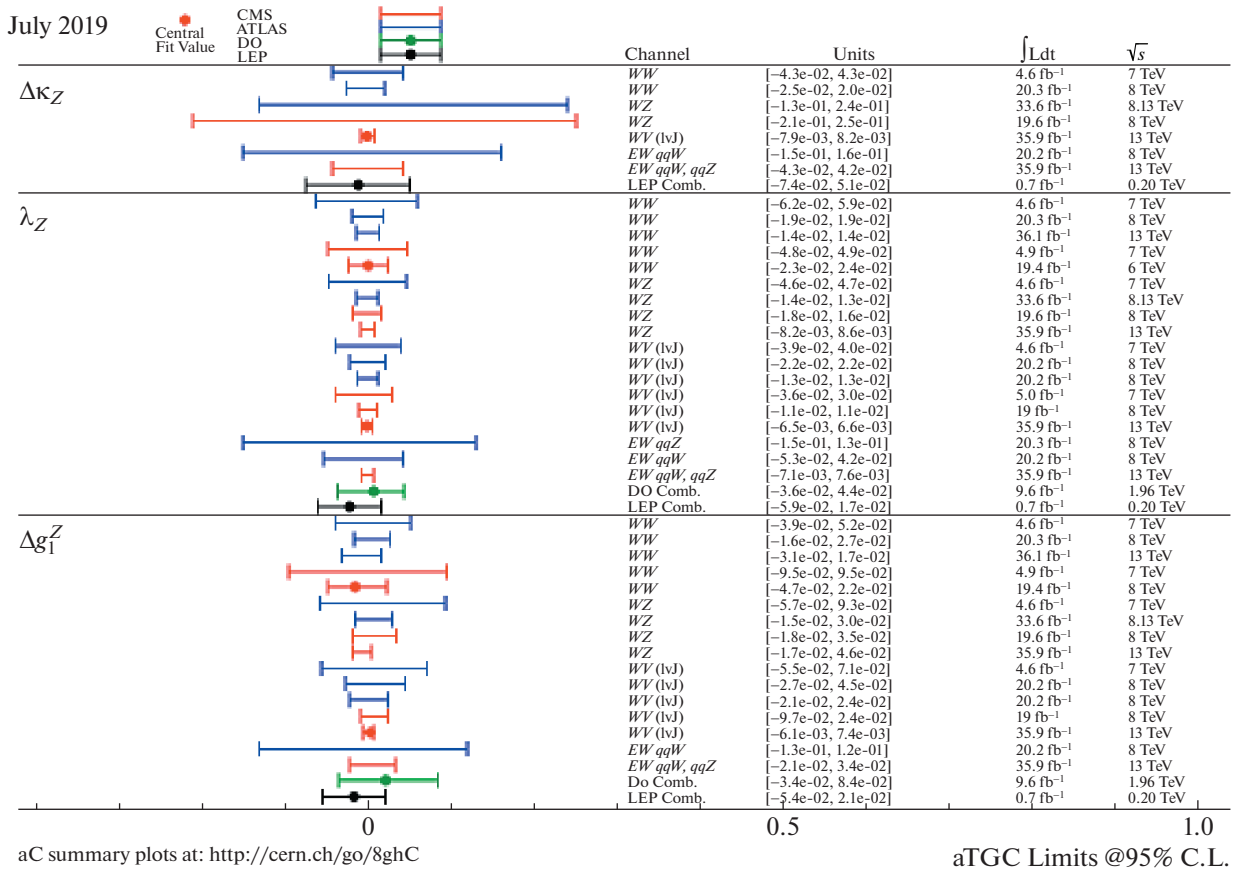


Рис. 4. Допустимый (95% C.L.) интервал параметров аномальной трехбозонной вершины TGC WWZ .

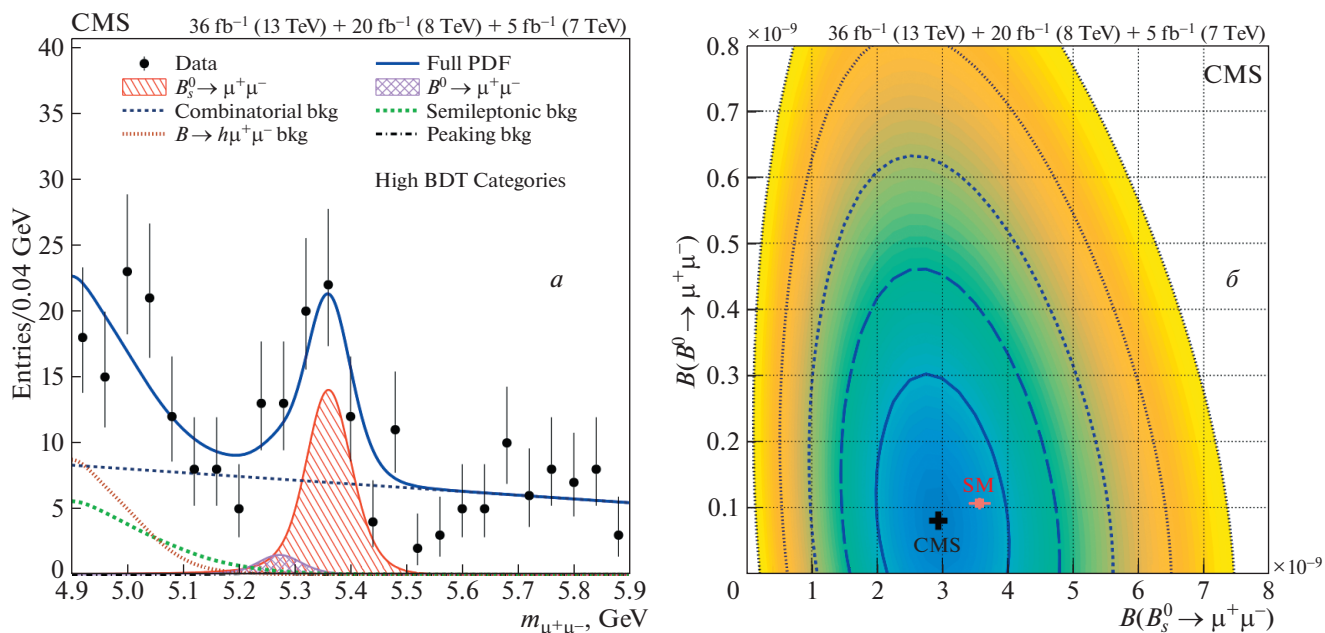


Рис. 5. *a* — распределение зарегистрированных событий (черные точки) по инвариантной массе пар мюонов. Также приведены результаты фитирования сигнальных (заштрихованные области) и фоновых (точечные кривые) событий [14]; *б* — измеренные вероятности распадов $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ и $\text{Br}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ в эксперименте CMS (крест) с пятью областями (контуры), соответствующими 1–5 среднеквадратичным отклонениям [14]. Также приведены предсказания СМ (квадрат).

дения констант связи не обнаружено. В отсутствие значимых отклонений от предсказаний СМ были установлены пределы (95% С.Л.) на значения параметров вершин ТГС (рис. 4). Изучение четырехбозонных вершин осуществлялось в каналах с тремя калибровочными бозонами в конечном состоянии ($W^\pm W^\pm W^\mp$, $W\gamma\gamma$, $Z\gamma\gamma$), а также в каналах ассоциированного рождения пары калибровочных бозонов и струй в процессах слияния калибровочных бозонов ($W^\pm W^\pm jj$ и $ZW^\pm jj$) [13]. На текущем уровне точности результаты также не продемонстрировали аномального поведения QGC.

Одной из уникальных возможностей экспериментов на ЛHC является возможность вплотную подойти к измерению редких распадов. Например, лептонные распады $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, осуществляющиеся в СМ за счет меняющих аромат нейтральных токов (FCNC), сильно подавлены и характеризуются крайне малой вероятностью $(3.66 \pm 0.14) \times 10^{-9}$ и $(1.03 \pm 0.05) \times 10^{-10}$ соответственно. Любые отклонения данных эксперимента от предсказанных величин могут свидетельствовать о проявлении новой физики. Благодаря высокой эффективности регистрации пар мюонов и предоставляемой ускорительным комплексом ЛHC рекордной светимости в эксперименте CMS [14] удалось зарегистрировать распад $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ со статистической значимостью 5.6σ и измерить величину его вероятности, которая составила $(2.9 \pm$

$\pm 0.27) \times 10^{-9}$ (рис. 5) [14]. В то же время на существующей статистике увидеть распад $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ пока не удалось — установлен верхний предел (95% С.Л.) на вероятность этого процесса $\text{Br}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 3.6 \times 10^{-9}$ (рис. 5б) [14]. Полученные результаты не противоречат предсказаниям СМ.

Особый интерес к процессам одиночного рождения t -кварка вызван их чувствительностью к вкладам новой физики, изменяющим значения констант связи вершины tWb . Непрямые измерения элемента матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (ККМ) V_{tb} неоднократно проводились в экспериментах с t -кварками [15] и B -адронами [16] в предположении унитарности матрицы ККМ и фиксированном числе (равным трем) поколений кварков в СМ. В свою очередь, прямая оценка этого матричного элемента, основанная на измерении сечений процессов одиночного рождения t -кварка, свободна от этих предположений. На рис. 6 представлены результаты измерения величины $|V_{tb}|$ в разных каналах рождения t -кварка [17]. Данные экспериментов CMS и ATLAS демонстрируют полное согласие друг с другом и с теоретическими предсказаниями СМ.

В заключение можно отметить, что в настоящее время все результаты исследований ЭС процессов в экспериментах на ЛHC находятся в полном согласии с предсказаниями СМ. Кроме того, были

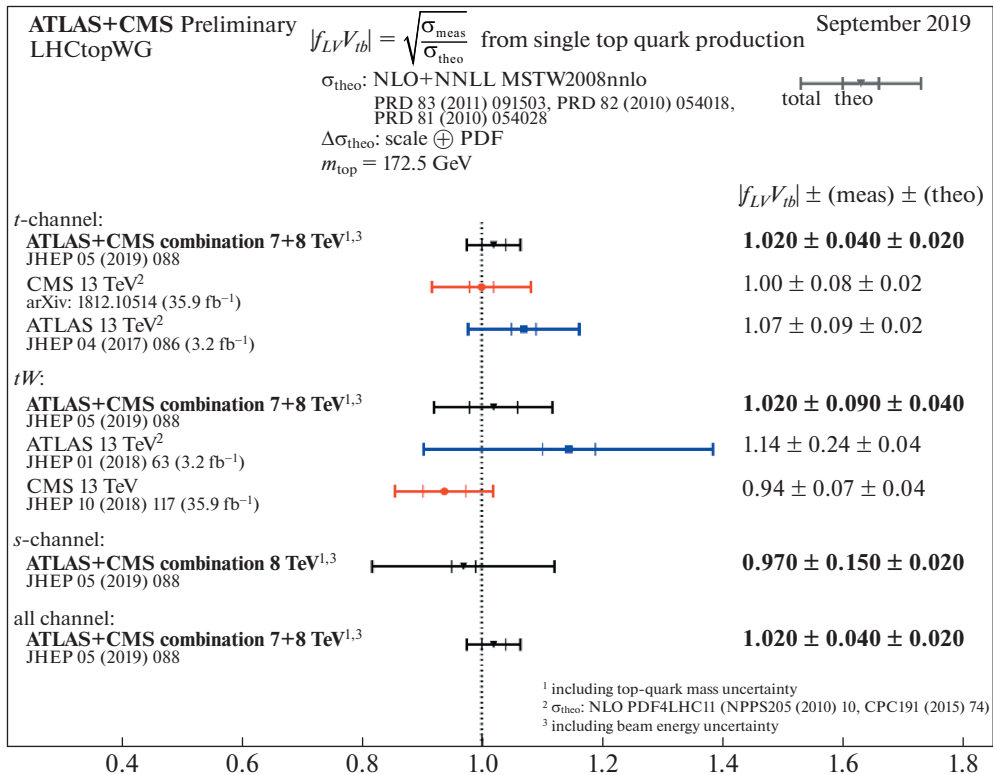


Рис. 6. Величина матричного элемента V_{tb} , измеренная в экспериментах ATLAS и CMS в процессах одиночного рождения t -кварка [17].

обнаружены и изучены редкие процессы, которые были теоретически предсказаны, но ранее не наблюдались (например, ассоциированное рождение tW и распад $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$). Дальнейшее увеличение статистики экспериментальных данных будет способствовать повышению точности измерений и обеспечит наблюдение редких процессов, ожидаемых в рамках СМ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90212 и гранта для молодых ученых и специалистов ОИЯИ № 20-102-09.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Chatrchyan *et al.* (CMS collab.), JINST **3**, S08004 (2008).
2. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-SMP-15-004, CERN (Geneva, 2015); JHEP **1912**, 061 (2019), arXiv: 1909.04133.
3. S. D. Drell and T.-M. Yan, Phys. Rev. Lett. **25**, 316 (1970); Phys. Rev. Lett. **25**, 902 (Erratum) (1970).
4. V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), Eur. Phys. J. C **75**, 147 (2015), arXiv: 1412.1115.
5. R. Gavin, Y. Li, F. Petriello, and S. Quackenbush, Comput. Phys. Commun. **182**, 2388 (2011), arXiv: 1011.3540.
6. J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro, JHEP **1407**, 079 (2014), arXiv: 1405.0301.
7. S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, JHEP **0711**, 070 (2007), arXiv: 0709.2092.
8. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **1912**, 061 (2019), arXiv: 1909.04133.
9. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), Eur. Phys. J. C **78**, 701 (2018), arXiv: 1806.00863.
10. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), JHEP **1509**, 049 (2015), arXiv: 1503.03709.
11. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1511**, 190 (2015), arXiv: 1509.07645.
12. <https://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/SMP/VV.html>
13. <https://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/SMP/AQGC.html>
14. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), JHEP **2004**, 188 (2020), arXiv: 1910.12127.
15. T. Aaltonen *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 221801 (2014), arXiv: 1404.3392; Phys. Rev. D **87**, 111101 (2013), arXiv: 1303.6142; V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Rev. Lett. **107**, 121802 (2011), arXiv: 1106.5436.
16. M. Tanabashi *et al.*, Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
17. M. Aaboud *et al.* (ATLAS and CMS Collab.), JHEP **1905**, 088 (2019), arXiv: 1902.07158; V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.) JHEP **1702**, 028 (2017), arXiv: 1610.03545.

ELECTROWEAK PHYSIC WITH THE CMS EXPERIMENT AT THE LHC

V. Shalaev^{1),2)}, S. Shmatov^{1),2)}

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Dubna State University, Dubna, Russia

The review summarizes electroweak physics results from the CMS experiment at the LHC.

СИСТЕМА СБОРА ДАННЫХ ДЛЯ КАЛОРИМЕТРА ДЕТЕКТОРА BELLE II

© 2021 г. В. В. Жуланов^{1),2)*}, А. С. Кузьмин^{1),2)**},
Д. В. Матвиенко^{1),2)***}, М. А. Ремнев^{1),2)****}, Ю. В. Усов^{1),2)*****}

Поступила в редакцию 28.04.2020 г.; после доработки 28.04.2020 г.; принята к публикации 28.04.2020 г.

Электромагнитный CsI(Tl)-калориметр является одной из ключевых систем детектора Belle II. Он нацелен на эффективную регистрацию фотонов в широком энергетическом диапазоне от нескольких десятков МэВ до 7 ГэВ. Для непрерывного считывания сигнальных событий при скорости запуска, соответствующей максимальной светимости коллайдера, необходимо иметь высокоэффективную систему сбора данных. В настоящей работе описаны задачи, решаемые такой системой для калориметра Belle II.

DOI: 10.31857/S0044002721010256

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент Belle II [1] работает на ускорительном комплексе SuperKEKB с проектной светимостью $8 \times 10^{35}/\text{см}^2/\text{с}$. Для эффективной работы эксперимента в условиях высокой частоты регистрации событий (до 30 кГц) и жестких фонов от потерянных частиц пучка необходима модернизация систем детектора, в том числе электромагнитного калориметра. Основной проблемой для калориметра является шум наложения от низкоэнергетических фотонов вследствие взаимодеструкции потерянных частиц пучка с конструкцией детектора и коллайдера вблизи места встречи. С увеличением фоновых загрузок такой шум приводит к значительной флуктуации сигнала, что существенно ухудшает энергетическое разрешение. Для частичного подавления этого шума предложена архитектура электроники на базе прежних CsI(Tl)-счетчиков в Belle [2]. Время аналогового формирования выбирается равным 0.5 мкс по сравнению с 1 мкс в Belle. Это уменьшает эффективную длительность импульса со счетчика и, следовательно, вклад шумов наложения. Обновленная электроника также дает возможность непрерывно оцифровывать сигналы со счетчиков с помощью быстрых

АЦП. Оцифрованный импульс численно обрабатывается и вычисляются амплитуда над уровнем пьедестала и время начала сигнала относительно запуска.

Функции аналогового формирования, оцифровки и обработки импульсов со счетчиков выполняются в плате формирователя-оцифровщика (ShaperDSP). Каждая плата обслуживает до 16 каналов электроники и передает данные в плату-коллектор, где данные упаковываются и по оптической линии передаются в глобальную систему сбора данных. Кроме того, в ShaperDSP-платах есть линия быстрого формирования, где сигналы со счетчиков суммируются и передаются в систему формирования сигналов запуска. Такой режим передачи данных с каналов электроники в глобальную систему требует непрерывного и эффективного контроля, который обеспечивается на программном уровне системой сбора данных калориметра, блок-схема которой показана на рис. 1.

2. ВРЕМЕННАЯ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ КАНАЛОВ ЭЛЕКТРОНИКИ

Одной из задач системы сбора данных является мониторинг нестабильности отклика электронного тракта, которое возможно из-за изменения температуры, радиационного старения, электромагнитных помех, а также других причин. Данная нестабильность дает вклад в энергетическое и временное разрешение счетчиков посредством коэффициентов преобразования электроники. Они получают с помощью генератора, импульс с которого имитирует сигнал с кристалла. Процедура, включающая быструю и многофункциональную

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

*E-mail: v.v.zhulanov@inp.nsk.su

**E-mail: a.s.kuzmin@inp.nsk.su

***E-mail: d.v.matvienko@inp.nsk.su

****E-mail: m.a.remnev@inp.nsk.su

*****E-mail: yu.v.usov@inp.nsk.su

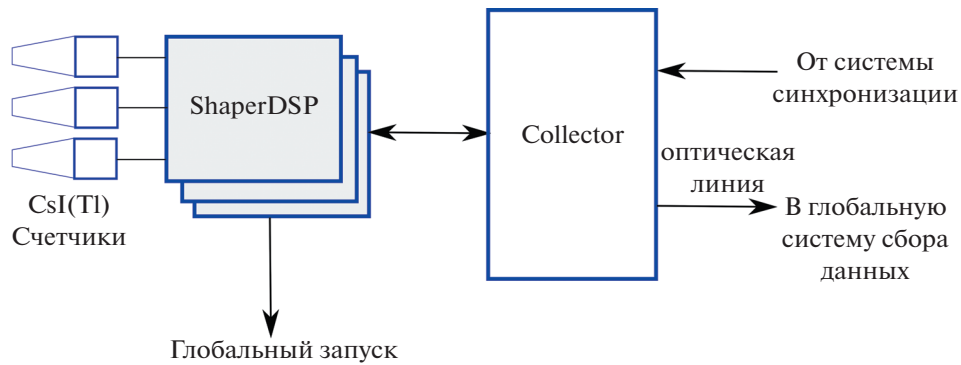


Рис. 1. Упрощенная блок-схема системы сбора данных Belle II калориметра.

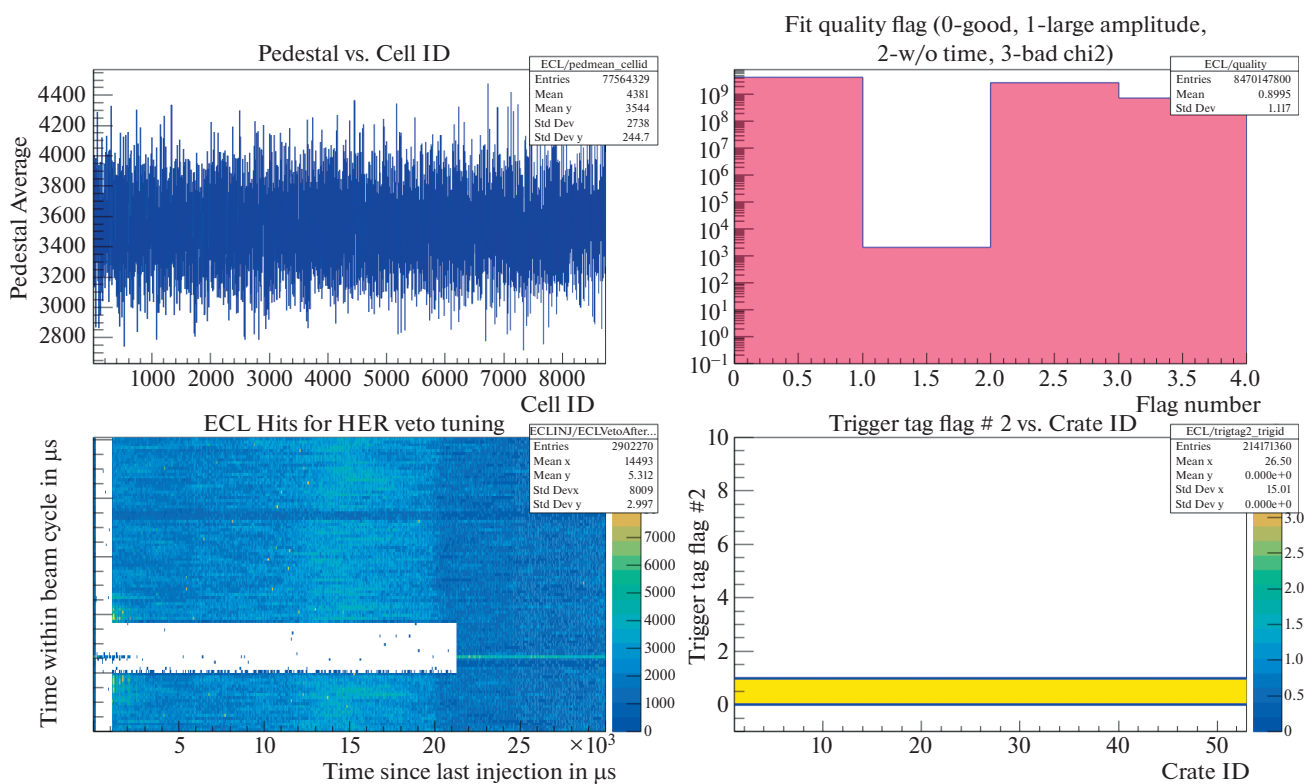


Рис. 2. Гистограммы с on-line монитора качества данных. В верхнем ряду — значение пьедестала от номера канала электроники и значение флага качества подгонки формы сигнала в электронике, в нижнем ряду — загрузка каналов калориметра в зависимости от триггерного времени после инжекции для e^- -пучка и флаг, контролирующий пособытийное объединение данных в ShaperDSP-платах.

обработку данных с генератора, проводится ежедневно. Результаты записываются в базу данных для последующего учета в процедуре калибровки счетчиков.

3. КОНТРОЛЬ ПОТОКА ДАННЫХ

Все данные с калориметра можно условно разделить на две группы. Первую группу составляет

информация со счетчиков с реконструированными амплитудой и временем, если энерговыделение в счетчике превышает 1 МэВ. При этом оцифрованная форма импульса не записывается. Во вторую группу входят АЦП-данные с формой импульса. Доля таких событий не превышает 1–2%. Эти данные используются для проверки работы алгоритма реконструкции, изучения фона и идентификации частиц по форме импульса [3]. В последнем случае

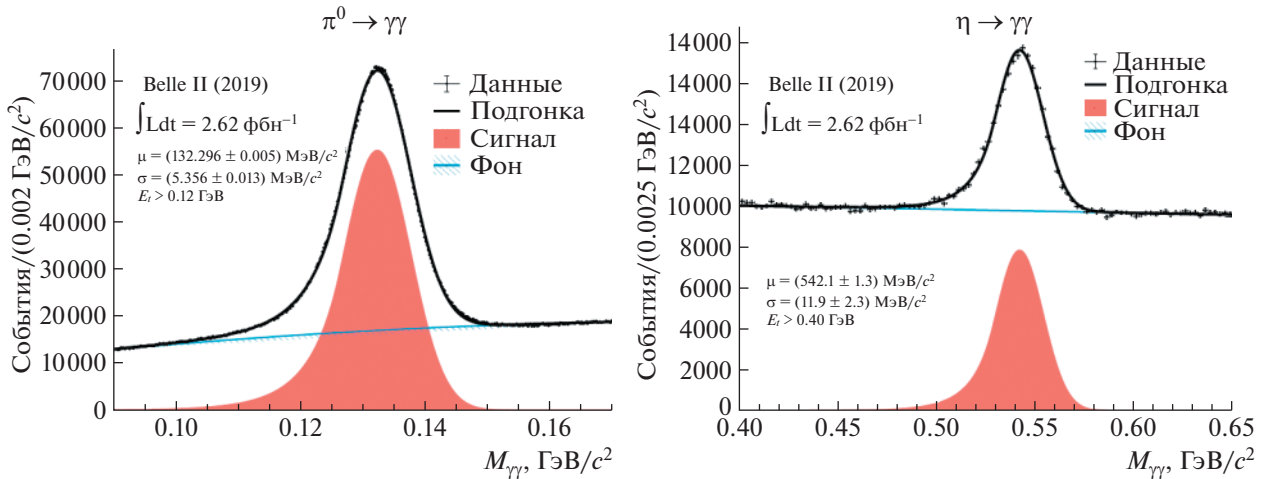


Рис. 3. Распределение по инвариантной массе двух фотонов в областях π^0 - и η -мезонов.

записываются АЦП-данные со счетчиков с энерговыведением выше 50 МэВ.

Ускоритель SuperKEKB работает в режиме непрерывной инжекции. Рассеяние частиц сгустка на остаточном газе в вакуумной трубе ускорителя может привести к возбуждению пучка на короткий интервал времени. В результате значительно повышается уровень фона в системах детектора. При этом существенно возрастает доля хитов с АЦП-данными. Такой поток данных может вызвать переполнение внутренних буферов в модуле коллектора и заблокировать систему сбора данных. Чтобы этого избежать, используется специальная схема записи событий с АЦП-данными. Для каждой SharpDSP-платы устанавливается счетчик по времени, который увеличивается на 11 мкс для каждой записанной формы сигнала. Сброс счетчика коррелирует со временем считывания данных из платы. Так, если время между двумя последовательными срабатываниями в плате равно 10 мкс, значение счетчика уменьшается на 1 мкс. Если значение счетчика больше 50 мкс, то происходит блокировка записи на время, превышающее это значение. Таким образом одиночные срабатывания с АЦП-данными не подавляются. Описанный алгоритм хорошо работает для загрузок до 30 кГц.

Данные с калориметра в непрерывном режиме просматриваются монитором качества данных. Монитор осуществляет контроль потока и целостности «сырых» данных, визуализацию калиброванных величин (времени и энергии) и контролирует подгонку формы сигнала в SharpDSP-платах. Примеры гистограмм с монитора данных показаны на рис. 2.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокая светимость в эксперименте Belle II приводит к росту шумов наложения от низкоэнергетических фотонов. В этой связи была существенно модернизирована электроника калориметра, а также обновлена система сбора данных, способная работать с частотой запуска до 30 кГц вместо 500 Гц в случае Belle. Обновленная система сбора данных является многофункциональной и легко управляемой, а также обеспечивает стабильный поток данных в условиях жесткого ускорительного фона. Данные с калориметра демонстрируют его хорошее разрешение. На рис. 3 показаны распределения по инвариантной массе двух фотонов в областях π^0 - и η -мезонов. Разрешение по массе π^0 составляет около 5.3 МэВ, в то время как для η оно равно 12 МэВ.

Авторы благодарят весь коллектив Belle II калориметра за вклад в успешное функционирование детектора. Работа Д.В.М. поддержана грантом Правительства Российской Федерации № 14.W03.31.0026.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Abe *et al.* (Belle Collab.), <https://arxiv.org/abs/1011.0352>
2. В. М. Аульченко, В. Н. Жилич, В. В. Жуланов, А. С. Кузьмин, Д. В. Матвиенко, К. Миябаяши, И. Накамура, Ю. В. Усов, Б. Г. Чуон, Б. А. Шварц, В. Е. Шебалин, *Автоматрия* **51**, 39 (2015).
3. S. Longo and J. M. Roney, *JINST* **13**, P03018 (2018).

**DATA ACQUISITION SYSTEM
FOR BELLE II CALORIMETER**

**V. V. Zhulanov^{1),2)}, A. S. Kuzmin^{1),2)}, D. V. Matvienko^{1),2)},
M. A. Remnev^{1),2)}, and Yu. V. Usov^{1),2)}**

*¹⁾Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, Russia*

²⁾Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

Electromagnetic CsI(Tl)-calorimeter is one of the central subsystems of the Belle II detector. Its main purpose is the efficient detection of photons in a wide energy range from a few MeV to 7 GeV. A high efficient data acquisition system is required to continuously record signal events with a trigger rate corresponding to the project collider luminosity. The problems, which are solved by such system for the Belle II calorimeter, are described.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ С ДЕТЕКТОРОМ КМД-3

© 2021 г. А. А. Усков^{1),2)}*, Г. В. Федотович^{1),2)}, В. Л. Иванов^{1),2)}, Д. Н. Шемякин^{1),2)}
(от имени коллаборации КМД-3)

Поступила в редакцию 07.05.2020 г.; после доработки 07.05.2020 г.; принята к публикации 07.05.2020 г.

Представлен предварительный результат анализа процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$, сечение которого измерено в интервале энергий от 1.2 до 2 ГэВ в системе центра масс. Анализ данных основан на статистике ~ 120 пбн⁻¹, набранной детектором КМД-3 на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000. Разработана методика выделения сигнальных событий, а также подтверждено доминирование нейтральной моды $K^*(892)K$. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ измерено с лучшей по сравнению с предыдущими экспериментами статистической точностью, что позволяет улучшить точность измерения массы и ширины $\phi(1680)$, проверить точность изотопических соотношений, повысить точность вычисления адронного вклада ($g-2$) мюона.

DOI: 10.31857/S0044002721010220

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представлены предварительные результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ с детектором КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000 в Институте ядерной физики

им. Г. И. Будкера в Новосибирске. Результаты анализа основаны на статистике примерно 120 пбн⁻¹, набранной в интервале от 1.2 до 2 ГэВ в сезонах 2011, 2012, 2017, 2019 гг. В итоге выделено порядка 4500 ± 70 сигнальных событий. Для сравнения, в экспериментах BaBar в анализе было всего примерно 1400 событий [1]. Показано, что доминирующий вклад в сечение дает процесс, который идет через промежуточное состояние $KK^*(892)$.

Данный процесс интересен своей промежуточной динамикой. В этой работе подтверждается значительная асимметрия между нейтральной KK^* - и заряженной $K^\pm K^{*\mp}$ -модой [1]. На рис. 1 изображены диаграммы Фейнмана для обеих мод. Как будет видно далее, в диапазоне энергий меньше 2 ГэВ мода $KK^*(892)$ доминирует. Поскольку K и K^* имеют изоспин 1/2, то в промежуточном состоянии возможны изовекторные (ρ -подобные) или изоскалярные (ϕ -, ω -подобные) состояния. Поэтому изучение данного процесса позволит исследовать оба вклада.

ДЕТЕКТОР КМД-3

Одним из двух детекторов, установленных на коллайдере ВЭПП-2000, является детектор КМД-3 — магнитный криогенный детектор третьего поколения [2]. На рис. 2 показана схема детектора. Позитронные и электронные пучки сталкиваются в центре вакуумной камеры, которая имеет внутренний диаметр 34 мм, ее центральная часть длиной 20 см состоит из алюминиевой трубы с толщиной стенки 0.5 мм.

*E-mail: a.uskov@g.nsu.ru

¹⁾Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский национальный исследовательский государственный университет (НГУ), Новосибирск, Россия.

³⁾Новосибирский государственный технический университет (НГТУ), Россия.

⁴⁾Университет Виктории, Канада.

⁵⁾Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва. Коллаборация КМД-3: Р. Р. Ахметшин^{1),2)}, А. Н. Амирханов^{1),2)}, А. В. Анисенков^{1),2)}, В. М. Аульченко^{1),2)}, В. Ш. Банзаров¹⁾, Н. С. Баштовой¹⁾, Д. Е. Беркаев^{1),2)}, А. Е. Бондарь^{1),2)}, А. В. Брагин¹⁾, А. И. Воробьев¹⁾, С. Е. Гаязов^{1),2)}, А. А. Гребенюк^{1),2)}, С. С. Грибанов^{1),2)}, Д. Н. Григорьев^{1),2),3)}, Д. А. Епифанов¹⁾, А. Л. Ерофеев^{1),2)}, Ф. В. Игнатов¹⁾, С. В. Карпов¹⁾, В. Ф. Казанин^{1),2)}, А. Н. Козырев¹⁾, Е. А. Козырев^{1),2)}, И. А. Кооп^{1),2)}, А. А. Коробов^{1),2)}, П. П. Кроковный^{1),2)}, А. Е. Кузменко^{3),1)}, А. С. Кузьмин^{1),2)}, И. Б. Логашенко^{1),2)}, П. А. Лукин^{1),2)}, К. Ю. Михайлов^{1),2)}, В. С. Охапкин¹⁾, Ю. Н. Пестов¹⁾, А. С. Попов^{1),2)}, Г. П. Разуваев²⁾, А. А. Рубан¹⁾, А. Е. Рыжененков^{1),2)}, Н. М. Рыскулов¹⁾, А. В. Семенов^{1),2)}, А. Л. Сибидапов⁴⁾, Е. П. Солодов^{1),2)}, А. А. Талышев^{1),2)}, В. М. Титов¹⁾, С. С. Толмачев^{1),2)}, В. Е. Шебакин^{1),2)}, Б. А. Шварц^{1),2)}, Д. Б. Шварц^{1),2)}, Ю. М. Шатунов¹⁾, С. И. Эйфельман^{2),1),5)}, Л. Б. Эпштейн^{1),3)}, Ю. В. Юдин¹⁾

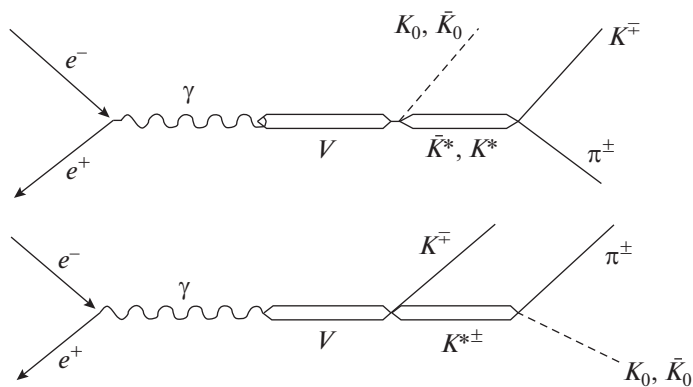


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$

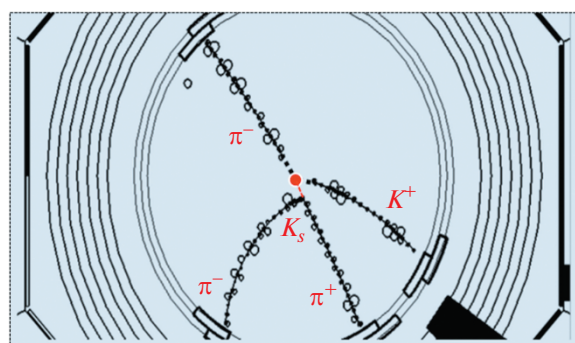


Рис. 3. Типичное событие $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ на визуализаторе детектора КМД-3.

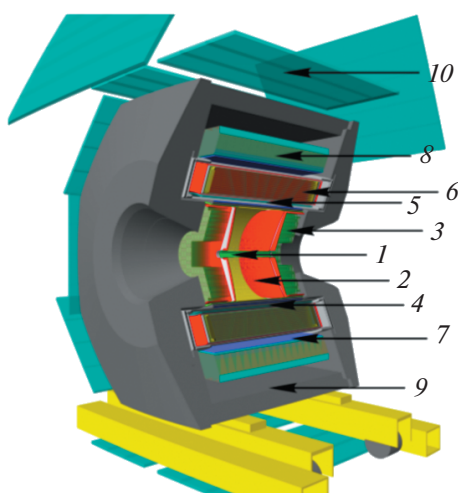


Рис. 2. Схема детектора КМД-3. 1 — вакуумная камера, 2 — дрейфовая камера, 3 — калориметр BGO, 4 — Z-камера, 5 — СП-соленоид, 6 — калориметр LXe, 7 — времяпролетная система, 8 — калориметр CsI, 9 — ярмо магнита, 10 — мюонная система.

Для определения координат, углов и импульсов заряженных частиц область столкновения пучков окружает трековая система, которая находится внутри тонкого сверхпроводящего соленоида. Трековая система состоит из дрейфовой камеры и Z-камеры. С обоих торцов дрейфовой камеры, вплотную к ее фланцам, установлен калориметр BGO на основе кристаллов германата висмута.

Вне магнитного поля в цилиндрической части детектора находятся жидко-ксеноновый калориметр LXe и калориметр на основе кристаллов CsI. Между ними в узком зазоре (7 мм) установлены времяпролетные счетчики. Снаружи детектор окружен мюонной пробегной системой на основе сцинтилляционных счетчиков, которая служит

для подавления фона космических частиц. Энергия пучков ВЭПП-2000 определяется методом обратного комптоновского рассеяния [3].

Типичное событие искомого процесса показано на рис. 3, на визуализаторе событий КМД-3. На этом рисунке видны вершина распада K_S -мезона с двумя пионными треками, а также треки заряженного каона и пиона, летящие из места встречи пучков.

МЕТОДИКА ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ОТБОРА СОБЫТИЙ

Для отбора событий в кандидаты изучаемого процесса мы рассматриваем моду, когда K_S распадается в два заряженных пиона. Кандидатом в K_S является пара треков, инвариантная масса которых лежит в диапазоне от 420 до 580 МэВ/ c^2 , а χ^2 реконструкции этих треков с общей вершиной < 100 . Гистограмму инвариантной массы K_S на данном этапе можно увидеть на рис. 4.

Сигнальные события должны иметь минимум четыре “хороших трека” в дрейфовой камере (ДК), которые должны удовлетворять следующим условиям:

1. Полярный угол треков Θ от 0.8 до $\pi - 0.8$ рад.
2. Z-координата трека вдоль оси пучков менее 12 см.
3. Количество хитов (кластеров ионизации вдоль трека) более 10.
4. Импульс треков от 80 до 600 МэВ/с.

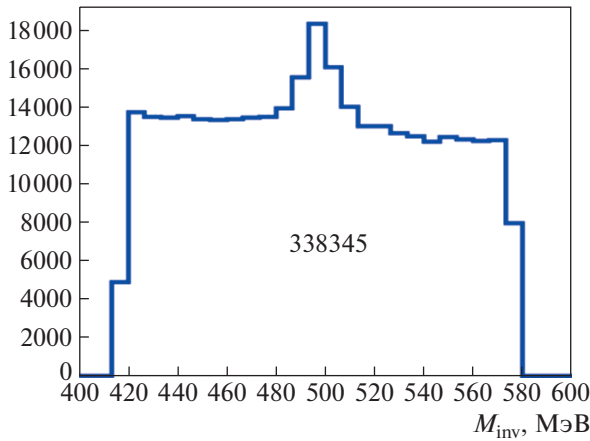


Рис. 4. Инвариантная масса K_S после предварительного отбора.

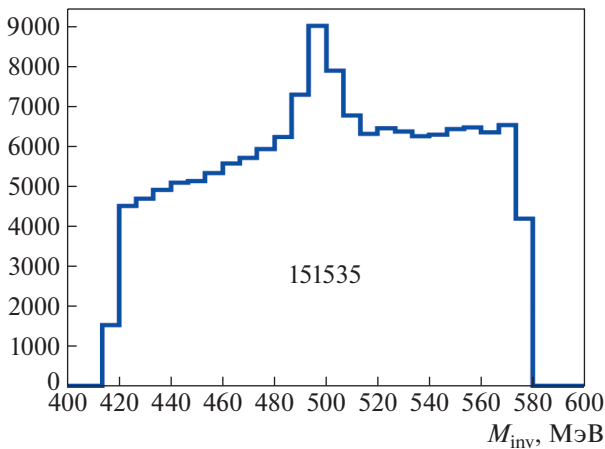


Рис. 5. Распределение по массе K_S после отбора "хороших" треков.

5. Два других трека, не связанные с K_S , которые выходят из области взаимодействия пучков, имеют прицельный параметр меньше 0.2 см.

Инвариантная масса K_S после предварительного отбора представлена на рис. 5 с применением условий на "хороший трек", после которого, согласно моделированию, теряется менее процента сигнальных событий.

МЕТОДИКА ПОДАВЛЕНИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ФОНА

Существенный вклад в физический фон идет от процесса рождения четырех заряженных пионов, сечение которого примерно на порядок выше. Однако все четыре трека имеют общую вершину в

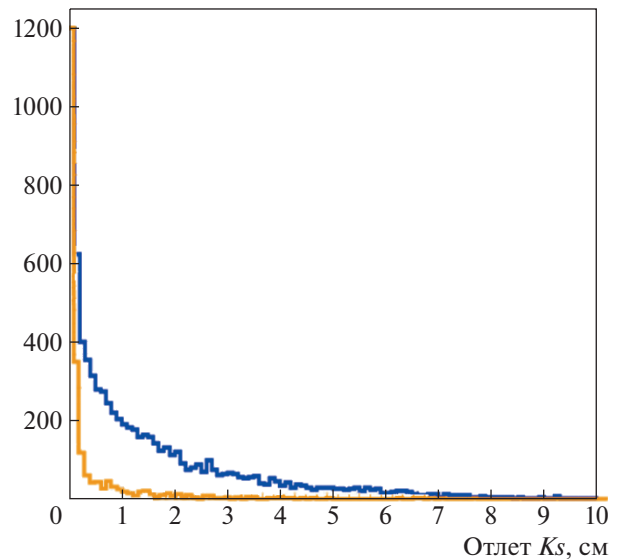


Рис. 6. Гистограмма отлета K_S , см.

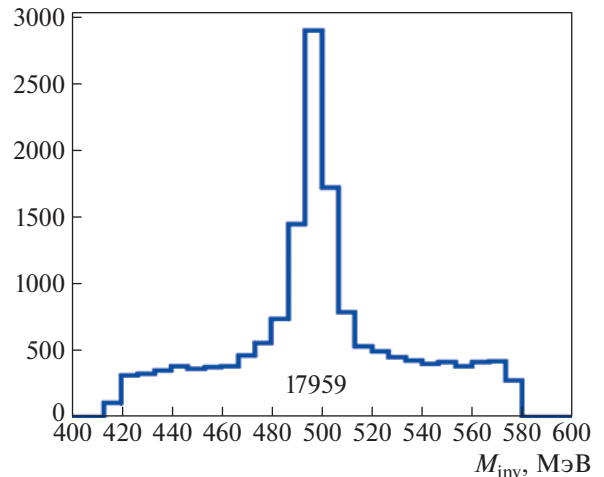


Рис. 7. Распределение событий по инвариантной массе K_S после отбора "хороших" треков и применения условия на длину отлета K_S -мезона.

области взаимодействия пучков, в то время как реальный кандидат в K_S имеет длину отлета порядка нескольких сантиметров. На рис. 6 приведены результаты моделирования: верхняя гистограмма — события искомого процесса, нижняя гистограмма — события с четырьмя пионами. Видно, что условие на отлет K_S больше 0.2 см значительно подавляет фоновую подложку, как это видно на рис. 7.

МЕТОДИКА ОТБОРА СОБЫТИЙ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$

Дальнейший отбор сигнальных событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ основан на анализе

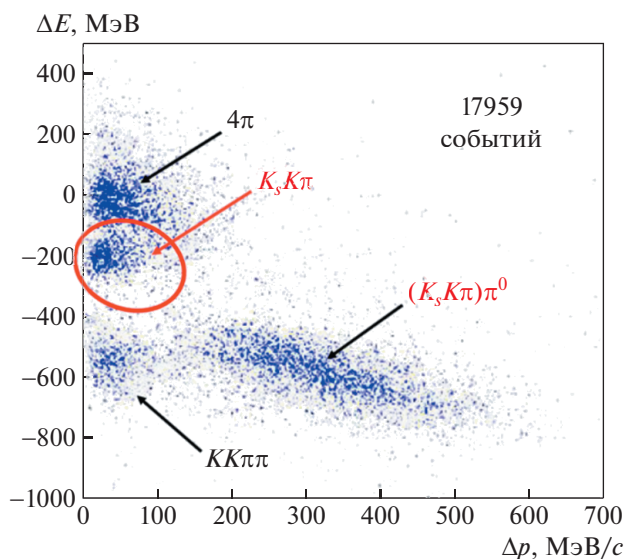


Рис. 8. Двумерное распределение событий на плоскости с осями ΔE , Δp .

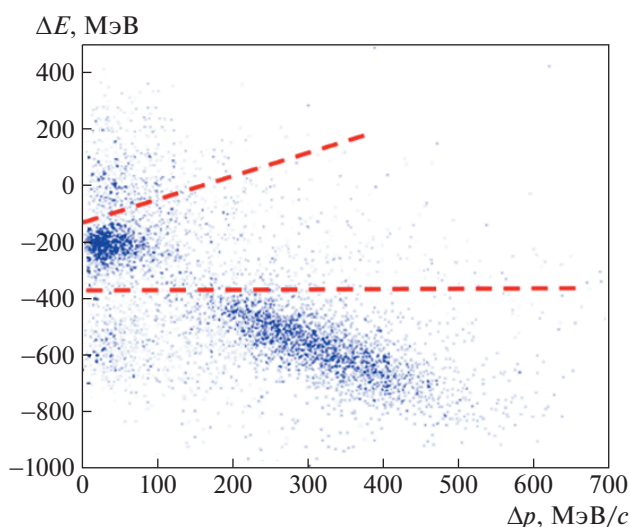


Рис. 9. Финальное распределение событий после применения всех критериев отбора сигнальных событий на плоскости ΔE , Δp (штриховые линии — границы отбора).

двумерного распределения четырехтрековых событий, которое представлено на рис. 8, когда всем трекам приписывается масса пиона. По горизонтальной оси отложен модуль векторной суммы импульсов всех четырех частиц Δp , где $\Delta p = |\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4|$, а по вертикальной оси — дисбаланс энергии ΔE , где $\Delta E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 - 2E_{\text{beam}}$, а E_{beam} — энергия пучка ВЭПП-2000 [3].

На этом распределении четко видны четыре кластера: самый верхний с ΔE , равным нулю, — события 4π , по центру в области ΔE , примерно

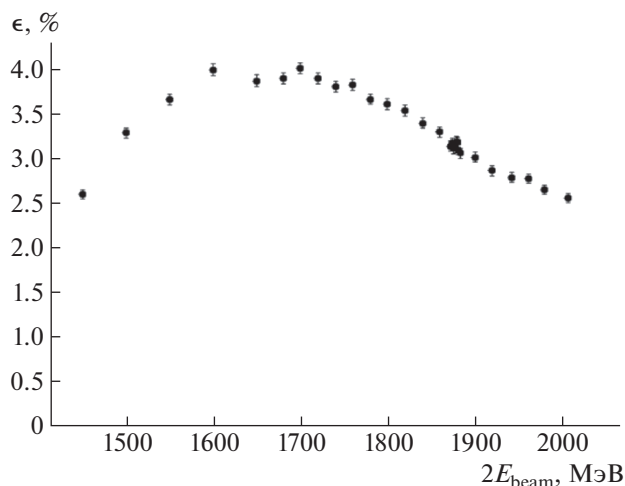


Рис. 10. Зависимость эффективности регистрации ϵ от энергии пучков в СЦМ.

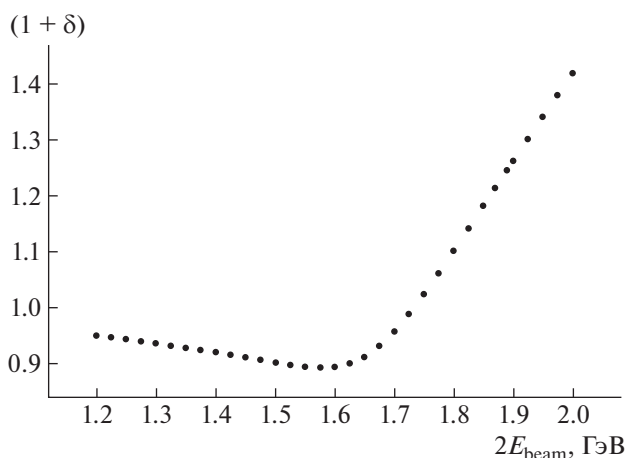


Рис. 11. Зависимость радиационной поправки от энергии.

равным -200 МэВ, находятся события искомого процесса, самый нижний кластер в области ΔE , примерно -550 МэВ, — события $KK\pi\pi$, кластер событий с большим импульсом Δp — это события $(K_s K \pi)\pi^0$.

Поскольку кластер событий 4π частично перекрывается с кластером сигнальных событий, то дальнейшее разделение оставшихся событий основано на отборе по функции максимального правдоподобия, аргументами которой являются импульс частицы и ее энерговыделение dE/dx в дрейфовой камере [4]. После этого этапа распределение событий на двумерной диаграмме ΔE от Δp примет вид, показанный на рис. 9, где также приведены две штриховые линии, между которыми находится основная доля сигнальных событий.

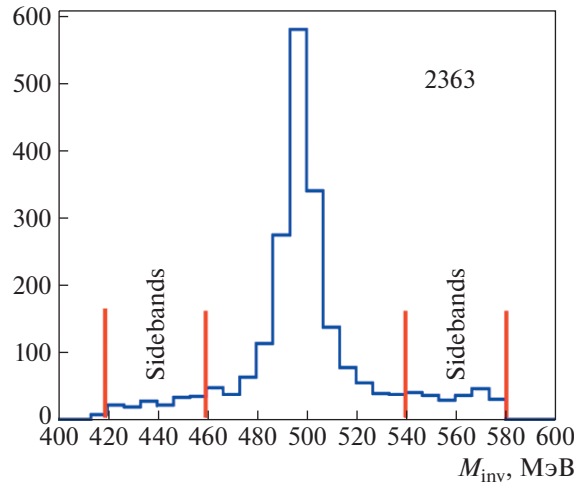


Рис. 12. Гистограмма инвариантной массы K_S -мезона для сигнальных событий после всех отборов.

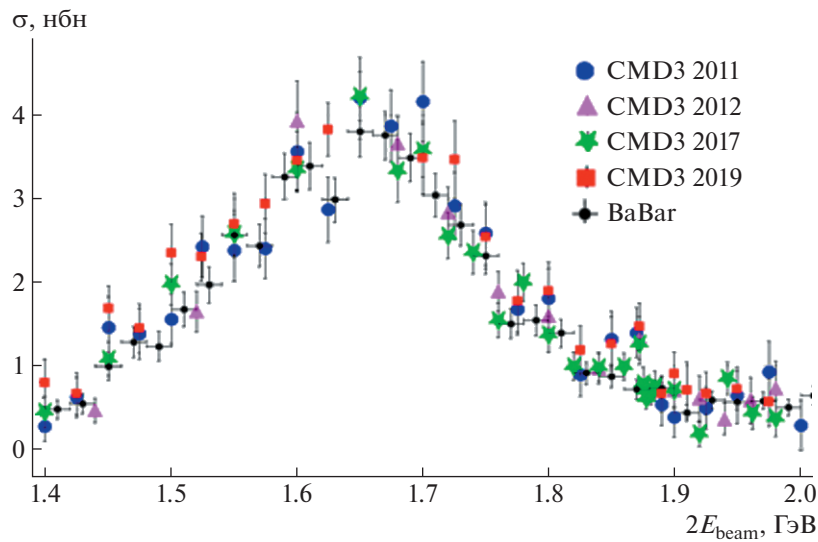


Рис. 13. Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ для четырех сканирований. Маленькие черные кружки — результаты эксперимента BaBar.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ И ВЫЧИСЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВОК

Эффективность регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ определяется с использованием пакета GEANT4. Распределение частиц по углам вылета и импульсам разыгрывается в соответствии с квадратом матричного элемента данного процесса. В моделирование заложена геометрия детектора и прохождение частиц через вещество детектора. События моделирования обрабатываются тем же пакетом программ, что и экспериментальные данные. На рис. 10 приведена зависимость эффективности регистрации ε от энергии пучков в системе центра масс.

Радиационные поправки, которые мы исполь-

зуем при расчете сечения, основаны на работе В. С. Фадына и Э. А. Кураева [5] и вычисляются в соответствии с формулой

$$\sigma_{\text{visible}}(s) = \int_0^\varepsilon dx \sigma_{\text{born}}(s(1-x)) F(x, s),$$

где $F(x, s)$ — функция Фадына–Кураева. Зависимость радиационной поправки от энергии представлена на рис. 11. Видимое сечение определяется как $\sigma_{\text{visible}}(s) = \frac{N_{\text{signal}}}{L\Delta\varepsilon}$. N_{signal} — количество сигнальных событий после всех отборов, ε — эффективность регистрации, которая включает акцептанс детектора, эффективность триггера, эф-

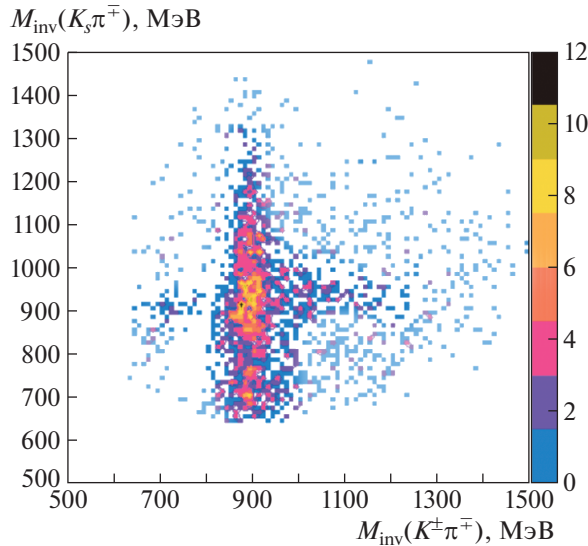


Рис. 14. Двумерное распределение по инвариантным массам K^* (нейтрального и заряженного).

фektivность реконструкции треков и все условия отбора, L — интегральная светимость [6].

ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА

$$e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$$

На рис. 12 представлена гистограмма инвариантной массы K_S -мезона для событий, которые находятся внутри штриховых линий на распределении ΔE от Δp (рис. 9), содержащая всю статистику, набранную в 2017 г. с интегральной светимостью ~ 43 пбн $^{-1}$.

Число событий в этой гистограмме 2363, а фоновая подложка под пиком составляет около 5%. Поскольку количество фоновых событий невелико, можно воспользоваться простейшим способом их вычитания — методом “сайдбэнд”, который основан на предположении о линейном распределении фона.

На рис. 13 представлены результаты вычисления борновского сечения, полученные по статистике, набранной в 2011 г. (круг), в 2012 г. (треугольник), в 2017 г. (звезда) и в 2019 (квадрат). Также на рисунке приведены результаты коллаборации ВаВаг (маленькие кружки). Видно, что данные между разными сезонами согласуются между собой и согласуются с данными ВаВаг.

На рис. 14 представлено двумерное распределение инвариантной массы нейтральной моды $K^\pm \pi^\mp$ (горизонтальная ось) в зависимости от инвариантной массы заряженной моды $K_S \pi^\pm$ (вертикальная ось). Четко виден кластер событий, который группируется вокруг 900 МэВ/ c^2 и который можно интерпретировать как доминирование нейтральной моды $K^*(892)K$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Разработана методика отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ с применением функции максимального правдоподобия с использованием информации об ионизационных потерях dE/dx в дрейфовой камере. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ по совокупной статистике четырех сезонов имеет наилучшую точность в сравнении с предыдущими экспериментами. Подтверждено доминирование нейтральной моды $K^*(892)K$. Полученное сечение важно для проверки изотопических соотношений и анализа промежуточной динамики, определения массы и ширины резонанса $\phi(1680)$.

Анализ динамики процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ проведен при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 20-52-00008 Бел_а. Метод отбора сигнальных событий разработан при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 17-02-00897. Благодарим команду ВЭПП-2000 за отличную работу ускорителя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. Aubert *et al.* (BaBar Collab.), Phys. Rev. D **77**, 092002 (2008).
2. B. Khazin *et al.* (CMD-3 Collab.), Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **181–182**, 376 (2008).
3. E. V. Abakumova, M. N. Achasov, D. E. Berkaev, V. V. Kaminsky, I. A. Koop, A. A. Korol, S. V. Koshuba, A. A. Krasnov, N. Yu. Muchnoi, E. A. Perevedentsev, E. E. Pyata, P. Yu. Shatunov, and D. B. Shwartz, Nucl. Instrum. Methods A **744**, 35 (2014).

4. D. N. Shemyakin, G. V. Fedotov, R. R. Akhmetshin, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov, V. M. Aulchenko, V. Sh. Banzarov, N. S. Bashtovoy, A. E. Bondar, A. V. Bragin, S. I. Eidelman, D. A. Epifanov, L. B. Epshteyn, A. L. Erofeev, S. E. Gayazov, A. A. Grebenuk, *et al.*, Phys. Lett. B **756**, 153 (2016).
5. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985).
6. A. E. Ryzhenkov, R. R. Akhmetshin, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov, V. M. Aulchenko, V. Sh. Banzarov, N. S. Bashtovoy, D. E. Berkaev, A. E. Bondar, A. V. Bragin, S. I. Eidelman, D. A. Epifanov, L. B. Epshteyn, A. L. Erofeev, G. V. Fedotov, S. E. Gayazov, *et al.*, JINST **12**, C07040 (2017).

STUDYING $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ PROCESS WITH THE CMD-3 DETECTOR

A. A. Uskov^{1),2)}, G. V. Fedotov^{1),2)}, V. L. Ivanov^{1),2)}, D. N. Shemyakin^{1),2)}
(on behalf of the CMD-3 collaboration)

¹⁾*Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS, Novosibirsk, 630090, Russia*

²⁾*Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090, Russia*

³⁾*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, 630092, Russia*

⁴⁾*University of Victoria, Victoria, BC, Canada V8W 3P6*

⁵⁾*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, 119333, Russia*

CMD-3 collaboration: R. R. Akhmetshin^{1),2)}, A. N. Amirkhanov^{1),2)}, A. V. Anisenkov^{1),2)}, V. M. Aulchenko^{1),2)}, V. Sh. Banzarov¹⁾, N. S. Bashtovoy¹⁾, D. E. Berkaev^{1),2)}, A. E. Bondar^{1),2)}, A. V. Bragin¹⁾, S. I. Eidelman^{2),1),5)}, D. A. Epifanov¹⁾, L. B. Epshteyn^{1),3)}, A. L. Erofeev^{1),2)}, S. E. Gayazov^{1),2)}, A. A. Grebenuk^{1),2)}, S. S. Gribov^{1),2)}, D. N. Grigoriev^{1),2),3)}, F. V. Ignatov¹⁾, S. V. Karpov¹⁾, V. F. Kazanin^{1),2)}, I. A. Koop^{1),2)}, A. A. Korobov^{1),2)}, A. N. Kozyrev¹⁾, E. A. Kozyrev^{1),2)}, P. P. Krovovny^{1),2)}, A. E. Kuzmenko^{3),1)}, A. S. Kuzmin^{1),2)}, I. B. Logashenko^{1),2)}, P. A. Lukin^{1),2)}, K. Yu. Mikhailov^{1),2)}, V. S. Okhapkin¹⁾, Yu. N. Pestov¹⁾, A. S. Popov^{1),2)}, G. P. Razuvaev²⁾, A. A. Ruban¹⁾, N. M. Ryskulov¹⁾, A. E. Ryzhenkov^{1),2)}, A. V. Semenov^{1),2)}, V. E. Shebalin^{1),2)}, B. A. Schwartz^{1),2)}, D. B. Schwartz^{1),2)}, A. L. Sibidanov⁴⁾, E. P. Solodov^{1),2)}, A. A. Talyshev^{1),2)}, V. M. Titov¹⁾, S. S. Tolmachev^{1),2)}, Yu. M. Shatunov¹⁾, A. I. Vorobiov¹⁾, Yu. V. Yudin¹⁾

We present a preliminary result of the $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ process analysis, including its cross-section measured in the 1.2–2 GeV center-of-mass energy range. The analysis is based on $\sim 120 \text{ pb}^{-1}$ of data collected by the CMD-3 detector on VEPP-2000, Novosibirsk. We developed a method to select the signal events of $e^+e^- \rightarrow K_S^\pm \pi^\mp$, and confirmed the dominance of the neutral mode $K^*(892)K$. The cross section of the process $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ was measured with the top statistical accuracy. So, this study allows improving the accuracy of the resonance $\phi(1680)$ width and mass measurement, checking the accuracy of isospin symmetry predictions for ratios of cross-sections, and increasing the accuracy of the hadron contribution to $(g - 2)$ of the muon.

ЭКСПЕРИМЕНТ T2K: ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

© 2021 г. М. М. Хабибуллин*

Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН), Москва, Россия

Поступила в редакцию 07.05.2020 г.; после доработки 07.05.2020 г.; принята к публикации 07.05.2020 г.

Международный ускорительный нейтринный эксперимент T2K (Tokai-to-Kamioka) начал набор данных в 2010 г. и с тех пор провел 10 сеансов в нейтринном и антинейтринном режимах. В настоящей работе представлены последние результаты анализа данных, включая первые ограничения CP -нарушающей фазы δ_{CP} на уровне достоверности 3σ , а также планы по модернизации ближнего детектора ND280.

DOI: 10.31857/S0044002720060185

1. ВВЕДЕНИЕ

T2K (Tokai-to-Kamioka) — это осцилляционный нейтринный эксперимент с длинной базой, в котором поток мюонных нейтрино и антинейтрино, образованных в протонном ускорительном комплексе J-PARC, направляется в сторону дальнего детектора Супер-Камиоканде (SK), расположенного в 295 км [1]. Первоначально основными задачами эксперимента T2K были открытие переходов $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, т.е. подтверждение ненулевого значения угла смешивания θ_{13} , и прецизионное измерение параметров осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, однако после открытия ненулевого значения θ_{13} на передний план выступает задача поиска CP -нарушения в лептонном секторе.

В данной статье кратко описывается экспериментальная установка T2K, приводятся последние результаты эксперимента, а также планы по модернизации ближнего детектора ND280.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА T2K

Источником нейтрино в T2K является Японский протонный ускорительный исследовательский комплекс (J-PARC) в селении Токай, префектура Ибараки. Поток мюонных нейтрино и антинейтрино в T2K получается в результате распадов заряженных мезонов, образовавшихся в ядерных реакциях протонов с энергией 30 ГэВ, направленных на специальную графитовую мишень. С помощью трех последовательно расположенных

тороидальных электромагнитов, окружающих графитовую мишень, заряженные мезоны фокусируются в направлении распадной зоны, за которой расположен массивный поглотитель пучка, задерживающий всю адронную компоненту и низкоэнергетическую часть мюонной компоненты пучка. Меняя направление импульсного тока электромагнитов, можно переключаться между нейтринным и антинейтринным режимами.

T2K состоит из двух ближних детекторов, установленных на расстоянии 280 м от мишени (INGRID и ND280), и дальнего детектора SK, который располагается на расстоянии 295 км. SK и один из ближних детекторов (ND280) расположены под небольшим углом (2.5°) по отношению к оси исходного протонного пучка, благодаря чему энергетический спектр нейтринного потока имеет почти монолинию, соответствующую осцилляционному максимуму ($E_\nu \approx 600$ МэВ) на выбранном расстоянии 295 км, при этом значительно подавляется нежелательный высокоэнергичный фон.

Для контроля направления и интенсивности нейтринного пучка в реальном времени служит детектор INGRID (Interactive Neutrino GRID), установленный на оси нейтринного пучка [2]. Десятилетняя история наблюдений INGRID показывает, что направление нейтринного пучка стабильно лежит в узкой полосе ± 0.1 мрад.

Внеосевой ближний детекторный комплекс ND280 состоит из магнита UA1, внутри которого в поле 0.2 Тл помещены трекер (три времяпроекционных камеры TPC и два высокосегментированных сцинтилляционных детектора FGD) [3, 4] и другие детекторы частиц (π^0 -детектор P0D, электромагнитный калориметр ECAL и детектор

*E-mail: marat@inr.ru

мюонного пробега SMRD) [5–7]. Эта система служит для определения состава нейтринного пучка, а также для ограничения систематических ошибок, связанных с предсказанием потока нейтрино и с сечениями нейтринных взаимодействий.

Дальний детектор SK представляет собой бак с водой (диаметр 39 м, высота 41 м, полный вес воды 50 тысяч тонн), разделенный на внутреннюю часть, просматриваемую более 11000 фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) диаметром 50 см, и на внешнюю часть (~2 тысяч ФЭУ, \varnothing 20 см). SK способен различать черенковские кольца, вызванные мюонами и электронами, с эффективностью, превышающей 99% [8]. Для синхронизации работы ближних и дальнего детекторов используется спутниковая система навигации GPS (Global Positioning System).

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ И ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ T2K

T2K начал набор данных в 2010 г. и к началу февраля 2020 г. провел 10 сеансов как в нейтринном, так и в антинейтринном режимах. Всего за это время набрана статистика, соответствующая 3.64×10^{21} протонов на мишени (POT): ~55% в нейтринном (ν) режиме, ~45% — в антинейтринном ($\bar{\nu}$) режиме. Анализ в T2K представляет собой многоэтапную процедуру, включающую в себя не только обработку реальных данных, но и моделирование различных процессов: от протонных взаимодействий в графитовой мишени до нейтринных взаимодействий в детекторах [9]. К началу марта 2020 г. проанализировано около 86% всех данных (сеансы 1–9), что соответствует 1.49×10^{21} POT в ν -режиме и 1.64×10^{21} POT в $\bar{\nu}$ -режиме.

Для получения осцилляционных параметров с помощью специальных критериев отбираются события в дальнем детекторе SK и формируются пять наборов данных: три в ν -режиме (μ -CCQE, e -CCQE, e -CC $1\pi^+$)¹⁾ и два в $\bar{\nu}$ -режиме (μ -CCQE, e -CCQE), затем строятся функции правдоподобия. Эти пять наборов данных анализируются одновременно, при этом искомые параметры определяются методом отношения функций правдоподобия. Для ограничения параметров нейтринного потока, сечений взаимодействия и систематических погрешностей используются данные ближнего детектора

¹⁾ l -CCQE (Charged-Current Quasi Elastic) — процесс квазиупругого взаимодействия нейтрино посредством заряженных токов $\nu_l N \rightarrow l N'$, где N, N' — нуклоны, l — лептон, например, $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$; e -CC $1\pi^+$ — процесс с образованием не менее одного положительного пиона $\nu_e N \rightarrow e^- N' \pi^+$.

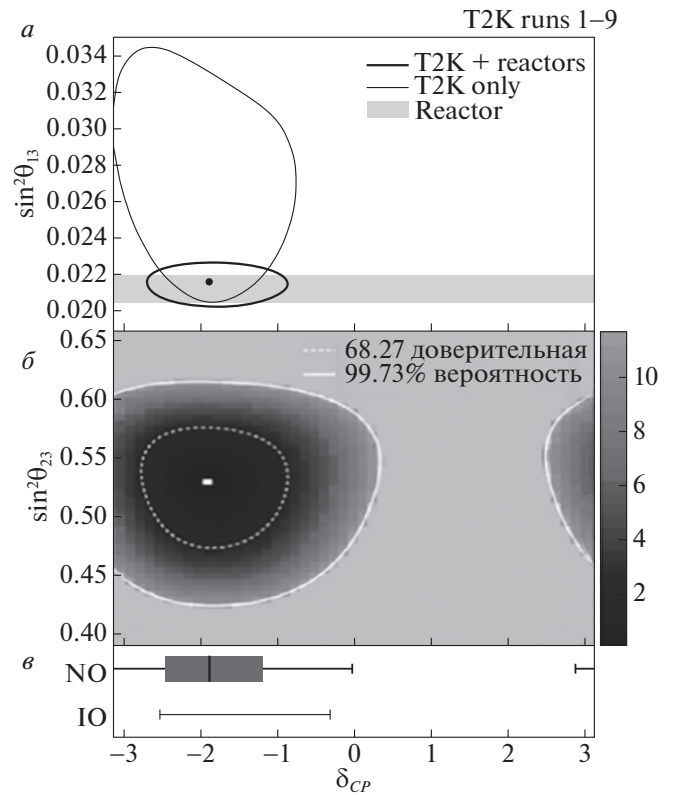


Рис. 1. Ограничения на осцилляционные параметры нейтрино, полученные в эксперименте T2K после обработки данных девяти сеансов: *a* — контуры двумерных доверительных интервалов (68.27%) на плоскости $\sin^2(\theta_{13}) - \delta_{CP}$ в предположении нормальной иерархии масс (NO); контур, обозначенный как “T2K only” (серая линия), был получен без использования ограничений на $\sin^2(\theta_{13})$ из других экспериментов, в то время как контур “T2K + reactors” (черная линия) был получен с использованием результатов реакторных экспериментов (серая полоса); *b* — контуры двумерных доверительных интервалов (68.27% и 99.73%) на плоскости $\sin^2(\theta_{23}) - \delta_{CP}$ в предположении NO с использованием результатов “T2K + reactors”; градации оттенков серого соответствуют величине функции правдоподобия ($-2 \ln \lambda$) для каждого значения осцилляционных параметров; *c* — одномерные доверительные интервалы параметра δ_{CP} для нормальной (NO) и обратной (IO) иерархий масс в случае “T2K + reactors”; закрашенная полоска соответствует доверительной вероятности 68.27%, а длина отрезков — доверительной вероятности 99.73%. Рисунок из [9].

ND280, что позволяет существенно уменьшить систематические неопределенности (например, с 13–17% до 4–9% для l -CCQE реакций).

В результате анализа данных девяти сеансов получены следующие осцилляционные параметры: $|\Delta m_{32}^2| = (2.45 \pm 0.07) \times 10^{-3}$ эВ²/c⁴ и $\sin^2(\theta_{23}) = 0.53_{-0.04}^{+0.03}$ — для нормальной иерархии масс (т.е.

для случая $m_3 > m_{1,2}$), что согласуется с результатами других осцилляционных экспериментов. Кроме того, с использованием данных для θ_{13} из реакторных экспериментов получены следующие наилучшие оценки CP -нарушающей фазы: $\delta_{CP} = -1.89_{-0.58}^{+0.70}$ для нормальной иерархии масс (НО) и $\delta_{CP} = -1.38_{-0.54}^{+0.48}$ для обратной иерархии масс (Ю). Для δ_{CP} также вычислены 3σ доверительные интервалы: $[-3.41; -0.03]$ для НО и $[-2.54; -0.32]$ для Ю, которые показывают, что с вероятностью 99.73% CP -сохраняющее значение $\delta_{CP} = 0$ исключается для обеих иерархий масс, а для обратной иерархии исключается и значение $\delta_{CP} = \pi$ [9]. Полученные результаты для $\sin^2(\theta_{13})$, $\sin^2(\theta_{23})$ и δ_{CP} графически представлены на рис. 1.

4. МОДЕРНИЗАЦИЯ БЛИЖНЕГО ДЕТЕКТОРА ND280

Основными факторами, ограничивающими чувствительность эксперимента Т2К к значению CP -нарушающей фазы δ_{CP} , являются систематические погрешности, связанные с неопределенностями сечений нейтринных взаимодействий. Улучшения точности измерения этих сечений можно достичь уменьшением сегментации активной мишени, в которой происходят нейтринные взаимодействия. Для достижения этой цели в 2021 г. планируется проведение модернизации ближнего детектора ND280 [10], которая заключается в том, что вместо детектора POD будут установлены три новые системы: 1) активная трехмерная нейтринная мишень SFGD примерно из 2 млн сцинтилляционных кубиков ($192 \times 184 \times 56$ кубиков, каждый объемом 1 см^3), свет с которых будет собираться спектросмещающими оптическими волокнами и считываться кремниевыми фотодиодами [11]; 2) две горизонтальные времяпроекционные камеры НТРС (сверху и снизу относительно SFGD); 3) шесть времяпролетных (ToF) панелей вокруг системы НТРС1 + SFGD + НТРС2.

Ожидается, что эти новшества приведут к уменьшению систематики Т2К до 3–4%; расширят акцептанс регистрации мюонов до 4π ; снизят порог регистрации протонов до 300 МэВ/с; позволят детектировать нейтроны и подавить фон частиц, попадающих в ближний детектор снаружи.

Автор выражает благодарность Российскому научному фонду за поддержку в виде гранта РФФ № 19-12-00325.

Автор выражает благодарность Российскому научному фонду за поддержку в виде гранта РФФ № 19-12-00325.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. Abe *et al.* (T2K Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **659**, 106 (2011).
2. K. Abe *et al.* (T2K Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **694**, 211 (2012).
3. N. Abgrall *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **637**, 25 (2011).
4. P. A. Amaudruz *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **696**, 1 (2012).
5. S. Assylbekov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **686**, 48 (2012).
6. D. Allan *et al.*, JINST **8**, P10019 (2013).
7. S. Aoki *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **698**, 135 (2013).
8. S. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **501**, 418 (2003).
9. K. Abe *et al.* (T2K Collab.), Nature **580**, 339 (2020); <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2177-0>; arXiv:1910.03887.
10. K. Abe *et al.*, arXiv:1901.03750.
11. A. Blondel *et al.*, JINST **13**, P02006 (2018).

EXPERIMENT T2K: LATEST RESULTS AND PERSPECTIVES

M. Khabibullin

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

The long-baseline accelerator neutrino experiment T2K (Tokai-to-Kamioka) in Japan has started data taking in 2010 and carried out 10 runs in neutrino and antineutrino modes. In this talk the latest results, including the first 3σ constraints on the CP -violating phase δ_{CP} , and future plans on the upgrade of the near detector ND280 are presented.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ НА ДЕТЕКТОРЕ СНД

© 2021 г. М. Н. Ачасов^{1),2)}, А. А. Байков^{1),2)}, А. Ю. Барняков¹⁾, К. И. Белобородов^{1),2)}, А. В. Бердюгин^{1),2)}, А. Г. Богданчиков¹⁾, А. А. Ботов¹⁾, В. Б. Голубев¹⁾, Т. В. Димова^{1),2)}, В. П. Дружинин^{1),2)}, В. Н. Жабин^{1)*}, В. В. Жуланов^{1),2)}, Л. В. Кардапольцев^{1),2)}, Д. П. Коврижин¹⁾, А. А. Король^{1),2)}, А. С. Купич¹⁾, К. А. Мартин¹⁾, Н. А. Мельникова¹⁾, Н. Ю. Мучной^{1),2)}, А. Е. Образовский¹⁾, Е. В. Пахтусова¹⁾, К. В. Пугачев^{1),2)}, Я. С. Савченко^{1),2)}, С. И. Середняков^{1),2)}, З. К. Силагадзе^{1),2)}, И. К. Сурин¹⁾, Ю. В. Усов¹⁾, А. Г. Харламов^{1),2)**}, Д. А. Штоль¹⁾

Поступила в редакцию 22.04.2020 г.; после доработки 22.04.2020 г.; принята к публикации 22.04.2020 г.

Изучен процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ в диапазоне энергий 1–2 ГэВ с лучшей в мире точностью. Данные соответствуют интегральной светимости 35 пбн^{-1} , набранной детектором СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000. Статистическая точность измеренного сечения составляет 2–22%, в то время как систематическая неопределенность составляет 2.6–14%. Результаты согласуются с предыдущими измерениями, но имеют лучшую точность.

DOI: 10.31857/S0044002721010049

1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ является одним из процессов, доминирующих в адронном сечении в области энергий от 1 до 2 ГэВ в системе центра масс, и дает вклад в адронную поляризацию вакуума [1] и важен для вычисления аномального магнитного момента мюона $(g-2)_\mu$ [2]. При энергиях 1–2 ГэВ процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ имеет четыре основных промежуточных состояния: $\omega(782)\pi^0$, $a_1(1260)\pi$, $f_0(980)\rho$ и $\rho^+\rho^-$ (рис. 1). Механизм $\omega(782)\pi^0$ имеет наибольшее сечение в области 1–1.5 ГэВ. Пертурбативный подход в квантовой хромодинамике (КХД) не применим при энергиях ниже 2 ГэВ, и внутренняя динамика процессов обычно описывается с помощью резонансов. КХД при низких энергиях изучается уже в течение многих лет [1]. Сечение $\omega\pi^0$ используется для изучения возбужденных состояний резонансов и для проверки гипотезы сохранения векторного тока по предсказанию вероятности распада $\tau \rightarrow \omega\pi\nu$ [3]. Для описания сечения $\omega\pi^0$ обычно используется модель

векторной доминантности (VMD); в ней предполагается наличие возбужденных резонансов, ρ' и ρ'' , в промежуточном состоянии. Свойства этих резонансов извлекаются из измеренного сечения. Сечение $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ может быть независимо измерено в двух каналах: $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. Ранее это сечение измерялось в канале $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ на НД [4] и СНД [5–8] на коллайдере ВЭПП-2М при энергиях ниже 1.4 ГэВ, на KLOE [9] вблизи 1020 МэВ и на BaBar [10] в области 0.92–2.5 ГэВ методом радиационного возврата. Измерения в канале $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ проводились на СНД [5, 11] и КМД-2 [12, 13].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

СНД, сферический нейтральный детектор, представляет собой немагнитный детектор общего назначения [14], установленный на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000, использующем концепцию круглых пучков [15]. Также на коллайдере установлен магнитный детектор, КМД-3 [16]. СНД имеет трехслойный калориметр, состоящий из кристаллов NaI(Tl), имеющий радиационную длину $13.4 X_0$ и покрывающий 90% полного телесного угла [17]. Для детектирования заряженных частиц используется девятислойная дрейфовая камера, покрывающая 94% полного телесного угла и имеющая разрешение 0.8° [18]. Также

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

*E-mail: V.N.Zhabin@dcsr.ru

**E-mail: A.G.Kharlamov@inp.nsk.su

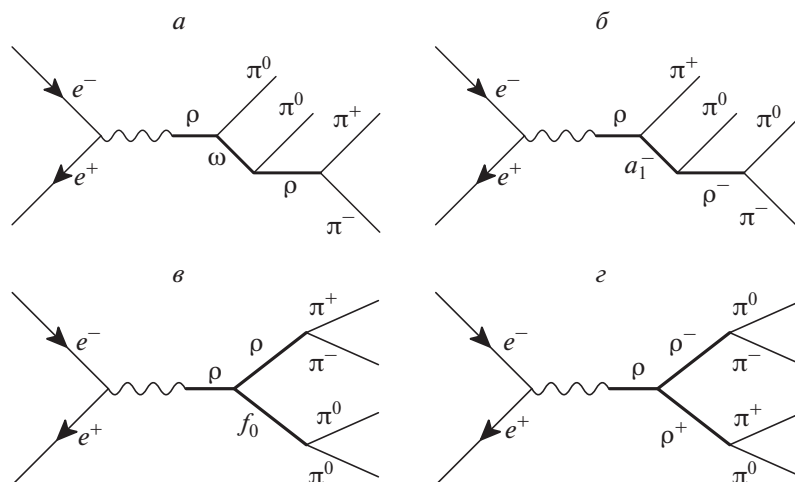


Рис. 1. Основные промежуточные состояния процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ в области 1–2 ГэВ: (а) $\omega(782)\pi^0$, (б) $a_1(1260)\pi$, (в) $f_0(980)\rho$, (з) $\rho^+\rho^-$.

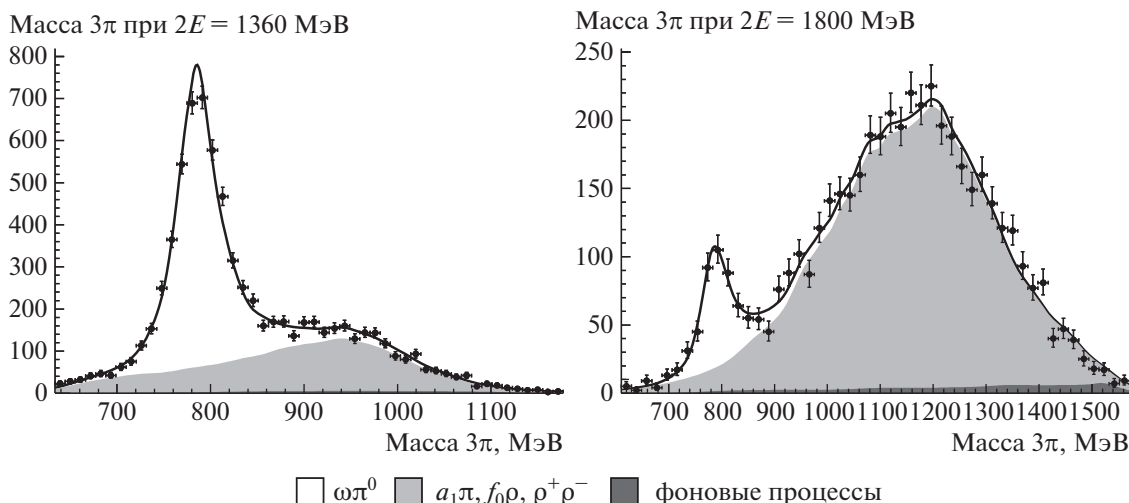


Рис. 2. Аппроксимация распределения инвариантной массы системы $\pi^+\pi^-\pi^0$, ближайшей к массе ω , в точках с различной энергией в системе центра масс.

на СНД установлен аэрогелевый черенковский счетчик и мюонная система, состоящая из пропорциональных трубок и сцинтилляционных счетчиков.

Для анализа использовались данные, набранные в 2010–2013 гг. в 56 точках по энергии от 1 до 2 ГэВ с шагом около 25 МэВ. Энергия пучков определяется с помощью методики обратного комптоновского рассеяния [19]. В анализе использовались данные экспериментов 2011 и 2012 годов с суммарной интегральной светимостью 35 пбн^{-1} . Светимость определялась с использованием событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

3. УСЛОВИЯ ОТБОРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Для анализа отбирались события с двумя треками из места встречи пучков и не менее чем с четырьмя кластерами в калориметре без ассоциированных треков, которые считались фотонами. Затем была выполнена кинематическая реконструкция в гипотезе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, требующая сохранения энергии-импульса и равенство инвариантной массы пар фотонов массе π^0 . Отбирались события, имеющие $\chi_{4\pi}^2 < 40$, где $\chi_{4\pi}^2$ — хи-квадрат использованной кинематической реконструкции.

Эффективность регистрации определялась с помощью Монте-Карло моделирования процесса

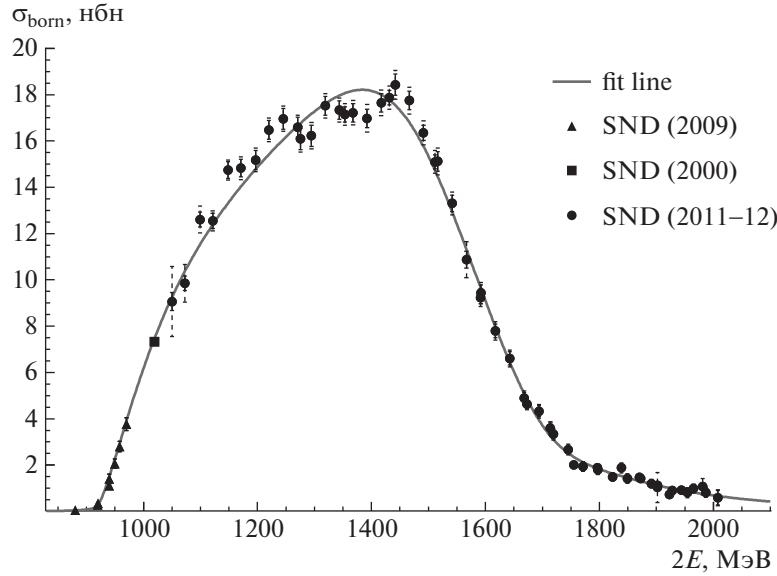


Рис. 3. Аппроксимация борновского сечения в модели векторной доминантности с учетом $\rho(770)$, $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$. Обозначения: *fit line* — аппроксимирующая линия, *SND (2009)* [8], *SND (2000)* [5], *SND 2011–12* — точки сечения, измеренного в настоящей работе (показаны статистические и систематические ошибки).

$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. Промежуточные механизмы моделировались отдельно, чтобы найти эффективность регистрации и кинематические распределения для каждого механизма в отдельности. Использовался матричный элемент из [20], который использовался в том числе и для оценки интерференции различных механизмов. Отклик детектора моделировался с помощью Geant4 [21]. На моделированные события накладывались экспериментальные события, записанные с помощью случайного триггера, для учета влияния пучкового фона на эффективность регистрации.

Число событий процесса $\omega\pi^0$ определяется с помощью небинированной аппроксимации инвариантной массы системы $\pi^+\pi^-\pi^0$, ближайшей к массе ω мезона, в каждой точке по энергии (рис. 2) методом максимального правдоподобия с использованием RooFit [22]. Форма сигнала и фона определялась с использованием Монте-Карло моделирования каждого из процессов. Вклады промежуточных состояний процесса $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, включая сигнальный $\omega\pi^0$, были неизвестными параметрами, а остальные фоновые процессы фиксировались на основе расчета.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Видимое сечение может быть вычислено как

$$\sigma_{\text{vis}}(E) = \frac{N_{\omega\pi^0}}{\varepsilon IL},$$

где $N_{\omega\pi^0}$ — число событий процесса $\omega\pi^0$ при заданной энергии E , полученное аппроксимацией

распределения инвариантной массы, ε — эффективность регистрации с учетом условий отбора, IL — интегральная светимость в заданной точке. Эффективность регистрации определялась по Монте-Карло моделированию. К эффективности были определены поправки на неточности моделирования потери трека или фотона по экспериментальным данным с помощью кинематической реконструкции, восстанавливающей потерянный трек или фотон. Также была определена поправка, связанная с применением условия отбора $\chi^2_{4\pi} < 40$. С учетом радиационных поправок, связь между борновским и видимым сечением задается равенством

$$\sigma_{\text{vis}}(E) = \int_0^1 \sigma_{\text{born}}(E\sqrt{1-x})F(x, E)dx,$$

где $F(x, E)$ — радиатор Кураева–Фаина [23]. Полученное борновское сечение показано на рис. 3.

Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ в модели векторной доминантности записывается через сумму пропагаторов ρ -мезонов

$$\sigma_{\text{born}}(E) = \frac{4\pi\alpha^2}{E^3} \left| \sum_{i=0} \frac{g_{\rho(i)\omega\pi} M_{\rho(i)}^2 e^{i\varphi_{\rho(i)}}}{M_{\rho(i)}^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_{\rho(i)}(s)} \right|^2 P_f(E),$$

где $P_f(E) \approx \frac{1}{3}q_\omega^3 \text{Br}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ — фазовый объем конечного состояния, а $\rho(0)$ соответствует ρ , $\rho(1)$ — ρ' и т.д., $\Gamma_{\rho(i)}(s)$ — ширина $\rho(i)$ -мезона, зависящая от энергии.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Произведено измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ с лучшей точностью в области энергий 1–2 ГэВ в системе центра масс. Статистическая ошибка составляет 2–22%, в то время как систематическая неопределенность составляет 2.6–14%. Результаты измерения согласуются с предыдущими измерениями, но имеют лучшую точность.

Получено борновское сечение и произведена его аппроксимация в модели векторной доминантности с учетом $\rho(770)$, $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$. Установлено, что модель векторной доминантности не способна совместно описать формфактор, измеренный в процессах $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ и $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$ (измерение NA60 [24]) даже с учетом $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$, а также параметры возбужденных $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$ отличаются в разных каналах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Davier, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63**, 407 (2013).
2. J. P. Miller *et al.*, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **62**, 237 (2012).
3. A. Bondar *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **146**, 139 (2002).
4. S. I. Dolinsky *et al.* (ND Collab.), *Phys. Lett. B* **174**, 453 (1986).
5. В. М. Аульченко и др., *ЖЭТФ* **117**, 1067 (2000).
6. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), *Phys. Lett. B* **486**, 29 (2000).
7. М. Н. Ачасов и др., *ЖЭТФ* **123**, 899 (2003).
8. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), *J. Exp. Theor. Phys.* **109**, 379 (2009).
9. F. Ambrosino *et al.* (KLOE Collab.), *Phys. Lett. B* **669**, 223 (2008).
10. J. P. Lees *et al.* (BaBar Collab.), *Phys. Rev. D* **96**, 092009 (2017).
11. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), *Phys. Rev. D* **94**, 112001 (2016).
12. R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collab.), *Phys. Lett. B* **466**, 392 (1999).
13. R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collab.), *Phys. Lett. B* **562**, 173 (2003).
14. M. N. Achasov *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **449**, 125 (2000).
15. I. Koop, *Nucl. Phys. Proc. Suppl. B* **181–182**, 371 (2008).
16. B. Khazin, *Nucl. Phys. Proc. Suppl. B* **181–182**, 376 (2008).
17. M. N. Achasov *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **598**, 31 (2009).
18. E. G. Avdeeva *et al.*, *Phys. At. Nucl.* **73**, 1931 (2010).
19. E. V. Abakumova *et al.*, *JINST* **10**, T09001 (2015).
20. H. Czyz *et al.*, arXiv:0804.0359v2 [hep-ph].
21. Geant4 software toolkit <http://geant4.cern.ch/>
22. RooFit software toolkit <https://root.cern.ch/rootfit>
23. Э. А. Кураев, В. С. Фадин, Препринт ИЯФ 84-44.
24. NA60 Collab. (R. Arnaldi *et al.*), *Phys. Lett. B* **757**, 437 (2016).

MEASUREMENT OF $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ PROCESS CROSS SECTION USING SND DETECTOR

M. N. Achasov^{1,2)}, A. A. Baykov^{1,2)}, A. Yu. Barnyakov¹⁾, K. I. Beloborodov^{1,2)},
 A. V. Berdyugin^{1,2)}, A. G. Bogdanchikov¹⁾, A. A. Botov¹⁾, V. B. Golubev¹⁾, T. V. Dimova^{1,2)},
 V. P. Druzhinin^{1,2)}, V. N. Zhabin¹⁾, V. V. Zhulanov^{1,2)}, L. V. Kardapoltsev^{1,2)},
 D. P. Kovrizhin¹⁾, A. A. Korol^{1,2)}, A. S. Kupich¹⁾, K. A. Martin¹⁾, N. A. Melnikova¹⁾,
 N. Yu. Muchnoi^{1,2)}, A. E. Obrazovsky¹⁾, E. V. Pakhtusova¹⁾, K. V. Pugachev^{1,2)},
 Ya. S. Savchenko^{1,2)}, S. I. Serednyakov^{1,2)}, Z. K. Silagadze^{1,2)}, I. K. Surin¹⁾, Yu. V. Usov¹⁾,
 A. G. Kharlamov^{1,2)}, and D. A. Shtol¹⁾

¹⁾*Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS, Novosibirsk, Russia*

²⁾*Novosibirsk State University, Russia*

The cross section of $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ process is measured in 1–2 GeV center-of-mass energy range with the world best accuracy. Analysis uses statistics collected by SND detector installed on VEPP-2000 collider with integrated luminosity 35 pb^{-1} . Statistical accuracy of the measured cross section is 2–22%, while the systematical uncertainty is 2.6–14%. The measured cross section is in the agreement with previous measurements but has better accuracy.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ НА ДЕТЕКТОРЕ СНД ПРИ ЭНЕРГИИ В СИСТЕМЕ ЦЕНТРА МАСС $\sqrt{s} = 1.3\text{--}2.0$ ГэВ

© 2021 г. М. Н. Ачасов^{1),2)}, А. Ю. Барняков¹⁾, М. Ю. Барняков¹⁾,
К. И. Белобородов^{1),2)}, А. В. Бердюгин^{1),2)}, А. Г. Богданчиков¹⁾, А. А. Ботов¹⁾,
А. Р. Бузыкаев¹⁾, В. Б. Голубев¹⁾, Т. В. Димова^{1),2)}, В. П. Дружинин^{1),2)},
Л. В. Кардапольцев^{1),2)}, Д. П. Коврижин¹⁾, А. А. Король^{1),2)}, Е. А. Кравченко^{1),2)},
А. С. Купич¹⁾, К. А. Мартин¹⁾, Н. А. Мельникова¹⁾, А. Е. Образовский¹⁾,
А. П. Онучин¹⁾, Е. В. Пахтусова^{1)*}, К. В. Пугачев^{1),2)}, С. И. Середняков^{1),2)},
З. К. Силагадзе^{1),2)}, И. К. Сурин¹⁾, Ю. В. Усов¹⁾, А. Г. Харламов^{1),2)}, Д. А. Штоль¹⁾

Поступила в редакцию 22.04.2020 г.; после доработки 22.04.2020 г.; принята к публикации 22.04.2020 г.

В эксперименте с детектором СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 в диапазоне энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 1.28\text{--}2.00$ ГэВ измерены сечения процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0$. Результаты согласуются с предыдущими измерениями в эксперименте BABAR и имеют сравнимую точность.

DOI: 10.31857/S0044002721010050

1. ВВЕДЕНИЕ

Реакция $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ является одним из трех зарядовых состояний процесса $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}\pi$, который дает значимый вклад (около 12% при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} \approx 1.65$ ГэВ) в полное сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны и является ключевым процессом для измерения параметров резонанса $\phi(1680)$. Реакция $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ впервые наблюдалась в эксперименте DM2 [1]. Точность измерения ее сечения была существенно улучшена в эксперименте BABAR [2], в котором процесс $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ исследовался методом радиационного возврата. В этой же работе было показано, что при $\sqrt{s} < 2$ ГэВ процесс $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ идет через промежуточные состояния $K^{*\pm}(892)K^\mp$ и $\phi(1020)\pi^0$.

2. ДЕТЕКТОР И ЭКСПЕРИМЕНТ

Детектор СНД [3] представляет собой немагнитный детектор общего назначения и состоит из трековой системы, системы идентификации

частиц на основе порогового аэрогелевого черенковского счетчика, трехслойного сферического калориметра, состоящего из 1640 кристаллов NaI(Tl), и мюонной системы. Для анализа использовались данные с интегральной светимостью 26.4 пбн⁻¹, накопленные на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 при сканировании области энергии $\sqrt{s} = 1.28\text{--}2.00$ ГэВ.

3. ОТБОР СОБЫТИЙ

События процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ регистрируются как пара заряженных частиц, сопровождаемая двумя фотонами от распада π^0 . Отбирались события с двумя заряженными частицами, вылетающими из области встречи пучков и идентифицированными как каоны, и двумя и более фотонами. Для идентификации каонов используется информация о срабатывании пороговых черенковских счетчиков и об удельных ионизационных потерях в дрейфовой камере. Отобранные события подвергались процедуре кинематической реконструкции в гипотезе, что они происходят от процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma$. Качество реконструкции описывалось параметром $\chi^2(KK2\gamma)$. По параметрам фотонов, подправленным в результате кинематической реконструкции, вычислялась инвариантная масса $m_{\gamma\gamma}$. Проводилась также кинематическая реконструкция в гипотезах $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, вычислялись соответ-

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

*E-mail: E.V.Pakhtusova@inp.nsk.su

ствующие χ^2 . В анализе использовались события с $\chi^2(KK2\gamma) < 40$, $\chi^2(\pi\pi2\gamma) > 20$ и $\chi^2(\pi\pi2\pi^0) > 20$.

Для подавления фона от многоадронных процессов отбрасывались события с энергосвечением дополнительных фотонов больше $0.15\sqrt{s}$ и вводились ограничения на минимальный и максимальный импульсы каонов, полученные при кинематической реконструкции. Отбрасывались также события с двумя коллинеарными заряженными частицами.

4. ПРОЦЕСС

$$e^+e^- \rightarrow K^{*\pm}(892)K^\mp \rightarrow K^+K^-\pi^0$$

При изучении процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ события процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0$ исключались из рассмотрения с помощью условия $m_{\text{rec}} > 1.05 \text{ ГэВ}/c^2$, где m_{rec} — масса отдачи пары фотонов, вычисленная после кинематической реконструкции.

Распределение отобранных событий по массе $m_{\gamma\gamma}$ для $\sqrt{s} = 1.60\text{--}1.72 \text{ ГэВ}$ приведено на рис. 1. Это распределение аппроксимировалось суммой распределений для сигнала и фона. Распределение для сигнала было получено по моделированию процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$. Распределение для фона являлось суммой вычисленных по моделированию вкладов многоадронных процессов и неучтенного фона, который описывался линейной функцией. Результат аппроксимации показан на рис. 1.

Видимое сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ вычисляется как $\sigma_{\text{vis},i} = N_{\text{exp},i}/(L_i\varepsilon_i)$, где $N_{\text{exp},i}$ — число отобранных событий изучаемого процесса, L_i — интегральная светимость, а ε_i — эффективность регистрации для i -той энергетической точки. Эффективность регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ как функция \sqrt{s} определялась по моделированию и корректировалась, чтобы учесть неидеальность моделирования. Она растет от 1% при $\sqrt{s} = 1.2 \text{ ГэВ}$ до 9% при $\sqrt{s} = 1.6 \text{ ГэВ}$, а затем уменьшается до 4% при $\sqrt{s} = 2 \text{ ГэВ}$. Для получения экспериментальных значений борновского сечения σ_0 измеренная энергетическая зависимость видимого сечения аппроксимировалась выражением, в котором для борновского сечения использовалась упрощенная двухрезонансная модель. В результате аппроксимации определялись параметры модели и вычислялась радиационная поправка $1 + \delta(s) = \sigma_{\text{vis}}(s)/\sigma_0(s)$.

Полученные значения борновского сечения и теоретическая кривая приведены на рис. 2. Там же приведены результаты эксперимента BABAR [2]. Два измерения неплохо согласуются и сравнимы по точности.

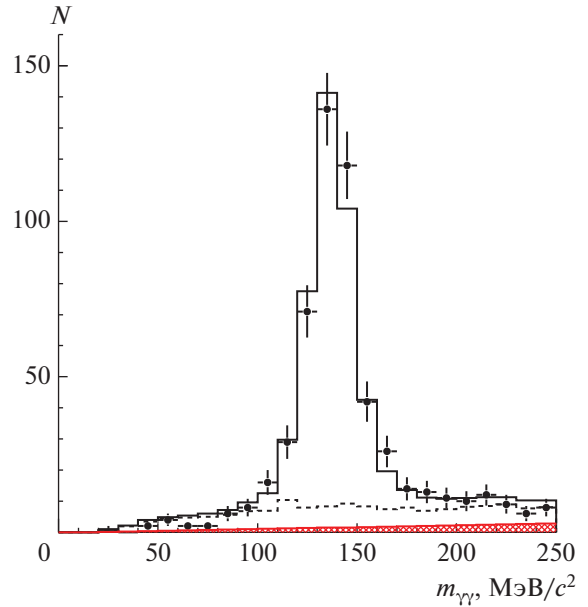


Рис. 1. Распределение по инвариантной массе двух фотонов для отобранных экспериментальных событий при $\sqrt{s} = 1.6\text{--}1.72 \text{ ГэВ}$ (точки с ошибками). Гистограмма — результат аппроксимации экспериментального распределения суммой эффекта и фона. Штриховая гистограмма показывает распределение фона. Сплошная гистограмма — вклад линейного фона.

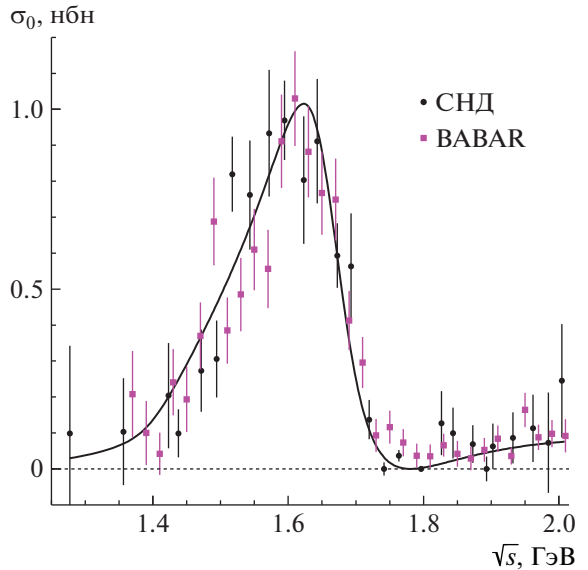


Рис. 2. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$, измеренное в эксперименте СНД (кружки), в сравнении с данными BABAR [2] (квадраты). Кривая — результат аппроксимации сечения.

5. ПРОЦЕСС $e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0 \rightarrow K^+K^-\pi^0$

Условия отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0 \rightarrow K^+K^-\pi^0$ близки к условиям, описанным в разд. 3. Анализировались события с массой

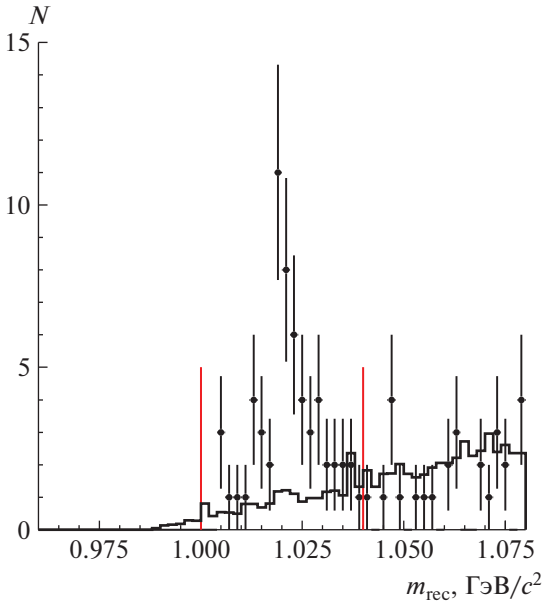


Рис. 3. Распределения по параметру m_{rec} для экспериментальных событий (точки с ошибками) и расчетного по моделированию фона (гистограмма).

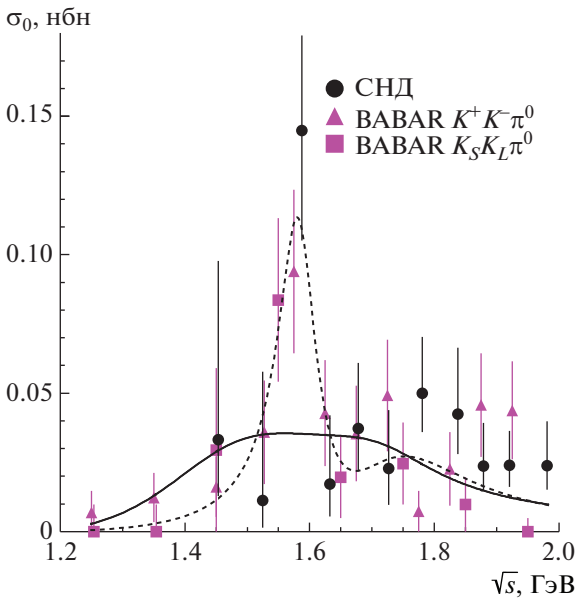


Рис. 4. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0$, измеренное в эксперименте СНД, в сравнении с результатами эксперимента BABAR [2, 4]. Сплошная и штриховая кривые показывают результаты аппроксимации в моделях 1 и 2 соответственно.

отдачи пары фотонов $m_{\text{rec}} < 1.11 \text{ ГэВ}/c^2$. При этом мы отказались от требований на величину минимального и максимального импульсов заряженной частицы, восстановленных в модели $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma$. Для подавления фона от процесса радиационного возврата на резонанс $e^+e^- \rightarrow$

$\rightarrow \phi(1020)\gamma \rightarrow K^+K^-\gamma$ было дополнительно введено ограничение на энергию наиболее энергичного фотона в событии. На рис. 3 приведено распределение по m_{rec} , полученное при ограничении $0.1 < m_{\gamma\gamma} < 0.17 \text{ ГэВ}/c^2$, в котором ясно виден пик от $\phi(1020)$. На рис. 3 приведено также ожидаемое по моделированию распределение фона. Доминирующими источниками фона являются процессы $e^+e^- \rightarrow K^*K \rightarrow K^+K^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow K^+K^-(\gamma)$. Видно, что моделирование хорошо воспроизводит как полное число фоновых событий, так и форму фонового распределения.

В распределении по m_{rec} выделялись две области: сигнальная $1.00 < m_{\text{rec}} < 1.04 \text{ ГэВ}/c^2$ и фоновая $1.04 < m_{\text{rec}} < 1.08 \text{ ГэВ}/c^2$. Используя соотношения числа событий эффекта и фона в сигнальной и фоновой областях, полученные по моделированию, определялось число событий процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0 \rightarrow K^+K^-\pi^0$ в каждой точке по энергии.

Для вычисления радиационных поправок и получения борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0$ проводилась совместная аппроксимация данных СНД и данных двух измерений BABAR [2, 4]. Борновское сечение описывалось когерентной суммой вкладов резонансов $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$ (модель 1). В этой модели массы и ширины резонансов фиксировались на табличных значениях [5], а сечения в максимуме резонансов и относительная фаза между их амплитудами были свободными параметрами. Полученное борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0$ показано на рис. 4 вместе с измерениями BABAR и аппроксимирующей кривой. Видно, что все три измерения неплохо согласуются друг с другом ниже 1.75 ГэВ. В диапазоне 1.75–2 ГэВ имеется не статистический разброс измерений. Аппроксимирующая кривая описывает поведение сечения, наблюдаемое в эксперименте, везде, кроме узкого интервала вблизи $\sqrt{s} = 1.58 \text{ ГэВ}$, где превышение над кривой наблюдается во всех трех измерениях. В целом качество аппроксимации является неудовлетворительным ($\chi^2/\text{ndf} = 50/28$). Лучшее описание данных дает модель с двумя резонансами, в которой масса и ширина одного из них фиксировались на табличных значениях для $\rho(1700)$, а параметры второго были свободными (модель 2). В результате аппроксимации были получены следующие значения массы и ширины для этого резонанса: $1585 \pm 15 \text{ МэВ}$ и $75 \pm 30 \text{ МэВ}$. Для этой модели $\chi^2/\text{ndf} = 38/26$ ($P(\chi^2) = 6\%$). Аппроксимирующая кривая для модели 2 также показана на рис. 4. Следует отметить, что векторный резонанс с такими параметрами в таблице свойств частиц [5] отсутствует.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты изучения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ в диапазоне энергий в системе центра масс от 1.28 до 2 ГэВ в эксперименте СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000. В работе показано, что в исследуемом диапазоне энергий процесс $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ идет в основном через промежуточное состояние $K^*(892)^\pm K^\mp$. Имеется также сигнал от промежуточного состояния $\phi\pi^0$. Отдельно измерены сечения процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ (без $\phi\pi^0$) и $e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0$. Измеренные сечения неплохо согласуются с предыдущими измерениями в эксперименте BABAR и имеют сравнимую точность.

Работа выполнена на базе УНУ “Комплекс ВЭПП-4 — ВЭПП-2000”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Bisello, G. Busetio, A. Castro, M. Nigro, L. Pescara, P. Sartori, L. Stanco, A. Antonelli, R. Baldini, M. E. Biagini, M. Schioppa, J. E. Augustin, A. Calcaterra, G. Cosme, F. Couchot, F. Fulda, *et al.*, *Z. Phys. C* **52**, 227 (1991).
2. B. Aubert *et al.* (BABAR Collab.), *Phys. Rev. D* **77**, 092002 (2008).
3. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **598**, 31 (2009); V. M. Aulchenko *et al.* (SND Collab.), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **598**, 102 (2009); A. Yu. Barnyakov *et al.* (SND Collab.), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **598**, 163 (2009); V. M. Aulchenko *et al.* (SND Collab.), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **598**, 340 (2009).
4. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), *Phys. Rev. D* **95**, 052001 (2017).
5. M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018).

**MEASUREMENT OF THE $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ CROSS SECTION
WITH THE SND DETECTOR IN THE CENTER-OF-MASS ENERGY
 $\sqrt{s} = 1.3-2.0$ GeV**

M. N. Achasov^{1),2)}, A. Yu. Barnyakov¹⁾, M. Yu. Barnyakov¹⁾, K. I. Beloborodov^{1),2)},
A. V. Berdyugin^{1),2)}, A. G. Bogdanchikov¹⁾, A. A. Botov¹⁾, A. R. Buzykaev¹⁾, T. V. Dimova^{1),2)},
V. P. Druzhinin^{1),2)}, V. B. Golubev¹⁾, L. V. Kardapoltsev^{1),2)}, A. G. Kharlamov^{1),2)},
A. A. Korol^{1),2)}, D. P. Kovrizhin¹⁾, E. A. Kravchenko¹⁾, A. S. Kupich¹⁾, K. A. Martin¹⁾,
N. A. Melnikova¹⁾, A. E. Obrazovsky¹⁾, A. P. Onuchin¹⁾, E. V. Pakhtusova¹⁾,
K. V. Pugachev^{1),2)}, S. I. Serednyakov^{1),2)}, D. A. Shtol¹⁾, Z. K. Silagadze^{1),2)}, I. K. Surin¹⁾,
Yu. V. Usov¹⁾

¹⁾*Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS, Novosibirsk, Russia*

²⁾*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

The $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ and $e^+e^- \rightarrow \phi\pi^0$ cross sections have been measured with the SND detector in the center-of-mass energy range $\sqrt{s} = 1.28-2.00$ GeV. The results are consistent with previous measurements in the BABAR experiment and have comparable accuracy.

ИЗУЧЕНИЕ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NOvA

© 2021 г. Л. Д. Колупаева^{1)*}, О. Б. Самойлов^{1)**}

Поступила в редакцию 23.07.2020 г.; после доработки 23.07.2020 г.; принята к публикации 23.07.2020 г.

NOvA — нейтринный эксперимент в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (США), предназначенный для изучения осцилляций, а именно появления электронного и выживания мюонного нейтрино. Два детектора, ближний и дальний, удалены друг от друга на 810 км и расположены под углом 14 мрад к пучку от ускорительного комплекса NuMI, обеспечивая оптимальное соотношение энергии и расстояния осцилляций нейтрино. Целями эксперимента являются измерение иерархии масс нейтрино, определение фазы нарушения CP -четности в лептонном секторе, уточнение значений параметров θ_{23} и Δm_{32}^2 , а также ряд других задач. В настоящей работе будут представлены результаты совместного анализа NOvA на статистике нейтринного и антинейтринного пучков $8.85 \times 10^{20} + 12.33 \times 10^{20}$ протонов на мишень (POT) и освещены дальнейшие перспективы эксперимента.

DOI: 10.31857/S0044002721010116

1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорительный нейтринный эксперимент с длинной базой NOvA [1] посвящен изучению нейтринных осцилляций. Он состоит из ближнего и дальнего детекторов, которые представляют собой два идентичных трековых калориметра. Для создания направленного пучка мюонных (анти-)нейтрино используется ускоритель NuMI [2]. Пучок протонов, взаимодействуя с углеродной мишенью, порождает преимущественно (анти)нейтрино мюонного аромата. Этот поток проходит расстояние 810 км сквозь земную кору по направлению к дальнему детектору эксперимента, который располагается в штате Миннесота на границе с Канадой.

Последние опубликованные результаты [3] используют для анализа статистику работы детекторов с 8.85×10^{20} POT для нейтринного пучка и 12.33×10^{20} для антинейтринного пучка. Эти данные были собраны в период с февраля 2014 г. до февраля 2019 г. Проектная мощность эксперимента 700 кВт, это подразумевает 6×10^{20} протонов, сброшенных на мишень (POT), за год работы ускорителя. Режим пучка нейтрино—антинейтрино определяется полем магнитных горнов, которые фокусируют вторичные мезоны нужного электрического заряда после мишени.

Детекторы эксперимента были сконструированы для регистрации электронных и мюонных нейтрино. Они располагаются под углом 14.6 мрад к оси пучка, что позволяет достигнуть узкого монокроматического пика с энергией примерно 2 ГэВ. Ближний детектор имеет геометрические размеры $4.2 \times 4.2 \times 16$ м и массу около 300 т. Он располагается на расстоянии 1 км после мишени и используется для измерения состава пучка нейтрино до осцилляций. Дальний детектор имеет существенно большие размеры ($15.6 \times 15.6 \times 60$ м) и массу (14 кт). Оба детектора имеют одинаковую структуру и состоят из большого числа ПВХ-ячеек [4] сечением 3.9×6.6 см, наполненных жидким сцинтиллятором [5] из смеси минерального масла с псевдокумолем. В каждой ячейке располагается петля спектросмещающего оптоволокна, которая соединяется с 32-канальным лавинным фотодиодом. Для трехмерной реконструкции событий детектор формируется из плоскостей ячеек чередующегося горизонтального и вертикального направления. Для определения типа нейтрино, зарегистрированного в детекторе, используется сверточная нейронная сеть CVN [6]. Идентичные ближний и дальний детекторы позволяют использовать процедуру экстраполяции событий. Она используется в дополнение к Монте-Карло-моделированию событий для реалистичного предсказания состава пучка в дальнем детекторе и позволяет существенно сократить систематические неопределенности.

Спектр событий электронных и мюонных нейтрино в дальнем детекторе чувствителен к определенным осцилляционным параметрам: атмосфер-

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

*E-mail: ldkolupaeva@yandex.ru

**E-mail: samoylov@jinr.ru

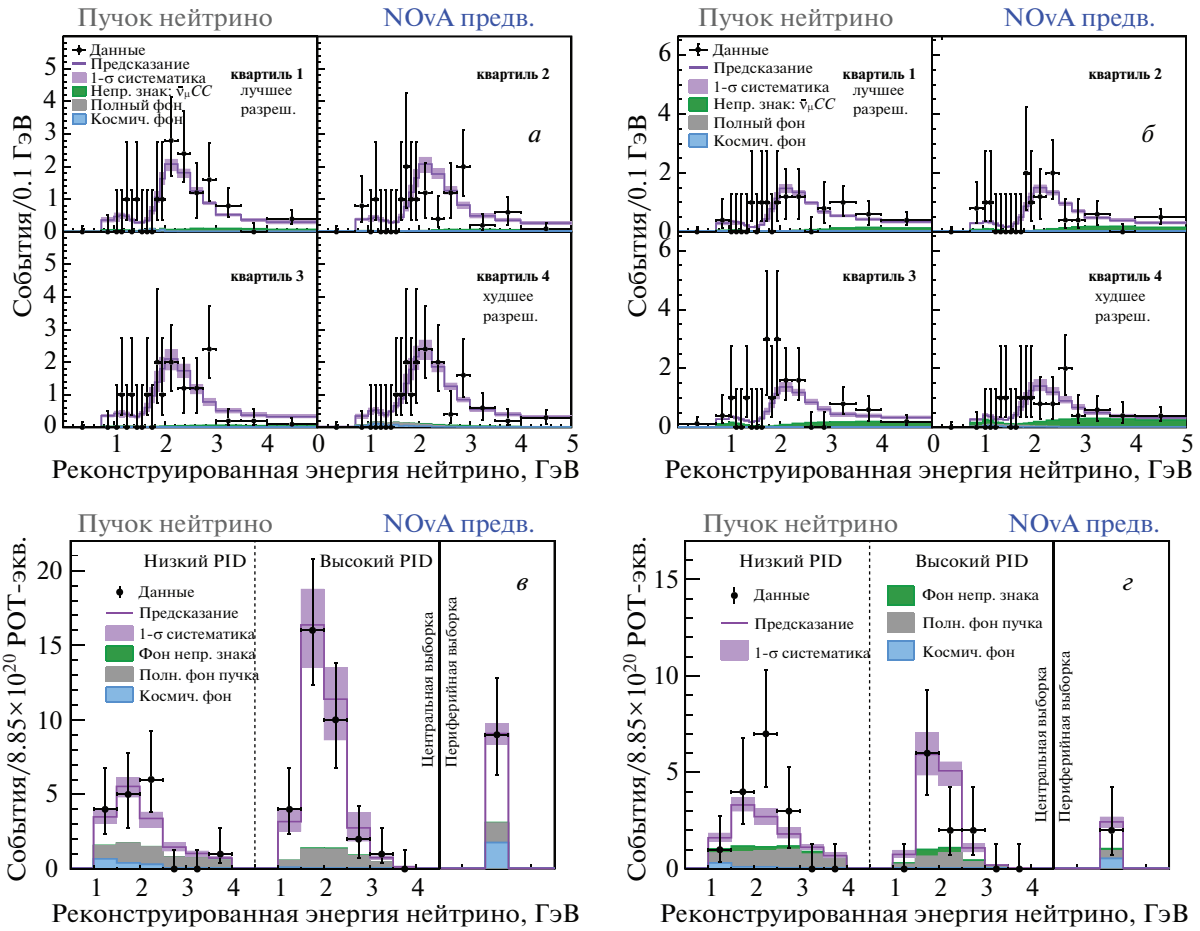


Рис. 1. Спектр событий по реконструированной энергии, отобранных в дальнем детекторе NOvA. На картинках также изображено Монте-Карло-предсказание для лучшего значения фита с экстраполяцией из ближнего детектора в дальний. События ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ разделены на кватили по реконструированной адронной энергии [7].

ной разнице квадратов масс Δm_{32}^2 , углу смешивания θ_{23} , фазе CP -нарушения в лептонном секторе δ_{CP} и иерархии масс нейтрино.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ СО СТАТИСТИКОЙ 2019 ГОДА

В дальнем детекторе эксперимента за весь срок набора данных было найдено 58 событий в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (ожидаемый фон 15.0), 27 событий в канале $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (ожидаемый фон 10.3), 113 событий в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ (ожидаемый фон 4.2), 102 события в канале $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ (ожидаемый фон 2.2). Полученное количество $\bar{\nu}_e$ событий является 4.4σ свидетельством появления $\bar{\nu}_e$ в пучке $\bar{\nu}_\mu$. Измеренные спектры событий представлены на рис. 1. Подробные детали отбора событий и последующего анализа можно найти в [7].

Совместная подгонка полученных спектров ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e и $\bar{\nu}_e$ событий-кандидатов позволила сделать следующие выводы об осцилляционных

параметрах. Лучшими значениями подгонки являются: $\Delta m_{32}^2 = 2.48_{-0.06}^{+0.11} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\sin^2\theta_{23} = 0.56_{-0.03}^{+0.04}$, $\delta_{CP} = 0.0_{-0.4}^{+1.3}\pi$. Это соответствует нормальной иерархии масс и верхнему октанту θ_{23} ($>\pi/4$). Доверительные контуры 1, 2, 3σ представлены на рис. 2. Обратная иерархия масс отвергается на уровне 1.9σ , а нижний октант θ_{23} на уровне 1.6σ , однако результат все еще согласуется с максимальным смешиванием θ_{23} на уровне 1.2σ . Большая область в обратной иерархии около $\delta_{CP} = \pi/2$ отвергается на уровне $>3\sigma$. Все значения δ_{CP} разрешены на уровне 1.1σ для нормальной иерархии и верхнего октанта θ_{23} .

3. ПЕРСПЕКТИВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА NOvA

Помимо увеличения статистики для анализа NOvA улучшает собственные средства обработки данных. В ближайшее время ожидаются изменения разных стадий в Монте-Карло-моделировании событий [8]. Это уточнения моделей сечения взаимодействия нейтрино с веществом детектора [9, 10],

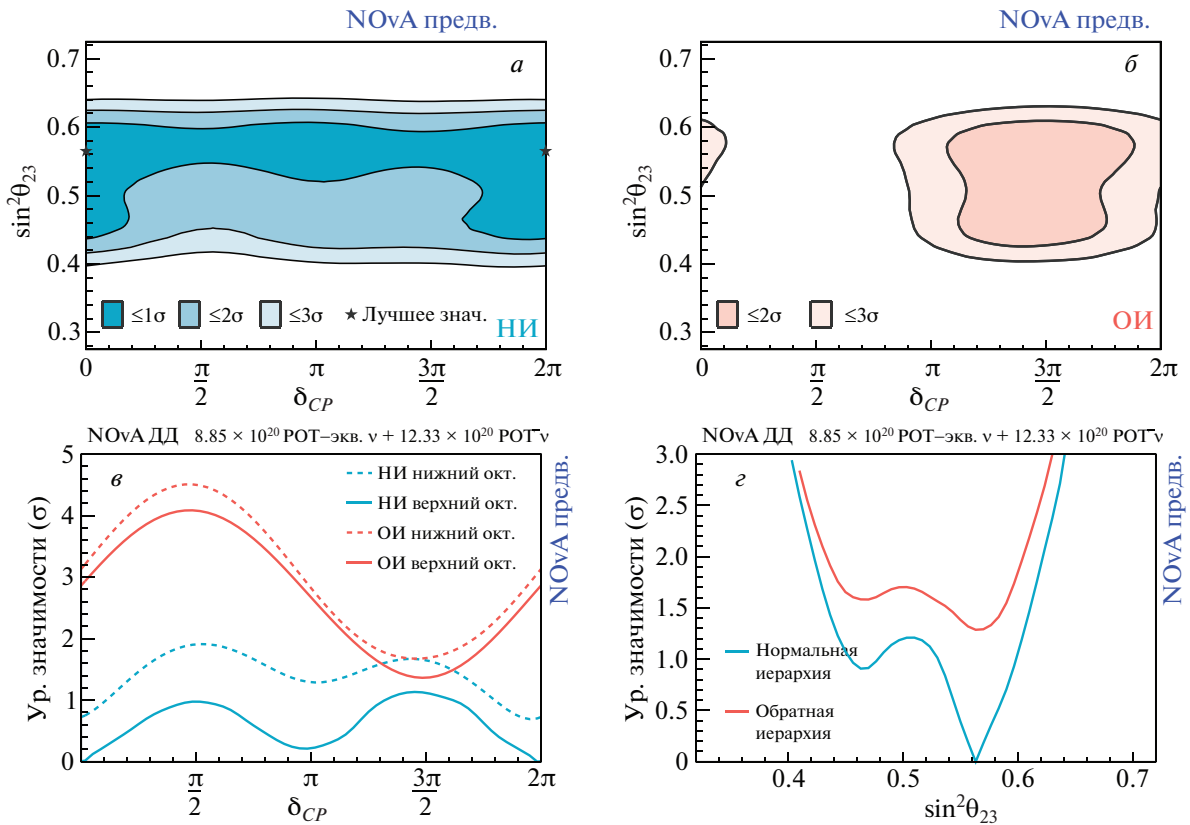


Рис. 2. Доверительные контуры 1, 2, 3 σ для плоскости $\sin^2\theta_{23} - \delta_{CP}$ и уровни значимости, на которых отвергаются разные значения δ_{CP} и θ_{23} .

отклика сцинтиллятора на прохождение частиц [11, 12], калибровок детектора. В лаборатории им. Ферми был размещен тестовый пучок для уменьшенной копии детектора [13]. Он позволит улучшить представление о работе всех компонент детектора, а также его отклик на чистые пучки пробных частиц. Это важно для понимания топологии этих частиц в детекторе и будет использовано для тренировки нейронных сетей для их распознавания. Улучшается также реконструкция событий и активнее используются для этого нейронные сети [14, 15]. Техника анализа данных и статистические методы также модифицируются.

Эксперимент планирует продолжать работу до 2025 г., до тех пор, пока ускоритель не будет остановлен для финальных работ для эксперимента DUNE [16]. В течение этих лет планируется постепенное наращивание мощности ускорителя в соответствии с планом PIP-II [17]. Все это позволит NOvA набрать 36×10^{20} POT с нейтринным пучком и 36×10^{20} POT с антинейтринным пучком.

Ожидаемые чувствительности к иерархии масс нейтрино и фазе δ_{CP} представлены на рис. 3. Потенциально к концу набора данных NOvA будет способна измерить иерархию масс на уровне 0.5–5 σ в зависимости от осцилляционных параметров,

реализованных в природе. На данный момент глобальные анализы данных нейтринных экспериментов склонны к нормальной иерархии масс и $\delta_{CP} = \sim 3\pi/2$ [18]. Для этих значений чувствительность NOvA к иерархии масс может составить максимальное значение около 5 σ , а чувствительность к δ_{CP} примерно 2 σ .

Помимо индивидуальных измерений эксперименты T2K и NOvA планируют проведение совместного анализа данных [19]. Это позволит улучшить ограничения на осцилляционные параметры и станет первой объединенной работой двух осцилляционных экспериментов.

В конце первого десятилетия XXI века нейтринные эксперименты вышли на фазу прецизионных измерений. Однако на данный момент все еще остаются белые пятна в физике осцилляций нейтрино, для которых будут строиться в следующее десятилетие большие детекторы и мощнейшие источники частиц.

Авторы выражают благодарность руководителю проекта NOvA в ОИЯИ А.Г. Ольшевскому за полезные обсуждения. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00271) и при финансовой поддержке РФФИ (научный проект № 19-32-90058).

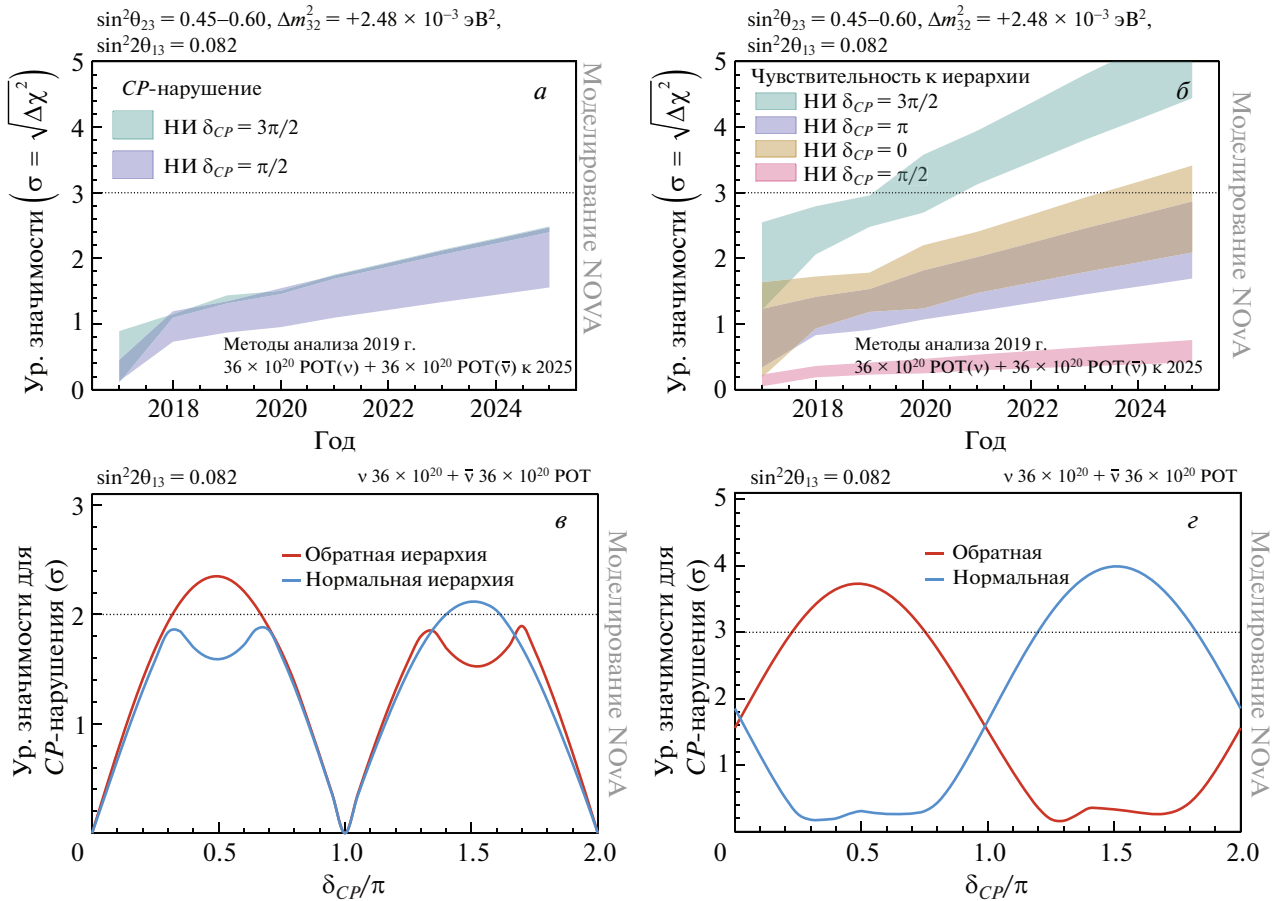


Рис. 3. Ожидаемые чувствительности NOvA к иерархии масс и δ_{CP} к 2025 г. с интегральной статистикой $36 \times 10^{20}(\nu) + 36 \times 10^{20}(\bar{\nu}_e)$ POT. На нижних картинках представлены чувствительности с учетом значений нынешнего лучшего значения подгонки NOvA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- NOvA Collab. (D. S. Ayres *et al.*), hep-ex/0503053.
- P. Adamson *et al.* [NOvA Collab.], Nucl. Instrum. Methods A **806**, 279 (2016); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.08.063> [arXiv: 1507.06690 [physics.acc-ph]]
- M. A. Acero *et al.* [NOvA Collab.], Phys. Rev. Lett. **123**, 151803 (2019); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.151803> [arXiv: 1906.04907 [hep-ex]]
- R. L. Talaga, J. J. Grudzinski, S. Phan-Budd, A. Pla-Dalmai, J. E. Fagan, C. Grozis, and K. M. Kephart, Nucl. Instrum. Methods A **861**, 77 (2017); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.03.004> [arXiv: 1601.00908 [physics.ins-det]]
- S. Mufson, B. Baugh, C. Bower, T. E. Coan, J. Cooper, L. Corwin, J. A. Karty, P. Mason, M. D. Messier, A. Pla-Dalmai, and M. Proudfoot, Nucl. Instrum. Methods A **799**, 1 (2015); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.026> [arXiv: 1504.04035 [physics.ins-det]]
- A. Aurisano, A. Radovic, D. Rocco, A. Himmel, M. D. Messier, E. Niner, G. Pawloski, F. Psihas, A. Sousa, and P. Vahle, JINST **11**, P09001 (2016); <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/09/P09001> [arXiv: 1604.01444 [hep-ex]]
- M. A. Acero *et al.* [NOvA Collab.], Phys. Rev. D **98**, 032012 (2018); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.032012> [arXiv: 1806.00096 [hep-ex]]
- A. Aurisano, C. Backhouse, R. Hatcher, N. Mayer, J. Musser, R. Patterson, R. Schroeter, and A. Sousa, J. Phys.: Conf. Ser. **664**, 072002 (2015); <https://doi.org/10.1088/1742-6596/664/7/072002>
- I. D. Kakorin, K. S. Kuzmin, and V. A. Naumov, Phys. Part. Nucl. Lett. **17**, 265 (2020), <http://theor.jinr.ru/NeutrinoOscillations/Papers/PEPANL2020.pdf>
- J. Wolcott [for the NOvA Collab.], PoS (NuFACT2018) 098; <https://doi.org/10.22323/1.341.0098> [arXiv:1812.05653 [hep-ex]]
- O. B. Samoylov, N. V. Anfimov, A. I. Antoshkin, and A. P. Sotnikov, in *Proceedings of the 27th International Symposium on Nuclear Electronics*

- and Computing (NEC'2019), Budva, Becici, Montenegro, Sept. 30–Oct. 4, 2019; <http://ceur-ws.org/Vol-2507/439-442-paper-81.pdf>*
12. S. Yu, arXiv: 1910.07035 [physics.ins-det].
 13. A. Sutton [on behalf of the NOvA Collab.], PoS (NuFACT2018) 058; <https://doi.org/10.22323/1.341.0058>
 14. F. Psihas, E. Niner, M. Groh, R. Murphy, A. Aurisano, A. Himmel, K. Lang, M. D. Messier, A. Radovic, and A. Sousa, Phys. Rev. D **100**, 073005 (2019); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.073005> [arXiv: 1906.00713 [physics.ins-det]]
 15. P. Baldi, J. Bian, L. Hertel, and L. Li, Phys. Rev. D **99**, 012011 (2019); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.012011> [arXiv: 1811.04557 [physics.ins-det]]
 16. B. Abi *et al.* [DUNE Collab.], Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), Far Detector Technical Design Report, Vol. I [arXiv: 2002.02967 [physics.insdet]].
 17. V. Lebedev [PIP-II Collab.], The PIP-II Reference Design Report, <https://doi.org/10.2172/1365571>
 18. I. Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, A. Hernandez-Cabezudo, M. Maltoni, and T. Schwetz, JHEP **1901**, 106 (2019), [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2019\)106](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2019)106) [arXiv: 1811.05487 [hep-ph]]
 19. Объявление: T2K and NOvA collaborations to produce joint neutrino oscillation analysis (2018), <https://t2k-experiment.org/2018/01/t2k-nova-announce/>

A STUDY OF NEUTRINO OSCILLATIONS IN THE NOvA EXPERIMENT

L. Kolupaeva¹⁾, O. Samoylov¹⁾

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

NOvA is a neutrino experiment at FNAL (USA) designed to study oscillations, in particular the appearance of electron and the survival of muon neutrinos. Two detectors, near and far, are 810 km away from each other and located at 14 mrad angle to the beam direction from the NuMI accelerator complex, which provides an optimal ratio of the energy and distance for neutrino oscillations. The goals of the experiment are to measure the neutrino mass hierarchy, determine the phase of CP violation in the lepton sector, define the values of the parameters θ_{23} and Δm_{32}^2 , as well as some other tasks. In this paper, we will discuss the results of NOvA joint analysis with the statistics of neutrino and antineutrino beams of $8.85 \times 10^{20} + 12.33 \times 10^{20}$ proton-on-target (POT) and highlight further perspectives of the experiment.

ПРОЕКТ DERICA И СТРАТЕГИЯ РАЗВИТИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2021 г. Л. В. Григоренко^{1),2),3)*}, Г. Н. Кропачев^{4),1)},
Т. В. Кулевой⁴⁾, И. Н. Мешков^{5),6),7)}, С. М. Полозов²⁾,
А. С. Фомичев^{1),8)}, Б. Ю. Шарков^{9),2)}, П. Ю. Шатунов¹⁰⁾, М. И. Явор¹¹⁾

Поступила в редакцию 24.05.2020 г.; после доработки 24.05.2020 г.; принята к публикации 24.05.2020 г.

Рассматривается возможная стратегия развития ядерной физики низких энергий в РФ, основанная на развитии проекта DERICA. DERICA — это многопользовательский многофункциональный комплекс для производства и исследования радиоактивных изотопов. В научной программе DERICA основной упор делается на исследования РИ в накопительных кольцах, однако стадийная программа развития комплекса позволит решать широкий круг фундаментальных ядерно-физических задач на передовом мировом уровне. Для завершающего этапа развития комплекса DERICA предлагается амбициозная цель по созданию коллайдера электронов и радиоактивных ионов для изучения фундаментальных характеристик радиоактивных изотопов в электронном рассеянии.

DOI: 10.31857/S0044002721010098

1. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Ядерная физика низких энергий исторически имела огромное значение для развития ряда отраслей науки и техники в нашей стране. Атомная энергетика, реакторная физика, ядерная часть оборонного комплекса, нейтронная физика, ядерная астрофизика в различных аспектах опираются на данные и на экспертизу из фундаментальной ядерной физики низких энергий. Особенно это касается не “рутинных”, хорошо отработанных приложений ядерной физики, а возможности проведения пионерских и междисциплинарных исследований в

этих областях. К сожалению, на настоящий момент фундаментальная ядерная физика низких энергий в РФ практически прекратила существование: экспериментальные исследования мирового класса в области фундаментальной ядерной физики ведутся в нашей стране узким фронтом и в основном только в ОИЯИ.

Данное печальное положение имеет принципиальные причины. В конце 1980-х и начале 1990-х гг. в мире происходила смена парадигмы ядерной физики низких энергий. От исследований стабильных ядер произошел стремительный переход к исследованиям преимущественно на пучках радиоактивных изотопов (РИ): с одной стороны, была в значительной степени исчерпана повестка исследований со стабильными ядрами, а с другой стороны, были доведены до рабочего состояния технологии работ с пучками РИ. Основные методы получения пучков РИ — это in-flight (фрагментация быстрого пучка стабильных ядер и сепарация фрагментов “налету”) и ISOL (Isotope Separation On-Line — сбор осколков индуцированного деления урана). (i) Эффективная генерация пучков РИ в технологии in-flight требует тяжелоионных ускорителей относительно высоких энергий (50–1500 МэВ/нуклон, чаще всего чем выше, тем лучше, но есть оптимум под каждую задачу). Это должен быть не одиночный ускоритель, а каскад ускорителей с промежуточной обдиркой тяжелых ионов для повышения зарядового состояния. (ii) Эффективная генерация пучков РИ в технологии

¹⁾Лаборатория ядерных реакций им. Г. Н. Флерова, ОИЯИ, Дубна, Россия.

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

³⁾НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

⁴⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

⁵⁾Лаборатория физики высоких энергий им. А. М. Балдина и В. И. Векслера, ОИЯИ, Дубна, Россия.

⁶⁾Лаборатория ядерных проблем им. В. П. Джелепова, ОИЯИ, Дубна, Россия.

⁷⁾Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.

⁸⁾Университет “Дубна”, Дубна, Россия.

⁹⁾ОИЯИ, Дубна, Россия.

¹⁰⁾Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

¹¹⁾Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: lgrigorenko@yandex.ru

ISOL требует как высокоинтенсивного драйвера (электроны, протоны, нейтроны), так и постускорения полученных редких изотопов для проведения исследований более широкого класса задач. Таким образом, от одиночных ускорителей “зари ядерной эры” произошел переход к каскадам ускорителей, характерным для комплексов физики высоких энергий. В этот период развитие научных проектов у нас в стране было заморожено в принципе, и этот переход в РФ не состоялся.

Ситуация в мире сегодня характеризуется активным строительством фабрик радиоактивных изотопов нового поколения. К амбициозным программам апгрейда давно существующих лидеров в этой области — RIKEN → RIBF (Япония, работает с 2007 г.), GANIL → SPIRAL2 (Франция, запуск в 2020 г.), GSI → FAIR (Германия, идет капитальное строительство), NSCL → FRIB (США, начат монтаж оборудования) — добавились новые “игроки”. Это исключительно масштабные, создаваемые на “ровном месте” центры исследования радиоактивных изотопов — HIAF (Китай) и RAON (Республика Корея). HIAF и RAON приближаются к стадии монтажа оборудования. Базовые бюджеты всех этих проектов находятся в диапазоне от ~\$1 до ~\$3 млрд.

Приборная база ядерной физики низких энергий в РФ катастрофически устарела. Ее обновление ведется силами отдельных институтов и на отдельных направлениях. В ЛЯР ОИЯИ в последнее десятилетие все ресурсы были мобилизованы для обновления исследовательской инфраструктуры. В 2018 г. был запущен новый фрагмент-сепаратор ACCULINNA-2 [1], и в 2019 г. он дал первые результаты мирового класса [2]. В 2019 г. заработала “фабрика сверхтяжелых элементов”, базирующаяся на новом ускорителе DC-280 [3], где начата подготовка первых экспериментов. В НИЦ КИ—ПИЯФ дан старт созданию установки ISOL-типа ИРИНА для исследования РИ на реакторе ПИК. Суммарный бюджет этих проектов (~\$120 млн) весьма значителен по отечественным масштабам, но незначителен по мировым. Проекты эти “нишевые”, т.е. способны выдавать результаты мирового класса в узких специфических областях современной ядерной физики низких энергий. С массовым вступлением в строй фабрик радиоактивных изотопов нового поколения в 2023–2027 гг. научные возможности этих установок станут мало конкурентными на мировом уровне. Чтобы кардинально переломить ситуацию после трех десятилетий “голодного пайка” в отечественной науке, требуется перспективное видение, консолидация усилий и инвестиции гораздо большего уровня с целью создания ядерно-физического центра (центров) настоящего мирового класса.

2. ПРОЕКТ DERICA

В рамках стратегического плана развития ОИЯИ на период 2022–2030 гг. и далее был предложен проект DERICA (Dubna Electron — Rare Isotope Collider Facility), способный вдохнуть новую жизнь и вывести на мировой уровень исследования в области ядерной физики низких энергий у нас в стране [4, 5]. Проект базируется на линейном сверхпроводящем ускорителе тяжелых ионов квазинепрерывного действия с пучками рекордных характеристик. В проекте делается акцент на исследованиях короткоживущих РИ в накопительных кольцах. Уникальной особенностью проекта является возможность изучения взаимодействий электронов с РИ в коллайдерном эксперименте с целью определения фундаментальных свойств ядерной материи — электромагнитных формфакторов экзотических ядер. Отметим ключевые моменты проекта.

2.1. Амбициозная задача-максимум и широта охвата

Проект имеет принципиальную и амбициозную задачу-максимум — создание коллайдера электронов и радиоактивных изотопов. Ее реализация относится к последней стадии проекта. Однако ряд уникальных научных задач мирового класса предлагается выполнить по ходу проекта на его ранних стадиях. Так, например, вторичные радиоактивные пучки в диапазоне энергий 20–70 МэВ/нуклон будут иметь рекордные интенсивности в широком номинале доступных масс A и зарядов Z . Постускоренные пучки РИ исключительного качества (чистота, моноэнергетичность, эмиттанс) будут доступны с энергиями до ~500 МэВ/нуклон. Другой, очень интересной возможностью является использование мишени в виде потока свободных нейтронов (или холодных нейтронов в ловушке) для исследования реакций с ними в накопительных кольцах. Эти и другие уникальные технические возможности предлагаемого проекта позволяют эффективно исследовать самые сложные фундаментальные вопросы современной ядерной физики низких энергий: границы ядерной стабильности и границы существования ядерной структуры на карте нуклидов, истоки и механизмы сильного взаимодействия, в том числе в сильно несимметричной ядерной материи, существование и свойства экзотических видов радиоактивности ($2p$, $2n$, $4n$ и т.д.), модификация оболочечной структуры ядер вдали от ядерной “долины стабильности”, поведение высокозаряженных ионов в условиях, близких к астрофизическим и т.д.

2.2. Общий замысел

Общий вид установок проекта DERICA представлен на рис. 1. Базовой установкой для проекта DERICA будет являться линейный сверхпроводящий ускоритель-драйвер пучка стабильных ионов LINAC-100, рассчитанный на экстремальные интенсивности (см. разд. 3.1). Он должен работать в квазинепрерывном режиме и обеспечивать на выходе для тяжелых ионов (Xe, Bi, U) энергию до 100 МэВ/нуклон (отсюда и название ускорителя) с интенсивностями ~ 20 рмА и для легких ионов (B, Ne, Ca) до 160 МэВ/нуклон при ~ 300 рмА. При этом предполагается поэтапное строительство LINAC-100 с возможностью использования пучка для экспериментов при более низких энергиях по мере готовности ускорителя. РИ, отобранные фрагмент-сепаратором DFS (DERICA Fragment Separator, см. разд. 3.4), останавливаются в газовой ячейке, аккумулируются в ионной ловушке и передаются ионному источнику, который формирует максимально высокое зарядовое состояние для дальнейшего эффективного ускорения. Постускорение пучка РИ в проекте DERICA осуществляется линейным импульсным нормальнопроводящим ускорителем LINAC-30 до энергии ~ 30 МэВ/нуклон, после чего он передается комплексу накопительных колец (см. разд. 3.5). Для ряда задач требуются более высокие энергии. Так, эффективное функционирование электрон-РИ коллайдера требует энергий ионов 300–500 МэВ/нуклон. Дальнейшее повышение энергии ускорения ионов от ~ 30 до ~ 500 МэВ/нуклон проходит в бустере-синхротроне с максимальным темпом изменения магнитного поля FRR (Fast Ramping Ring, рабочий цикл менее 0.1 с). В зависимости от схемы постускорения время до инжекции в экспериментальное кольцо CR будет составлять 0.1–0.5 с.

Таким образом, проект DERICA объединяет конструктивные особенности и возможности как комплексов РИ, основанных на технологии in-flight, так и основанных на технологии ISOL. По сравнению с ранее предложенными подходами концепция DERICA дает существенный выигрыш по времени, протекающему до начала измерений, что может быть критично для исследования короткоживущих РИ.

2.3. Стадийность проекта

Проект разбит на относительно короткие научно-мотивированные стадии. Первые очереди проекта дадут научные результаты уже через ~ 3 –5 лет после начала строительства. Каждые 3–5 лет будет вводиться очередная установка, открывающая новые научные возможности. Стадийность

в разворачивании проекта позволяет уменьшить многие технологические риски, связанные с проектом. В частности, это снимет остроту (но, конечно, не устранит полностью) проблемы обеспечения высококвалифицированными кадрами.

2.4. Возможности прикладных и междисциплинарных исследований

Ускорительный комплекс DERICA является источником пучков *любоx* стабильных ионов с $Z = 5$ –92 исключительно высокой интенсивности (1–5 етА) вплоть до энергий ~ 160 МэВ/нуклон. Стабильные и радиоактивные пучки меньших интенсивностей будут доступны до энергий ~ 500 МэВ/нуклон. Это делает ускорительный комплекс DERICA пригодным для большого числа прикладных задач из различных областей: физика плазмы и физика высоких плотностей энергии, спектроскопия изомерных ядер, нейтронная физика, материаловедение и радиационная стойкость материалов, радиационное тестирование компонент микроэлектроники, радиационная биология, ядерная и радиационная медицина. При этом вследствие весьма высокой интенсивности первичных ионных пучков многие из этих задач могут решаться в “фоновом режиме” (используя незначительную часть полного тока), не пересекаясь с решением основных научных задач.

2.5. Парадигма пользовательского центра

DERICA планируется в современной парадигме пользовательского центра (так называемого user facility), когда пучковое время на любой установке предоставляется внешним пользователям в соответствии со стандартизированной процедурой. Комплекс, таким образом, должен стать базовым центром по фундаментальной и прикладной ядерной физике низких энергий у нас в стране и в странах-участницах ОИЯИ. При этом группы из различных исследовательских организаций получают (а) доступ к сложным и дорогим инструментам общего пользования и (б) возможность развивать и эксплуатировать свое оборудование без необходимости поддерживать всю инфраструктуру получения пучков редких изотопов высокой интенсивности.

2.6. “Окно возможностей”

DERICA — проект умеренной стоимости (оценка $\sim \$400$ млн). В современной физике ядра и элементарных частиц типичная стоимость проектов мирового класса сегодня начинается от величин в

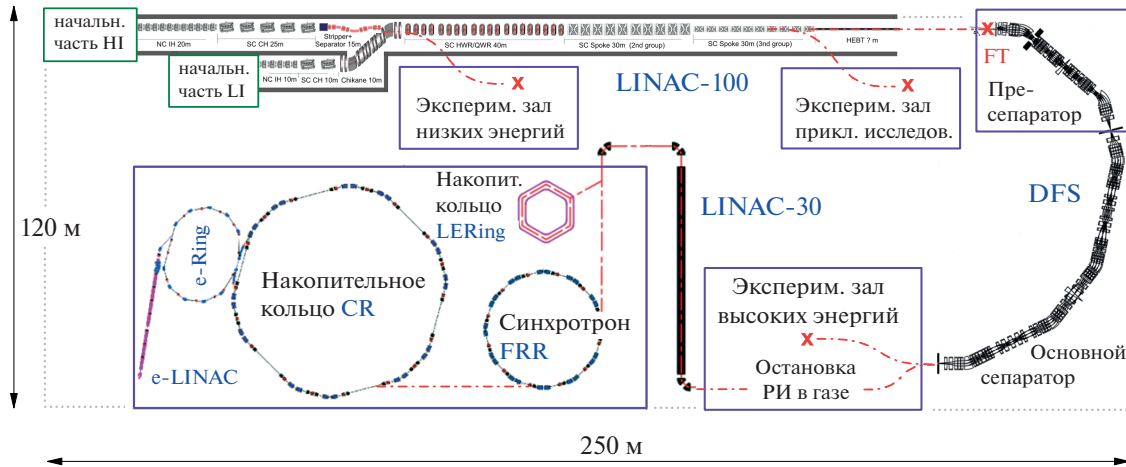


Рис. 1. Предварительный общий вид установок проекта DERICA. Сверхпроводящий сильноточный ускоритель-драйвер непрерывного действия LINAC-100 доводит энергию пучка стабильных ионов до 100–160 МэВ/нуклон (см. разд. 3.1). Радиоактивные изотопы рождаются на производящей мишени FT (fragmentation target); первичный пучок и ненужные фрагменты поглощаются в радиационно-нагруженной зоне пресепаратора DFS. Искомые РИ отбираются основным сепаратором DFS (см. разд. 3.4) и используются в экспериментальной зоне высоких энергий: либо для реакций при промежуточных энергиях (50–100 МэВ/нуклон), либо останавливаются в газе. Остановленные в газе РИ ионизируются, ускоряются импульсным нормально проводящим ускорителем LINAC-30 до ~30 МэВ/нуклон и передаются комплексу накопительных колец (см. разд. 3.5). В том числе для дальнейшего ускорения (синхротрон FRR, ~500 МэВ/нуклон) и исследования в коллайдере CR/e-Ring.

5–10 раз выше. Возможность создания ядерно-физического комплекса с актуальной и перспективной на мировом уровне программой, и с относительно скромным бюджетом определяется особенностью момента. Например, из-за сложностей в реализации проекта FAIR часть научной программы может быть реализована в рамках DERICA. Физика радиоактивных изотопов активно развивается во многих странах, и это “окно возможностей” не будет длительным.

3. СТАТУС ПРОЕКТА DERICA

В настоящий момент в ОИЯИ развернута программа по проведению НИОКР, созданию прототипов “критических” компонентов проекта и технико-экономическому обоснованию всего проекта DERICA. Эта программа выполняется в сотрудничестве с ведущими отечественными центрами, прежде всего НИЦ КИ–ИТЭФ, МИФИ, ИЯФ СО РАН, РФЯЦ–ВНИИТФ. К критическим компонентам проекта относятся узлы и установки, от которых зависит выполнимость научной программы DERICA в целом и/или для развития которых требуется длительное время. Научная программа проекта опубликована в работе [4]. Со статусом программы DERICA можно ознакомиться также на сайте [5]. Предполагаемый общий вид базовых установок проекта DERICA показан на рис. 1. Далее в этом разделе кратко представлены

результаты НИОКР 2019–2020 гг. по направлениям ускоритель-драйвер LINAC-100, фрагмент-сепаратор DFS, комплекс накопительных колец.

3.1. Общие замечания по LINAC-100

Базовой установкой для проекта DERICA будет являться ускоритель-драйвер пучка стабильных ионов LINAC-100, возможность реализации проектных параметров которого является ключевым фактором для успеха всего проекта. Ускоритель должен работать в непрерывном (continuous wave, cw) режиме и обеспечивать на выходе для тяжелых ионов (Xe, Bi, U) энергию до 100 МэВ/нуклон (отсюда и название ускорителя) с интенсивностями ~20 рмА и для легких ионов (B, Ne, Ca) до 160 МэВ/нуклон при ~300 рмА. При этом предполагается поэтапное строительство LINAC-100 с возможностью использования пучка для экспериментов при более низких энергиях по мере готовности ускорителя, см. “экспериментальный зал низких энергий” на рис. 1. Для достижения заявленных амбициозных параметров пучка тяжелых ионов на выходе ускорителя-драйвера LINAC-100 требуется проведение НИР с использованием самых передовых технологий. Значительные успехи в развитии линейных тяжелоионных ускорителей были достигнуты в последнее десятилетие в IMP (Ланчжоу, Китай), GANIL (Кан, Франция) и FRIB (Ист-Лансинг, США) [6–12]. С учетом

этого опыта и прогрессирующих технологий ускорения частиц проектируемый ускоритель LINAC-100 может превзойти по интенсивности в 3–30 раз существующие мировые аналоги.

Для создания высокоинтенсивного ускорителя тяжелых ионов и достижения заявленных параметров пучка ионов в LINAC-100 необходимо решить ряд принципиальных задач, основными из которых являются:

1. Генерация и формирование ионных пучков с максимально высоким зарядовым состоянием и интенсивностью не менее $20 \mu\text{A}$ и минимально достижимым эмиттансом пучка (требование по эмиттансу является абсолютно критическим, так как при высоких проектных токах и энергиях ускорение должно происходить практически без потерь);

2. Разработка *начальной части* ускорительного комплекса, включающей структуру с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ, Radio Frequency Quadrupole focusing, RFQ), резонаторы с трубками дрейфа (DTL) и каналы шестимерного согласования ионного пучка между ними, а также ионного пучка, генерируемого ионным источником, с RFQ;

3. Разработка технологий изготовления, настройки и поддержания стабильности параметров нормальнопроводящих RFQ- и DTL-резонаторов при работе в *sw*-режиме;

4. Разработка систем для ускорения ионных пучков на основе СП-резонаторов и освоение технологий их производства;

5. Разработка ВЧ-генераторов, предпочтительно на твердотельных усилителях, работающих в *sw*-режиме;

6. Разработка систем диагностики высокоинтенсивного *sw*-пучка в широком диапазоне энергий.

В настоящее время проекты ускорителей-драйверов для производства радиоактивных изотопов, а также ускорителей для ядерной энергетики или генераторов нейтронов на основе реакции скалывания (Spallation Neutron Source, SNS) в мире разрабатываются и создаются по практически одинаковым схемам: линейный ускоритель RFQ и модульная часть ускорителя, большая часть которого построена на сверхпроводящих элементах. Однако следует понимать, что ряд вопросов не имеет общепринятых решений, и должны быть найдены решения, адаптированные непосредственно к проекту DERICA.

Тяжелые ионы (HI) с зарядностью $A/Z \sim 6-8$ при интенсивности в несколько десятков μA и легкие ионы (LI) с зарядностью $A/Z \sim 3-4$ при интенсивности в несколько сотен μA могут быть

получены в источниках на основе электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР-источниках). Начальная часть ускорителя включает ЭЦР ионный источник (или несколько источников), канал для шестимерного согласования пучка при низких энергиях, ускоряющую секцию с RFQ и несколько коротких И-резонаторов (нормально- и/или сверхпроводящих).

Базовая версия общей схемы LINAC-100 показана на рис. 2. Для задач проекта DERICA должны ускоряться ионы в широком диапазоне $A/Z \sim 3-8$. Создание RFQ под такой диапазон возможно, но его габариты будут очень велики. Поэтому возможны два подхода.

(i) Может быть использована универсальная начальная часть, оптимизированная на тяжелые ионы с $A/Z \sim 7$, а ускорение в ней легких ионов будет идти с невысокой зарядностью (например, ионов бора с зарядностью $2+$ и кальция с зарядностью $6+$). Для легких ионов в этом случае потребуется в составе начальной части отдельный ионный источник.

(ii) Альтернативой является включение в состав ускорителя двух начальных частей: для относительно легких ионов от бора до кальция (LI) и тяжелых ионов (HI) вплоть до урана (именно эта версия схемы LINAC-100 показана на рис. 2).

В большинстве проектов ускорителей-драйверов ионных пучков для уменьшения длины и стоимости ускорителя используются стрипперы, позволяющие повысить зарядность ускоряемых ионов и тем самым уменьшить величину полного ускоряющего напряжения. Энергия, при которой устанавливается стриппер, значительно различается для различных проектов: от 1.4 МэВ/нуклон на ускорителе UNILAC (GSI, Дармштадт, Германия) до 25 МэВ/нуклон на ускорителе FRIB (MSU, Ист-Лансинг, США). В LINAC-100 предполагается установить стриппер при энергии пучка ионов порядка 10 МэВ/нуклон.

Выбор энергии перехода к СП-резонаторам для ускорения пучка в диапазоне энергий от 0.3–0.5 (на выходе секции с RFQ) до 10 МэВ/нуклон является одним из сложных вопросов при проектировании LINAC-100. В настоящее время он активно прорабатывается с учетом зарубежного опыта. Необходимо отметить, что выбор энергии перехода на сверхпроводящие резонаторы должен зависеть не только от результатов моделирования динамики пучка и оптимизации электродинамических характеристик резонаторов, но и от сравнительной стоимости и энергопотребления нормально- и сверхпроводящего вариантов для этого участка ускорителя, а также от уровня развития технологии производства сверхпроводящих резонаторов в РФ и за рубежом.

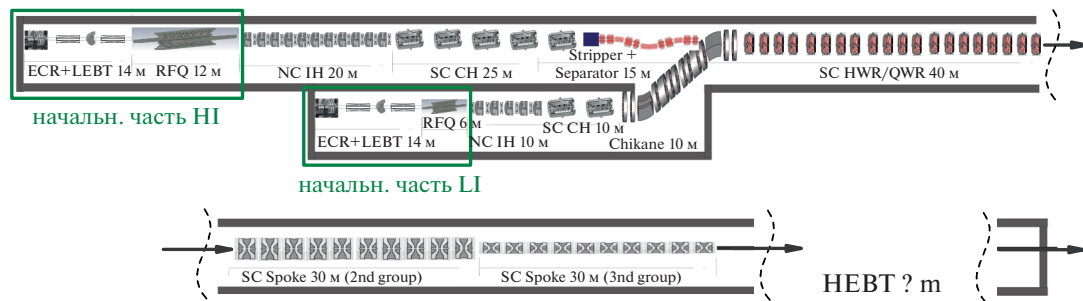


Рис. 2. Общая схема ускорителя-драйвера LINAC-100. ECR — ионный источник на электрон-циклотронном резонансе; LEVT — канал транспортировки пучка при низких энергиях, в котором происходит шестимерное согласование его параметров на вход в первую ускоряющую секцию; RFQ — ускоритель-группирователь с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой; NC IH — нормально проводящие ускоряющие резонаторы H-типа; SC CH — сверхпроводящие ускоряющие резонаторы H-типа, например CH-резонаторы; Stripper + Separator — стриппер для повышения зарядности пучка и магнитная система для сепарации ионов с заданной зарядностью; SC HWR/QWR — сверхпроводящие четверть- и полуволновые коаксиальные ускоряющие резонаторы; SC Spoke — сверхпроводящие Spoke-резонаторы (“спицевые”), две группы; HEVT — канал транспортировки пучка при высоких энергиях. Это резервное место, и его длина определяется закладываемой возможностью апгрейда LINAC-100 по энергии (предположительно до 200 МэВ/нуклон).

При энергиях выше 10 МэВ/нуклон в настоящее время используются только сверхпроводящие резонаторы. Так как при энергии от 10 до 100–160 МэВ/нуклон нет возможности использовать только один типоразмер СП-ускоряющих резонаторов, этот участок разбивается на несколько групп (конкретно — три), каждая из которых состоит из идентичных резонаторов.

3.2. Прототип начальной части LINAC-100

Интенсивность пучка, достижимая на линейном ускорителе, ограничивается прежде всего производительностью его начальной части. Для решения этой задачи в рамках проекта DERICA начато проектирование стенда — прототипа начальной части. Стенд включает в себя высоковольтную платформу (~200 кВ) с расположенным на ней ЭЦР-источником, канал шестимерного согласования пучка, генерируемого ЭЦР, с RFQ, а также начальные секции RFQ, см. рис. 3.

На сегодняшний день практически единственным решением в области генерации высокоинтенсивных непрерывных пучков ионов высокой зарядности являются ЭЦР-источники. На лучших ЭЦР-источниках с магнитной системой на сверхпроводниках и работающих на частоте 28 ГГц, созданных в IMP (Ланчжоу, Китай) и LBNL (Беркли, США) [13, 14], требуемые для проекта DERICA интенсивности достигнуты для ионов урана с зарядом 34+. В ЛЯР ОИЯИ имеется богатый опыт разработки ЭЦР-источников и совместно с НИЦ КИ–ИТЭФ начата работа по созданию источника данного поколения. В работу вовлечены НИИЭФА им. Ефремова (С.-Петербург) и ИПФ РАН (Нижний Новгород). Одновременно начата работа по

разработке системы формирования ионного пучка, призванной минимизировать эмиттанс пучка с требуемой для проекта DERICA интенсивностью. Работа ведется при поддержке экспертов из GSI, LNL–INFN (Леньяро, Италия), IMP (Ланчжоу, Китай). При создании высоковольтной платформы используется опыт создания платформ для циклотрона DC-280 [15], линейных ускорителей в LNL–INFN [16] и индийского проекта IPR [17].

Разработка св-RFQ ведется совместными усилиями ИТЭФ и ВНИИТФ им. Е. И. Забабахина с использованием их успешного опыта по разработке линейного ускорителя в рамках проекта NICA [13]. На сегодняшний день технология создания св-RFQ находится в стадии освоения ведущими ускорительными лабораториями мира. Уже есть примеры действующих св-RFQ, однако работающих на пучках малой интенсивности [14]. Специалистами ИТЭФ были рассмотрены несколько вариантов формирования ускорительного канала для пучка ионов U^{34+} интенсивностью 1 емА и эмиттансом 1π мм мрад. Возможность получения пучка с такими рекордными характеристиками еще не имеет экспериментального подтверждения. Поэтому при разработке начальной части HI для LINAC-100 закладывалось отношение акцептанса канала к эмиттансу пучка, равное шести. По результатам моделирования было показано, что при использовании гармонического банчера на входе в RFQ для шестимерного согласования можно добиться 100% захвата ионов в режим ускорения, см. рис. 3. При этом обеспечивается минимальный рост поперечного и, самое главное, продольного эмиттансов пучка. Разработан вариант нормальнопроводящего канала, обеспечивающий 100% ускорение ионов пучка от выхода RFQ (работающего на частоте

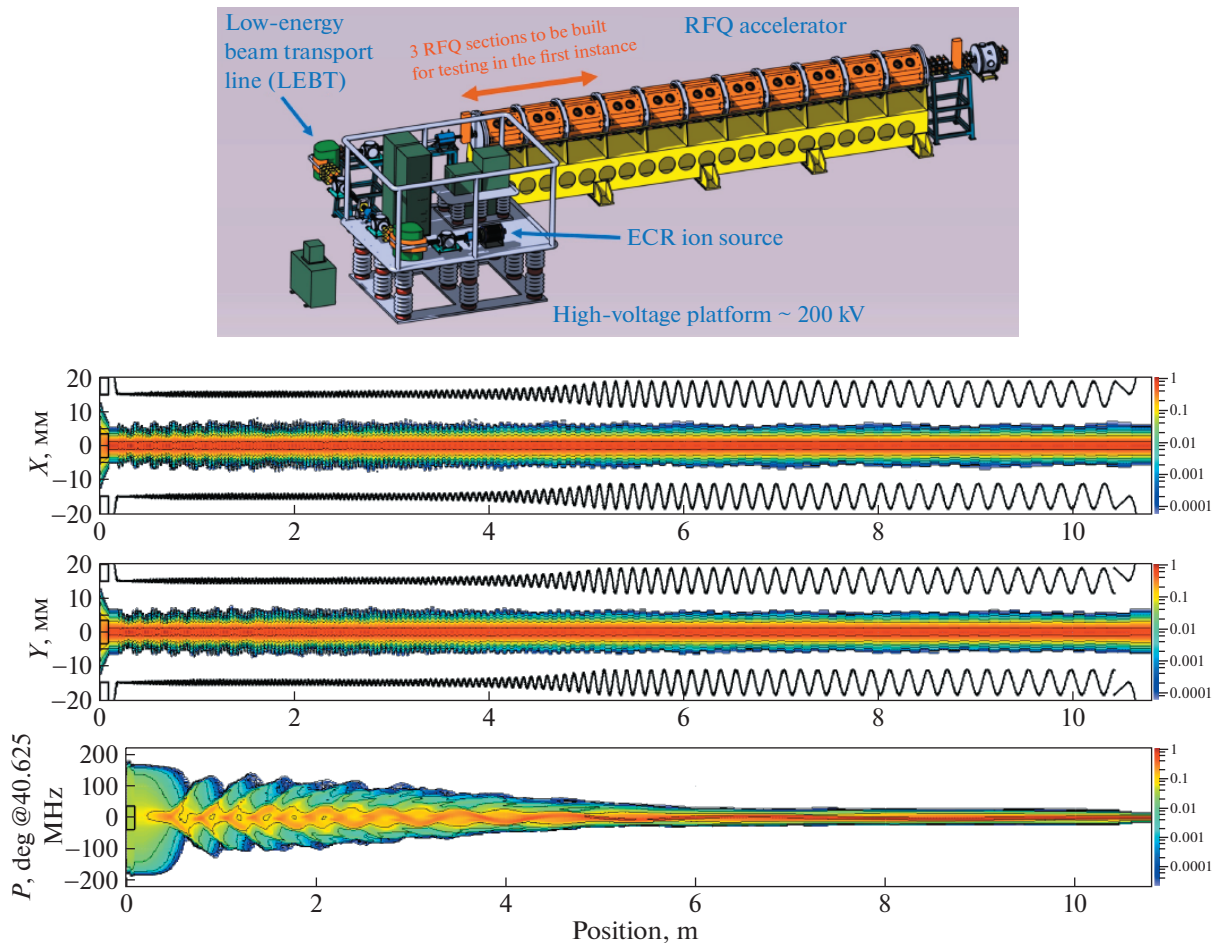


Рис. 3. Предполагаемая конфигурация стенда начальной части ускорителя LINAC-100 и результат моделирования динамики пучка в RFQ (40.625 МГц) при шестимерном согласовании пучка.

40.625 МГц) до энергии 10 МэВ/нуклон и включающий два типа DTL (работающих на частотах 81.25 и 162.5 МГц) на основе малозазорных резонаторов. Целесообразность создания нормальнопроводящего канала обусловлена минимизацией рисков, а также тем фактом, что выход на эту энергию позволит начать осуществление экспериментальной научной программы по ряду направлений: барьеры деления сложных ядер, реакции много-нуклонных передач, прикладные исследования и др. [4].

На начальном этапе запланированы работы с пучком по настройке канала шестимерного согласования и тестированию нескольких (2–4) секций RFQ с использованием 14 ГГц ЭЦР на постоянных магнитах (низкая зарядность, но высокий ток — например, ~ 3 еА $^{14}\text{N}^{2+}$). Предполагается, что ВЧ-мощность для резонаторов будет получена от твердотельных усилителей мощности. В РФ выпуском таких усилителей занимаются два центра: ТРИАДА-ТВ и НИИТФА. Для оснащения стенда современными системами диагностики парамет-

ров пучка ведутся разработки специализированных датчиков силами ОИЯИ, ИТЭФ и ИЯИ РАН. В дальнейшем, по мере создания узлов установки, будет создана начальная часть на основе источника 28 ГГц ЭЦР и RFQ, доведенного до полной энергии (~ 12 секций RFQ), а данный стенд будет использоваться как стенд новых ускорительных технологий.

3.3. Сверхпроводящая часть LINAC-100

Сравнительная эффективность нормально- и сверхпроводящих (СП) ускоряющих структур определяется различием физических эффектов, ограничивающих предельную напряженность поля в резонаторах. Для нормальнопроводящих ускоряющих структур она ограничена высококачественным пробоем, для сверхпроводящих — квенч-эффектом, который возникает при повышении предельного магнитного поля на поверхности резонатора. В отдельных случаях предельно возможное поле в СП-резонаторах оказывается в 2.0–3.5 раза выше по сравнению с нормальнопроводящими. Также в последнее десятилетие наблюдается отказ

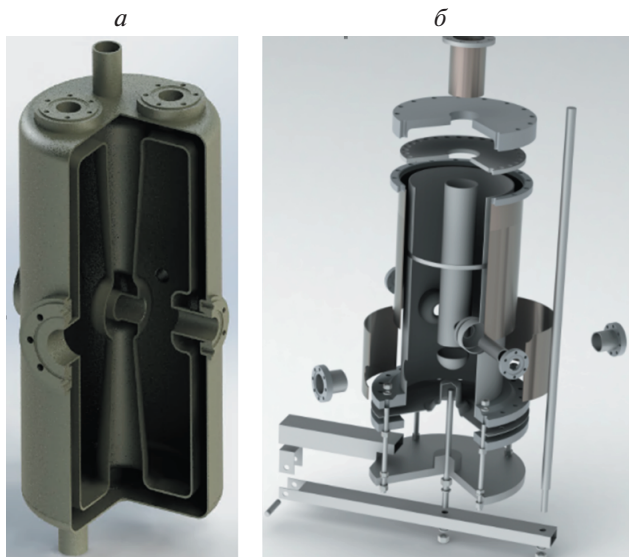


Рис. 4. Разработанные коллаборацией ОИЯИ, МИФИ, ФТИ НАНБ и ИЯП БГУ сверхпроводящие полуволновые (а) и четвертьволновые (б) ускоряющие резонаторы.

от применения классических резонаторов Е-типа с трубками дрейфа (ускорителей Альвареца) в пользу более компактных и энергоэффективных ускорителей на основе резонаторов Н-типа. Например, для промежуточных энергий (от 1.4 МэВ/нуклон) в GSI была показана работоспособность многозазорных сверхпроводящих СН-резонаторов [18], однако более эффективными они становятся при энергии выше 3–3.5 МэВ/нуклон.

Для LINAC-100 была промоделирована динамика пучка в СН-резонаторах для диапазона энергий 3–10 МэВ/нуклон. В ходе исследования динамики пучка в LINAC-100 было показано, что необходимо будет использовать или 15 СП шести-зазорных СН-резонаторов (90 ускоряющих зазоров), или 44 аналогичных нормальнопроводящих резонатора (264 зазора). Вместе с тем необходимо отметить большую сложность изготовления и высокую стоимость СП СН-резонаторов.

При энергии пучка до 10 МэВ/нуклон предполагается установить стриппер, который позволит сильно повысить зарядность ионов урана с U^{34+} до U^{60+} , что сократит необходимое количество резонаторов и существенно уменьшит стоимость ускорителя. Тип стриппера (газовый или на жидком литии) в настоящее время обсуждается, так как в различных тяжелоионных ускорителях используются разные подходы. В ускорителе UNILAC (GSI) много лет успешно эксплуатируется газовый стриппер, в проекте FRIB планируется использование жидкого лития. Необходимо отметить, что для ионов урана эффективность обдирки для одной

итоговой зарядности будет составлять 20–25%. Для повышения интенсивности пучка после обдирки можно рассмотреть возможность совместного ускорения в сверхпроводящей части трех соседних зарядностей, что теоретически позволит сохранить более 60% интенсивности исходного пучка, однако до настоящего времени этот способ экспериментально для непрерывных пучков не проверен (в ускорителе-драйвере комплекса FRIB планируется ускорить после стриппера две соседние зарядности).

После стриппера следует основная сверхпроводящая часть ускорителя, предназначенная для ускорения пучка в диапазоне энергий 10–100 МэВ/нуклон. По результатам моделирования динамики пучка [19] эту часть ускорителя предложено разделить на три участка с резонаторами различных типов. Первая группа должна состоять из коаксиальных двухзазорных полуволновых резонаторов (до энергии около 35 МэВ/нуклон), при более высоких энергиях предполагается использовать два типа Spoke-резонаторов. Численное моделирование динамики показало, что общее число резонаторов, которые необходимо использовать в диапазоне энергий 10–100 МэВ/нуклон, составляет 92, а общая длина сверхпроводящей части составит около 100 м (без учета технологических промежутков, необходимых для размещения блоков диагностики параметров пучка и поворотных магнитов, предназначенных для отвода пучка в экспериментальные каналы).

Ключевой проблемой в создании СП-части LINAC-100 является отсутствие у нас в стране технологий, необходимых для их серийного производства. За последние годы коллаборацией ОИЯИ, МИФИ и ряда белорусских организаций, в основном ФТИ НАНБ и ИЯП БГУ, начаты работы по освоению таких технологий [20, 21]. Завершена разработка сверхпроводящего полуволнового коаксиального резонатора, изготовлен его медный прототип, который показал полное соответствие параметров расчетным значениям. Изготовление первого СП-резонатора из ниобия ожидается в конце 2020 г. На рис. 4 показаны разработанные модели полуволновых и четвертьволновых резонаторов, изготовление и тестирование которых ведется в настоящее время.

3.4. Фрагмент-сепаратор DFS

При интенсивностях $\sim 20\text{--}300 \mu\text{A}$ ($\sim 10^{14}\text{--}10^{15}$ ионов в секунду) на выходе DFS мы должны получать $\sim 10^3\text{--}10^9$ вторичных ионов в секунду (в зависимости от задачи). На производящей мишени и в зоне остановки первичного пучка в сумме может выделяться до мегаватта тепловой энергии. При

этом может генерироваться до 5×10^{14} нейтронов в секунду (это даже позволяет планировать проведение прикладных исследований с нейтронами). Технические требования, предъявляемые к перспективному фрагмент-сепаратору проекта DERICA, являются по-настоящему экстремальными.

Сепаратор фрагментов выполнен по двухкаскадной схеме, включающей пресепаратор и основной сепаратор со сложением дисперсий каскадов, см. рис. 5. Такая двухкаскадная схема реализована на фрагмент-сепараторе BigRIPS (RIKEN, Япония) [22] и является стандартной для перспективных фабрик РИ: конструкция пресепаратора в значительной мере определяется необходимостью организовать поглощение первичного пучка высокой интенсивности (см., например, SuperFRS@FAIR [23] или ARIS@FRIB [24]). Для упрощения эксплуатации DFS в экстремальных радиационных условиях была поставлена задача создания высокоэффективной установки, используя только нормальнотрансверсальные магнитные элементы. Список элементов включает 6 дипольных магнитов, 48 квадрупольных, 26 секступольных и 12 октупольных линз. Учитывая мировой опыт фабрик РИ, была предложена С-образная схема магнитных элементов с общим углом поворота 174° , предполагающим наличие перед мишенью дополнительного 6° отклоняющего магнита для того, чтобы исключить обратный поток “баллистических” частиц от производящей мишени в ускоритель. Все мультипольные магниты, кроме двух первых квадрупольных, имеют диаметр апертуры 35 см. Высота межполюсного зазора дипольных магнитов 10 см.

Сепаратор рассчитан на магнитную жесткость исследуемых фрагментов до 7 Тм. Угловой акцептанс сепаратора составляет ± 50 мрад в плоскости дисперсии и ± 30 мрад в перпендикулярном направлении. Акцептанс по импульсам составляет $\Delta P/P = \pm 3\%$ (FWHM). Ионно-оптическая схема сепаратора выполнена с полной компенсацией пространственных aberrаций изображения второго порядка и компенсацией наиболее существенных aberrаций третьего порядка.

В пресепараторе использованы дипольные магниты с 35° углом поворота и наклонной выходной границей для создания промежуточной пространственной фокусировки пучка фрагментов в месте расположения гасителя первичного пучка (см. рис. 5). Пресепаратор обладает разрешающей способностью первого порядка $P/\Delta P = 1500$ при диаметре первичного пучка на мишени 1 мм. Дисперсия по импульсу в плоскости дегрейдера (средней плоскости пресепаратора) составляет 2 м.

Основной сепаратор использует четыре дипольных магнита с углами поворота 26° и может работать в двух режимах, показанных на врезке рис. 5.

В режиме (I) первые два дипольных магнита включены по схеме сложения дисперсий, ахроматичный дегрейдер расположен в середине основного сепаратора, а последние два дипольных магнита компенсируют дисперсию первых, обеспечивая ахроматичную транспортировку пучка. Разрешающая способность первого порядка основного сепаратора в этом режиме составляет $P/\Delta P = 3000$, а дисперсия по импульсу в плоскости дегрейдера равна 5 м. В режиме (II) ахроматичный дегрейдер расположен в плоскости изображения между первым и вторым дипольными магнитами, которые включены по схеме компенсации дисперсии первого магнита вторым. При этом ахроматичное изображение образуется в средней плоскости основного сепаратора, в которой производится пространственная сепарация фрагментов. Разрешающая способность основного сепаратора в таком режиме равна $P/\Delta P = 1500$, а дисперсия по импульсу в плоскости дегрейдера составляет 5.4 м. Оставшаяся вторая половина основного сепаратора используется при этом как транспортирующая система для времяпролетной идентификации фрагментов. В режиме (II) акцептанс основного сепаратора по импульсу несколько уменьшается и составляет $\Delta P/P = \pm 2.5\%$ (FWHM).

3.5. Комплекс накопительных колец

В настоящий момент в рамках проекта DERICA предлагается создание комплекса из трех накопительных колец, см. рис. 1. Бустер-ускоритель Fast Ramping Ring (FRR) предназначен для захвата и последующего ускорения пучка редких ионов, поступающего из линейного ускорителя LINAC-30. Накопительное кольцо Collector Ring (CR) оптимизировано для проведения различных экспериментов с накопленным пучком РИ. Одним из важнейших экспериментов всего проекта является изучение внутренней структуры экзотических ядер с помощью рассеяния на них встречного пучка электронов высокого качества. Для создания таких пучков используется кольцо Electron Ring, имеющее с CR одно место встречи. Дополнительно рассматривается вопрос о необходимости четвертого кольца, специализированного для экспериментов с ионами в области низких энергий (Low-Energy Ring — LERing).

Инжекция в бустер-ускоритель FRR происходит в многооборотном режиме на энергии 30 МэВ/нуклон. Апертуры магнитных элементов кольца могут быть относительно небольшими, так как поступающий пучок уже заранее охлажден согласно схеме всего проекта. Максимальная энергия, до которой ускоряются РИ, составляет 500 МэВ/нуклон. Таким образом, энергия пучка изменяется в 17 раз, но жесткость магнитного поля

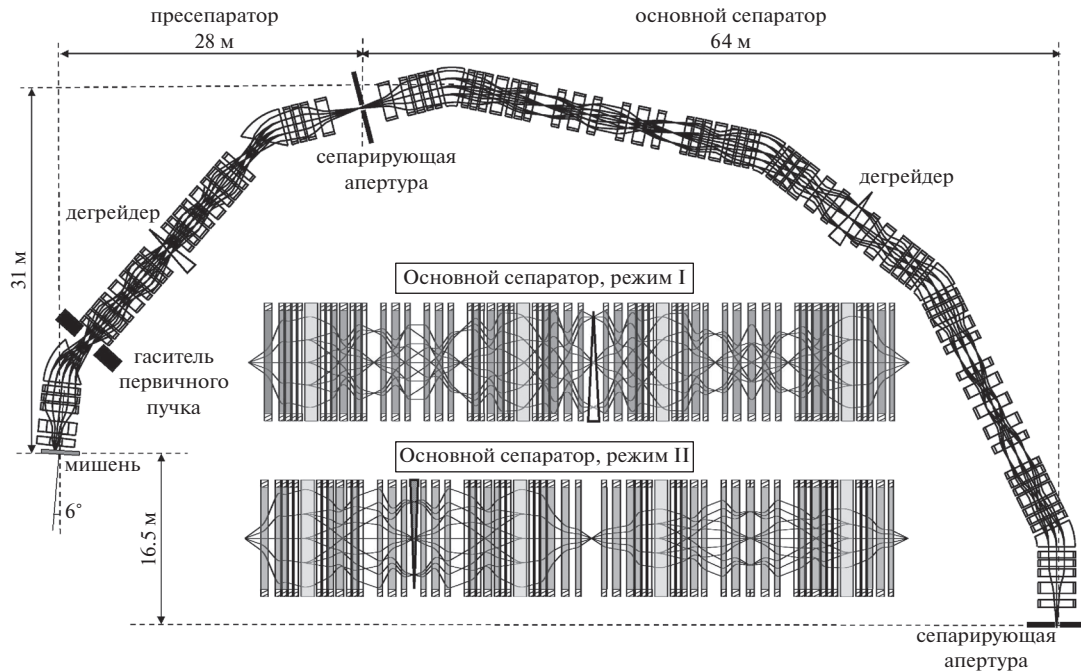


Рис. 5. Общий план фрагмент-сепаратора DFS и траектории ионов в линейном приближении в основном сепараторе в двух режимах: (I) максимальной разрешающей способности и (II) половинной разрешающей способности с использованием второй половины основного сепаратора для времяпролетных измерений.

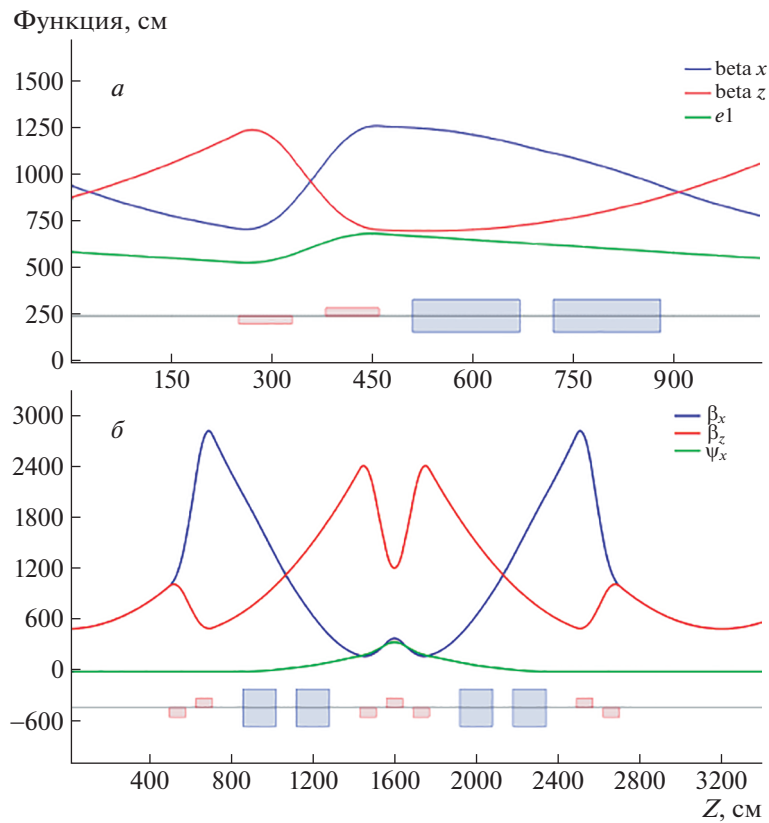


Рис. 6. Оптические функции одного периода структуры для бустер-накопителя FRR (а) и накопительного кольца CR (б).

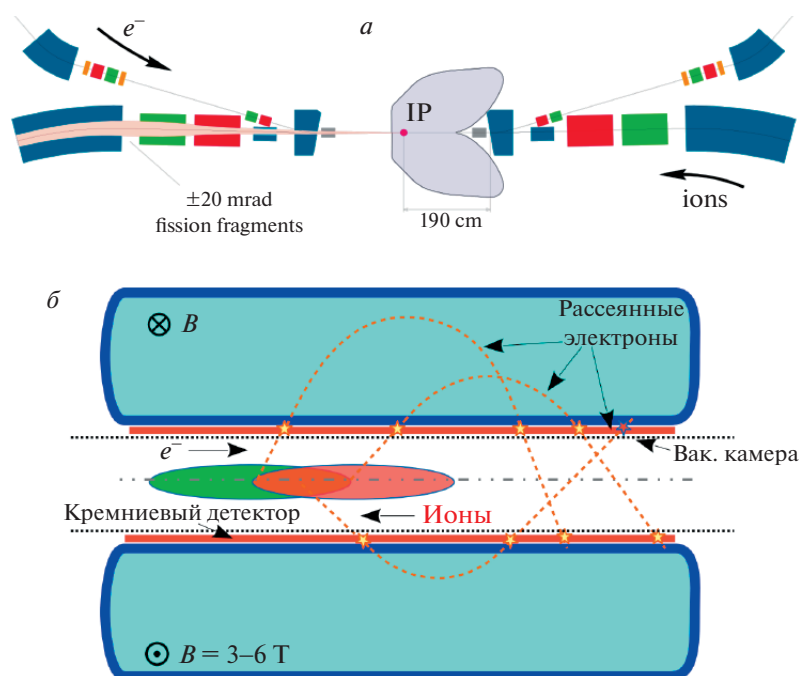


Рис. 7. а — Схема организации промежутка встречи со стандартным электронным спектрометром (“бабочка”). б — Схема продольного сечения альтернативного электронного спектрометра с тороидальными сверхпроводящими катушками.

изменяется менее чем в 5 раз, от 2.1 до 9.8 Т, что упрощает достаточно амбициозную задачу по созданию бустер-накопителя с рабочим циклом в 0.1 с. Предлагаемая на данном этапе разработки длина кольца составляет 105 м, что при радиусе поворота в 6.1 м дает изменение поля в поворотных магнитах от 0.35 до 1.6 Т. Такие параметры могут быть обеспечены без использования сверхпроводящих элементов для создания магнитной структуры кольца. Секторные поворотные магниты сгруппированы по два и имеют угол поворота в 15°. Оптика кольца использует дублетную схему квадрупольных линз, что дает большую гибкость по выбору бетатронной рабочей точки и большой акцептанс, что необходимо для многооборотной инжекции [25]. Двенадцатикратная симметрия позволяет подавить большую часть бетатронных резонансов. Оптические функции для одного периода кольца представлены на рис. 6а. При этом градиенты магнитного поля в квадрупольных линзах умеренные, до 5 Т/м. После инжекции пучок группируется с помощью ВЧ-системы, ускоряется до энергии эксперимента и перепускается в СР по однооборотной схеме. Возможно использование дополнительных структур ВЧ для объединения сгустков перед выпуском.

Накопительное кольцо СР имеет шестигранную форму, что позволяет лучше вписаться в рабочий зал проекта DERICA и дает дополнительные возможности для одновременного проведения нескольких исследований за счет достаточного

количества экспериментальных промежутков. Общая длина кольца — 193 м, а длина каждого из шести прямых участков — около 10 м. Один промежуток занят под однооборотную инжекцию — накопитель может работать как в режиме с распущенным пучком, для чего требуется выключить ВЧ-систему после впуска, так и в многосгустковом режиме с общим количеством банчей до 120. В другом техническом промежутке расположена установка электронного охлаждения, что необходимо для поддержания высокого качества пучка во время экспериментов (например, эмиттанс пучка ионов порядка 50 мм мрад в режиме коллайдера при токах до 1.5×10^{10} частиц $^{11}\text{Be}^{4+}$). На данном этапе разработки использование стохастического охлаждения не предполагается. Остальные четыре промежутка СР используются для размещения экспериментов, в частности экспериментов с газовой мишенью, с нейтронной мишенью и с встречными электрон-ионными пучками. Оптика кольца оптимизирована таким образом, чтобы с помощью ахроматических арок дисперсия пучка занулялась во всех прямых промежутках. Каждая арка состоит из четырех секторных поворотных магнитов с углом 15° и полем до 1.6 Т (не исключается использование однотипных магнитов с бустер-накопителем для удешевления проекта) и семи квадрупольных линз длиной 1 м и силой до 5 Т/м. Оптические функции одного периода кольца представлены на рис. 6б.

Самым сложным экспериментом с точки зрения

ускорительной инфраструктуры является, безусловно, эксперимент со встречными пучками электронов и редких ионов. Так как проведение эксперимента требует значительного изменения магнитной структуры экспериментального кольца и оба типа пучков невозможно накапливать в одном кольце ввиду значительно различных релятивистских параметров β , то рассматривается следующая схема эксперимента — пучки электронов накапливаются в отдельном пучке Electron Ring, имеющем существенно меньший периметр по сравнению с CR, а место встречи вынесено относительно стандартной орбиты ионного кольца с помощью специальной (так называемой “bypass”) структуры. Таким образом, можно отдельно сгруппировать все дополнительные элементы, необходимые только для работы в режиме коллайдера и минимизировать накладываемые ими ограничения на остальные режимы работы. Таковыми элементами являются квадруполь финального фокуса обоих колец, необходимые для создания малых размеров пучков в месте встречи, поворотные магниты и дипольные корректоры для сведения и разведения пучков, датчики положения пучков, детекторы рассеянных ионов, детектор-спектрометр для регистрации электронов, рассеянных на ядрах редких ионов. Общая длина bypass-структуры около 30 м, а место встречи смещено относительно стандартной орбиты CR примерно на 1.5 м. Все магнитные элементы вокруг промежутка встречи имеют противоречивые параметры — с одной стороны, они должны иметь большую апертуру, так как поперечный размер пучка быстро растет с удалением от места встречи, с другой — высокие значения градиентов магнитного поля, при сохранении его качества. Чтобы выполнить все эти требования, предлагается использовать для элементов bypass сверхпроводящие магниты. Общая схема промежутка встречи показана на рис. 7а.

Электронное кольцо Electron Ring имеет периметр 56 м. Его длина подобрана таким образом, чтобы один сгусток электронов сталкивался с пятью сгустками редких ионов. При этом учтены разницы в скоростях для электронов, движущихся практически со скоростью света, и ионов, имеющих $\beta \approx 0.75$ для максимальной энергии 500 МэВ/нуклон. Такая схема может вести к усилению когерентных эффектов встречи, но позволяет минимизировать стоимость создания установки. Энергия электронного кольца может варьироваться в пределах 200–500 МэВ. Все магнитные элементы электронного кольца, кроме элементов промежутка встречи, предполагаются нормальнопроводящими.

Светимость в эксперименте со встречными пучками электронов и редких ионов зависит от производительности источника ионов, от мощности

электронного охлаждения, от параметров встречи и многих других. Предварительные оценки показывают, что предельная достижимая светимость для пучка ионов $^{11}\text{Be}^{4+}$ составляет $5 \times 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а для $^{238}\text{U}^{92+}$ — $2 \times 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Оценки делались для энергии ионов 300 МэВ/нуклон. В данный момент в разработке находятся два варианта электронного спектрометра для промежутка встречи. Один, нормальнопроводящий, наследует принципы, предложенные при разработке аналогичного проекта ELISE@FAIR [26]. Отворачивающее поле для рассеянных электронов в этом варианте создается с помощью специально профилированного дипольного магнита, а последующая фокусировка с помощью серии дополнительных квадрупольных линз и магнитов. Положительными сторонами этого варианта являются относительная простота конструкции, отрицательными — малый захватываемый телесный угол: ± 30 мрад по вертикали и $10\text{--}45^\circ$ относительно орбиты установки по горизонтали. Альтернативным вариантом, сильно смягчающим требования по светимости, является спектрометр, где для создания отклоняющего поперечного магнитного поля используются тороидальные катушки, а детектирование происходит прямо на стенках вакуумной камеры, см. рис. 7б. В этом варианте детектируемый телесный угол рассеянных электронов составляет практически 4π , однако создание магнитного поля надлежащего качества в таком случае является задачей высочайшей сложности. Проектная относительная разрешающая способность спектрометра будет составлять $\sim 10^{-4}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значимость проекта DERICA велика не только для решения фундаментальных задач ядерной физики, но и для развития технологической базы физических исследований. Высокочастотная сверхпроводимость, ВЧ-электроника и силовая электроника, технологии линейных нормальнопроводящих и сверхпроводящих ускорителей, работающих в квазинепрерывном режиме, технологии высокого вакуума, мишенный комплекс на мощность пучка порядка 1 МВт и другие “экстремальные” технические аспекты проекта DERICA потребуют привлечения возможностей значительного числа отечественных научных и инженерных организаций. В частности, экспертиза организаций государственной корпорации “Росатом” будет необходима при создании роботизированного мишенного комплекса, работающего в условиях экстремальных радиационных нагрузок.

Выполнение проекта DERICA можно начинать в рамках бюджета ОИЯИ в ограниченном виде (ускоритель на половинную энергию плюс

фрагмент-сепаратор). Даже в таком виде предлагаемый комплекс станет основой перспективной научной программы ОИЯИ мирового класса в области физики радиоактивных изотопов. В полном виде проект DERICA относится к классу “мегасайенс” и в действительности представляет собой не рядовой проект создания изолированной установки, а стратегию развития фундаментальной физики низких энергий в РФ на десятилетия вперед.

Авторы благодарны дирекции ОИЯИ и прежде всего директору ОИЯИ академику В.А. Матвееву за постоянный интерес и финансовую поддержку проекта. Авторы выражают глубокую признательность коллегам из перечисленных в статье научных центров, внесших и вносящих свой вклад в продвижение проекта. Нельзя не упомянуть вклад всех соавторов базовой работы по проекту DERICA в журнале УФН [4]. Особая благодарность за активное участие в работах по проекту С.Л. Богомолу, А.А. Ефремову (ОИЯИ), М.А. Гусаровой, В.С. Дюбкову, М.В. Лалаяну, Ю.Ю. Лозееву, Т.А. Лозеевой, С.В. Мациевскому, А.В. Самошину (МИФИ), А.Л. Ситникову, А.И. Семенникову, В.Г. Кузьмичеву, Д.Н. Селезневу, А.В. Зиятдиновой, Е.Р. Хабибулиной (ИТЭФ), В.И. Залескому (ФТИ НАНБ), П.Н. Остроумову (FRIB), В.А. Барту, Х. Гайсселю, Х. Симону, П. Шпэдтке, С.Г. Ярамышеву (GSI), В. Бикману (SIGMA-PHI), Г. Бизоффи, А. Факко, А. Пальмери (LNL-INFN). Частичная поддержка работы была оказана грантом РФФИ № 17-12-01367-П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. S. Fomichev, L. V. Grigorenko, S. A. Крупко, S. V. Stepanov, and G. M. Ter-Akopian, *Eur. Phys. J. A* **54**, 97 (2018).
2. A. A. Bezbakh, V. Chudoba, S. A. Крупко, S. G. Belogurov, D. Biare, A. S. Fomichev, E. M. Gazeeva, A. V. Gorshkov, L. V. Grigorenko, G. Kaminski, O. A. Kiselev, D. A. Kostyleva, M. Yu. Kozlov, B. Mauey, I. Mukha, I. A. Muzailevskii, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 022502 (2020) [arXiv: 1906.07818].
3. Г. Г. Гульбекян, С. Н. Дмитриев, М. Г. Иткис, Ю. Ц. Оганесян, Б. Н. Гикал, И. В. Калагин, В. А. Семин, С. Л. Богомол, В. А. Бузмаков, И. А. Иваненко, Н. Ю. Казаринов, Н. Ф. Осипов, С. В. Пашенко, В. А. Соколов, Н. Н. Пчелкин, С. В. Прохоров и др., *Письма в ЭЧАЯ* **16**, 653 (2019) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **16**, 866 (2019)].
4. Л. В. Григоренко, Б. Ю. Шарков, А. С. Фомичев, А. Л. Барбанов, В. Барт, А. А. Безбах, С. Л. Богомол, М. С. Головков, А. В. Горшков, С. Н. Дмитриев, В. К. Ерёмин, С. Н. Ершов, М. В. Жуков, И. В. Калагин, А. В. Карпов, Т. Катаяма и др., *УФН* **189**, 721 (2019) [*Phys. Usp.* **62**, 675 (2019)].
5. DERICA project site, <http://derica.jinr.ru>
6. K. Zhu, Y. R. Lu, X. J. Yin, Y. Q. Yang, S. L. Gao, Z. Wang, Y. He, G. Liu, X. H. Zhang, Y. J. Yuan, H. W. Zhao, J. W. Xia, and C. E. Chen, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **794**, 113 (2015).
7. R. Ferdinand, M. Di Giacomo, H. Franberg, J.-M. Lagniel, G. Normand, A. Savalle, and D. Uriot, in *Proceedings of the 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC2019)*, Melbourne, Australia, JACoW Publishing, p. 848, doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPTS006
8. M. Di Giacomo, R. Ferdinand, H. Franberg, J.-M. Lagniel, G. Normand, M. Desmons, Ph. Galdemard, Y. Lussignol, O. Piquet, and S. Sube, in *Proceedings of the 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC2018)*, Vancouver, BC, Canada, p. 2804.
9. E. Pozdeyev, J. Brandon, N. Bultman, K. Davidson, P. Gibson, L. Hodges, K. Holland, M. Konrad, S. Lidia, G. Machicoane, H. Maniar, T. Maruta, D. Morris, P. Morrison, C. Morton, P. Ostroumov, *et al.*, in *Proceedings of the 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC2018)*, Vancouver, BC, Canada, p. 58.
10. Y. Yang, Y. H. Zhai, Y. J. Zhai, L. T. Sun, L. P. Sun, X. B. Xu, L. B. Shi, L. Lu, Y. H. Guo, B. S. Gao, and H. W. Zhao, in *Proceedings of the 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC2019)*, Melbourne, Australia, p. 2043.
11. P. N. Ostroumov, T. Maruta, S. Cogan, K. Fukushima, S. H. Kim, S. Lidia, F. Marti, A. S. Plastun, J. Wei, T. Yoshimoto, T. Zhang, and Q. Zhao, *Phys. Rev. Accel. Beams* **22**, 080101 (2019).
12. P. N. Ostroumov, S. Cogan, K. Fukushima, S. Lidia, T. Maruta, A. S. Plastun, J. Wei, J. Wong, T. Yoshimoto, and Q. Zhao, *Phys. Rev. Accel. Beams* **22**, 040101 (2019).
13. М. А. Гусарова, В. С. Дюбков, С. М. Полозов, А. В. Самошин, Т. В. Кулевой, А. А. Мартынов, А. С. Пластун, В. А. Андреев, С. В. Барабин, А. В. Козлов, В. А. Кошелев, Г. Н. Кропачев, Р. П. Куйбида, В. Г. Кузьмичев, Д. А. Лякин, А. Ю. Орлов и др., *Письма в ЭЧАЯ* **13**, 1425 (2016) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **13**, 915 (2016)].
14. P. N. Ostroumov, in *Proceedings of the 29th Linear Accelerator Conference*, http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/linac2018/talks/tu2a02_talk.pdf
15. I. V. Kalagin, G. G. Gulbekian, S. N. Dmitriev, Yu. Ts. Oganessian, B. N. Gikal, S. L. Bogomolov, I. A. Ivanenko, N. Yu. Kazarinov, V. A. Semina, G. N. Ivanov, and N. F. Osipov, in *Proceedings of the RuPAC2018, Protvino, Russia*, p. 60.
16. M. Cavenago, T. Kulevoy, V. Stolbunov, and A. Vassiliev, in *Proceedings of the Fifth European Particle Accelerator Conference, EPAC'96, Barcelona, Spain, June 10–14, 1996*, p. 1487.
17. SigmaPhi Company, <https://www.sigmaphi.fr>

18. W. Barth, K. Aulenbacher, M. Basten, M. Busch, F. Dziuba, V. Gettmann, M. Heilmann, T. Kürzeder, M. Miski-Oglu, H. Podlech, A. Rubin, A. Schnase, M. Schwarz, and S. Yaramyshev, *Phys. Rev. Accel. Beams* **21**, 020102 (2018); <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.21.020102>
19. T. A. Lozeeva, Yu. Yu. Lozhev, S. M. Polozov, A. V. Samoshin, L. V. Grigorenko, A. S. Fomichev, W. Barth, and S. Yaramyshev, *Phys. At. Nucl.* **82**, 1519 (2019).
20. К. А. Алиев, С. М. Полозов, А. В. Самошин, С. Е. Топорков, Т. В. Кулевой, Г. Н. Кропачев, А. В. Бутенко, В. А. Мончинский, А. О. Сидорин, Г. В. Трубников, *Письма в ЭЧАЯ* **13**, 1418 (2016) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **13**, 911 (2016)].
21. А. А. Бакиновская, М. А. Батурицкий, Т. А. Бахарева, А. В. Бутенко, М. А. Гусарова, С. Е. Демьянов, Н. Э. Емельянов, В. Г. Залесский, В. Л. Звягинцев, В. А. Карпович, Т. В. Кулевой, А. А. Кураев, М. В. Лалаян, Ю. Ю. Лозев, С. А. Максименко, В. В. Матвеев, *Письма в ЭЧАЯ* **15**, 780 (2018) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **15**, 831 (2016)].
22. T. Kubo, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **204**, 97 (2003).
23. H. Geissel, H. Weick, M. Winkler, G. Münzenberg, V. Chichkine, M. Yavor, T. Aumann, K. H. Behr, M. Böhmer, A. Brünle, K. Burkard, J. Benlliure, D. Cortina-Gil, L. Chulkov, A. Dael, J.-E. Ducret, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **204**, 71 (2003).
24. M. Hausmann, A. M. Aaron, A. M. Amthor, M. Avilov, L. Bandura, R. Bennett, G. Bollen, T. Borden, T. W. Burgess, S. S. Chouhan, V. B. Graves, W. Mittig, D. J. Morrissey, F. Pelle-moine, M. Portillo, R. M. Ronningen, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **317**, 349 (2013).
25. В. В. Анашин, И. Б. Вассерман, В. Г. Вещеревич и др., Препринт ИЯФ 83-98 (Новосибирск, 1983).
26. A. N. Antonov, M. K. Gaidarov, M. V. Ivanov, D. N. Kadrev, M. Aïche, G. Barreau, S. Czajkowski, B. Jurado, G. Belier, A. Chatillon, T. Granier, J. Taieb, D. Doré, A. Letourneau, D. Ridikas, E. Dupont, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **637**, 60 (2011).

THE DERICA PROJECT AND THE DEVELOPMENT STRATEGY OF LOW-ENERGY NUCLEAR PHYSICS

**L. V. Grigorenko^{1),2),3)}, G. N. Kropachev^{4),1)}, T. V. Kulevoy⁴⁾, I. N. Meshkov^{5),6),7)},
S. M. Polozov²⁾, A. S. Fomichev^{1),8)}, B. Yu. Sharkov^{9),2)}, P. Yu. Shatunov¹⁰⁾, M. I. Yavor¹¹⁾**

¹⁾ *Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, 141980 Dubna, Russia*

²⁾ *National Research Nuclear University "MEPhI", 115409 Moscow, Russia*

³⁾ *National Research Centre "Kurchatov Institute", Kurchatov sq. 1, 123182 Moscow, Russia*

⁴⁾ *National Research Centre "Kurchatov Institute" – ITEP,
Boʻshaya Cheremushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russia*

⁵⁾ *Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR, 141980 Dubna, Russia*

⁶⁾ *Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR, 141980 Dubna, Russia*

⁷⁾ *St. Petersburg University, Universitetskaya Emb. 13B, St. Petersburg 199034, Russia*

⁸⁾ *State University Dubna, Universitetskaya 19, 141982 Dubna, Russia*

⁹⁾ *Joint Institute for Nuclear Research, Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Russia*

¹⁰⁾ *Budker Institute of Nuclear Physics, Acad. Lavrentieva Pr. 11, Novosibirsk, 630090 Russia*

¹¹⁾ *Institute for Analytical Instrumentation RAS,
Ivana Chernykh 31-33, lit. A, St. Petersburg, 198095, Russia*

The strategy of the low-energy nuclear physics development in Russian Federation is discussed, which is based on the construction of DERICA research center. DERICA is multipurpose multiuser facility for production and studies of radioactive isotopes (RI). The emphasis of the DERICA scientific program are studies of RI in storage rings. However, the program is divided into several stages, and at each stage a wide range of fundamental problems of nuclear physics becomes available. The ambitious goal of these developments is the creation of an electron-ion collider aimed at studying the fundamental properties of RI in electron-ion scattering.

РАЗРАБОТКА ДЕТЕКТОРА ИОНОВ НА ОСНОВЕ ВРЕМЯ-ПРОЕКЦИОННОЙ КАМЕРЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНОЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ

© 2021 г. А. Е. Бондарь^{1),2)}, А. Ф. Бузулуцков^{1),2)}, В. В. Пархомчук^{1),2)},
А. В. Петрожицкий^{1),2)}, А. В. Соколов^{1),2)}, Е. А. Фролов^{1),2)}, Т. М. Шакирова^{1),2)*}

Поступила в редакцию 05.05.2020 г.; после доработки 05.05.2020 г.; принята к публикации 05.05.2020 г.

Предложен новый метод идентификации ионов для ускорительной масс-спектрометрии на основе измерения длин пробега ионов. Для проверки метода была создана время-проекционная камера низкого давления с усилением зарядового сигнала с помощью толстого газового электронного умножителя, в которой были успешно зарегистрированы треки альфа-частиц от разнообразных радиоактивных источников. В частности, с высокой точностью (около 2%) были измерены их длины пробега. Было проведено моделирование и показано, что с помощью метода измерения длин пробега ионов можно эффективно разделять изобарные ионы бора и бериллия (на уровне 10 сигма). Ожидается, что данная методика будет использоваться на УМС в Новосибирске для датировки геологических объектов, в частности в геохронологии кайнозойской эры.

DOI: 10.31857/S0044002721010086

1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорительная масс-спектрометрия — это современный сверхчувствительный метод изотопного анализа веществ. Метод основан на “извлечении” из исследуемого образца отдельных атомов с последующим подсчетом интересующих изотопов. Обычно это радиоактивные атомы с большим периодом полураспада [1]. Типичным примером является ^{14}C , который имеет период полураспада 5730 лет и содержится в живых организмах на уровне 10^{-12} относительно стабильного изотопа ^{12}C . Используя УМС, радиоуглеродный возраст образца менее 50000 лет может быть определен с точностью 0.5% в течении нескольких минут [2].

На УМС-комплексах помимо ^{14}C используют другие радиоактивные изотопы, самые важные из которых перечислены в табл. 1. Большой интерес вызывает бериллий, так как он имеет больший период полураспада, чем углерод, поэтому временной интервал датировки составляет от 1 тысячи до 10 миллионов лет. Радиоактивный космогенный изотоп ^{10}Be образуется под действием космических лучей в атмосфере, а также *in situ* в поверхностных породах. Атмосферный ^{10}Be адсорбируется

на аэрозоли, затем выпадает с осадками на поверхность Земли, где и включается в различные отложения. Снижение содержания ^{10}Be за счет радиоактивного распада может служить мерой возрастов осадконакопления. *In situ* ^{10}Be используется для датирования кварц- и оливинсодержащих пород [3].

В настоящее время УМС-комплексы работают более чем в 100 физических лабораториях по всему миру, один из которых расположен в Центре коллективного пользования “Геохронология Кайнозой” в Новосибирске. В настоящее время на УМС ИЯФ проводятся измерения концентрации изотопа ^{14}C порядка 10^{-15} относительно основного изотопа

Таблица 1. Радиоактивные изотопы, используемые в УМС

Анализируемые изотопы	Период полураспада	Стабильные изотопы	Стабильные изобары
^{10}Be	1.39 млн лет	^9Be	^{10}B
^{14}C	5730 лет	$^{12,13}\text{C}$	^{14}N
^{26}Al	717 тыс. лет	^{27}Al	^{26}Mg
^{36}Cl	301 тыс. лет	$^{35,37}\text{Cl}$	^{36}Ar , ^{36}S
^{41}Ca	102 тыс. лет	$^{40,42,43,44}\text{Ca}$	^{41}K
^{129}I	15.7 млн лет	^{127}I	^{129}Xe

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

*E-mail: T.M.Shakirova@inp.nsk.su

Таблица 2. Результаты

Время формирования усилителя	Коэффициент усиления ТГЭУ	Давление	Sigma/Range
500 нс	40	120 торр	3.2%
200 нс	40	120 торр	2.2%

^{12}C с помощью времяпролетной методики разделения изотопов [4, 5]. Однако существует проблема разделения изобар — нуклидов разных химических элементов, имеющих одинаковое массовое число. Типичным примером являются радиоактивные изотопы ^{10}Be и ^{10}B . Для решения этой проблемы мы предлагаем новую методику, основанную на измерении длин пробегов ионов во время-проекционной камере (ВПК) низкого давления с толстым газовым электронным умножителем (ТГЭУ, [6]).

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ В ПРОГРАММЕ SRIM

Для оценки возможности эффективного разделения изобар был использован пакет программ SRIM [7]. В данной программе было проведено моделирование ионизационных потерь для бора и бериллия. В частности, были рассчитаны длины пробегов ионов ^{10}Be и ^{10}B в изобутане при низком давлении с учетом тонкого входного окна из нитрида кремния. На рис. 1 видно, что пробеги ионов отличаются приблизительно на 12 мм при давлении 50 торр. Следовательно, время-проекционной

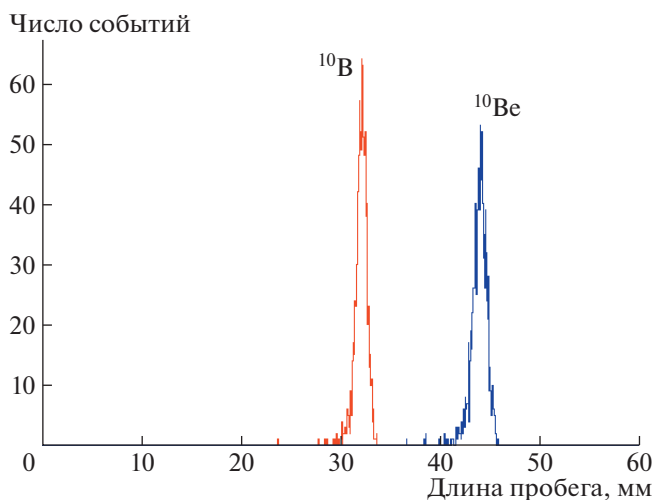


Рис. 1. Распределение длин пробегов ионов ^{10}Be и ^{10}B с энергией 4 МэВ при прохождении мембраны из нитрида кремния толщиной 200 нм и изобутана при давлении 50 торр.

камеры низкого давления с пространственным разрешением порядка 2–3 мм будет достаточно для разделения таких ионов.

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для разделения изобарных ионов была разработана время-проекционная камера низкого давления с толстым газовым электронным умножителем. Схематическое изображение детектора представлено на рис. 2.

Корпус время-проекционной камеры представляет собой керамический секционированный изолятор. Внутренний диаметр камеры составляет 76 мм, а высота — 131 мм. Рабочий объем детектора имеет длину 126.4 мм, который разделен полеформирующими кольцами на 8 секций. Благодаря потенциалам, приложенным к полеформирующим кольцам, в объеме детектора создается однородное электрическое поле, напряженность которого составляет 50 В/см. Для генерации карты электрического поля внутри детектора использовалась следующая связка программ: Gmsh [8], Elmer [9], Garfield++ [10]. В программе Gmsh была построена геометрическая модель детектора в виде 3D сетки, Elmer использовался в качестве инструмента для расчета электростатического поля, а с помощью Garfield++ проведено моделирование дрейфа электронов. Результат показан на рис. 3, из которого видно, что линии электрического поля однородны.

К верхнему фланцу детектора прикреплен металлическая емкость, в которую помещается источник альфа-частиц. При работе с ионами фланец будет заменен на входное окно из нитрида кремния [11], через которое будет проходить ионный пучок. На нижнем фланце размещен толстый газовый электронный умножитель, который закреплен на четырех капролоновых стержнях. Под ТГЭУ размещен секционированный анод.

При прохождении через изобутан альфа-частицы (или ионы пучка) создают ионизацию. Электроны первичной ионизации дрейфуют в электрическом поле в направлении к ТГЭУ с постоянной скоростью, где развиваются в электронные лавины и попадают на секционированный анод. Для того чтобы отделить прямые треки от наклонных, анод разделен на 2 секции: центральный круг с диаметром 24 мм и кольцо с внутренним и внешним диаметрами соответственно 24 и 30 мм. Сигналы с обеих частей анода усиливаются зарядочувствительным предусилителем CAEN A1422, за которыми следуют два формирующих предусилителя NAICAM NCB226 (время формирования 200 нс или 500 нс). Усиленный

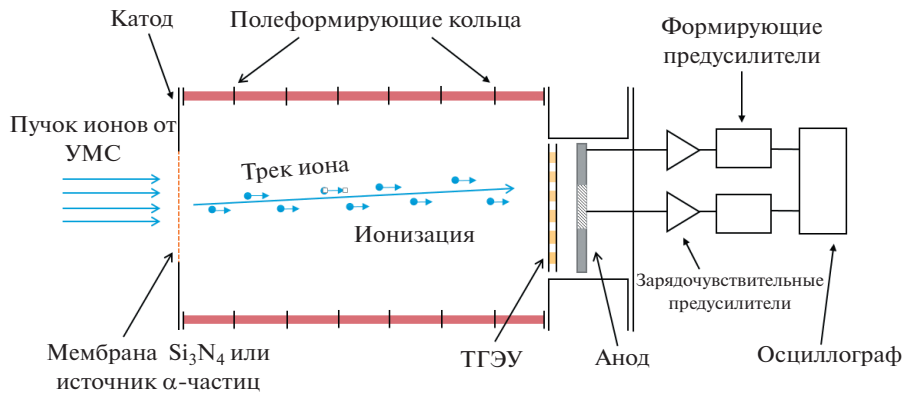


Рис. 2. Схематическое изображение ВПК низкого давления.

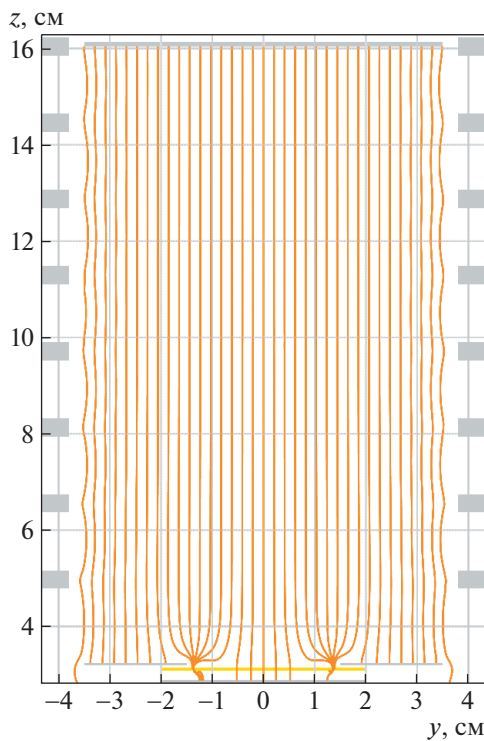


Рис. 3. Карта электрического поля в ВПК низкого давления.

сигнал оцифровывается с помощью осциллографа LeCroy 4032AR. Только прямые треки, которые не создают сигнала во внешнем кольце анода, отбираются для дальнейшей обработки.

Высокое напряжение, приложенное к полеформирующим кольцам, ТГЭУ и аноду, обеспечивается программируемым источником питания SAEN N1470H HV через два резистивных делителя. Потенциал на электродах выбирался таким образом, чтобы нулевой потенциал был на верхней обкладке ТГЭУ. Такая конструкция позволяет независимо изменять поля в области дрейфа и в области умножения электронов. Коэффициент усиления ТГЭУ

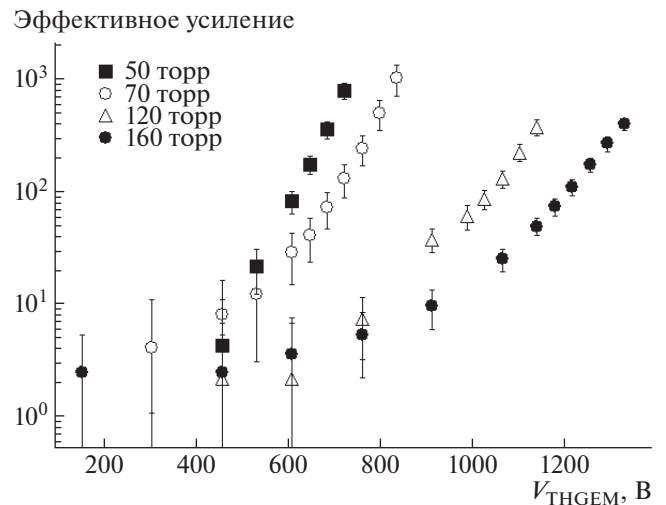


Рис. 4. Зависимость эффективного коэффициента усиления от напряжения между электродами ТГЭУ в изобутане в диапазоне давлений от 50 до 160 торр в ВПК низкого давления.

был измерен при различном напряжении и давлении газа. На рис. 4 показана зависимость эффективного коэффициента усиления от напряжения, подаваемого между электродами ТГЭУ в изобутане в диапазоне давлений от 50 до 160 торр. Выбор чистого изобутана гарантирует разумный компромисс между хорошей локализацией заряда, стабильным усилением при низких давлениях и высокой скоростью дрейфа.

Для отладки детектора использовался тройной источник альфа-частиц ^{233}U , ^{238}Pu и ^{239}Pu с энергиями 4.8, 5.5 и 5.2 МэВ соответственно. Источник представляет собой подложку из нержавеющей стали, на которую тонким слоем нанесен активный материал. Диаметр активной части составляет 11.5 мм, а подложки — 24 мм. Источник альфа-частиц прикреплен к верхнему фланцу детектора. Для остановки альфа-частиц в объеме детектора

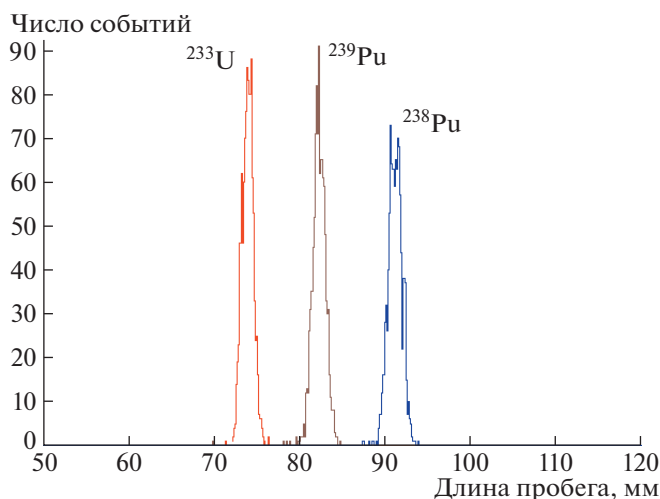


Рис. 5. Распределение длин пробегов альфа-частиц с различной энергией в изобутане при давлении 120 торр.

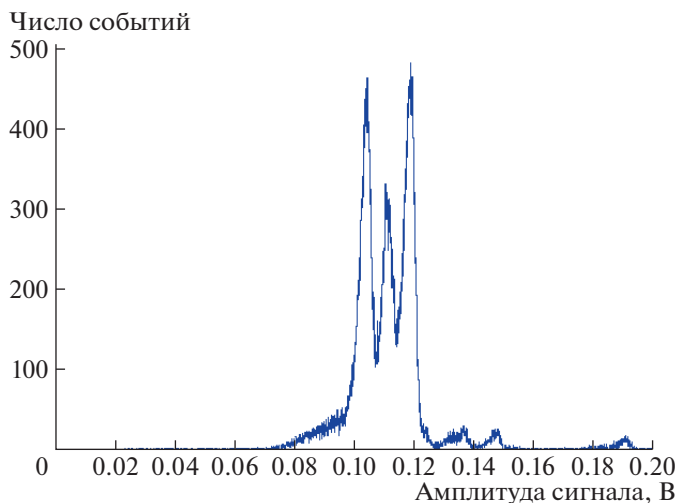


Рис. 6. Распределение событий по амплитуде сигнала от тройного источника альфа-частиц, полученное с помощью полупроводникового детектора.

давление изобутана должно составлять 120 торр. Для альфа-частиц также были промоделированы длины пробегов в изобутане при давлении 120 торр. Как можно увидеть из рис. 5, расстояния между пробегами альфа-частиц отличаются на 8 мм. Если мы сможем разделить такие треки в ВПК низкого давления, то сможем и разделить треки от изобарных ионов ^{10}Be и ^{10}B .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектр тройного источника альфа-частиц прежде был измерен с помощью полупроводникового детектора. Для этого была собрана



Рис. 7. Типичная форма сигнала от альфа-частицы в ВПК низкого давления.

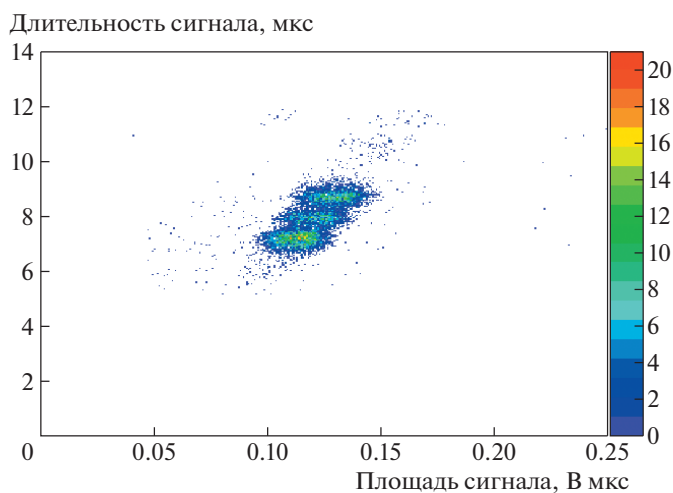


Рис. 8. Двумерное распределение по длительности и площади сигнала от тройного источника альфа-частиц в изобутане при давлении 120 торр в ВПК.

другая измерительная установка, в которой в качестве детектирующего элемента использовался кремниевый фотодиод. К верхней крышке был прикреплен тройной источник альфа-частиц. Объем детектора откачивался до вакуума. Была набрана статистика и построено распределение событий по амплитуде сигнала. Результаты показаны на рис. 6: три линии альфа-частиц разделяются с хорошим разрешением. Нужно отметить, что с помощью полупроводникового детектора нельзя разделить изобары ^{10}Be и ^{10}B , так как на выходе из УМС они имеют одинаковую кинетическую энергию.

В ВПК низкого давления также был измерен спектр тройного источника альфа-частиц при давлении 120 торр и эффективном усилении ТГЭУ,

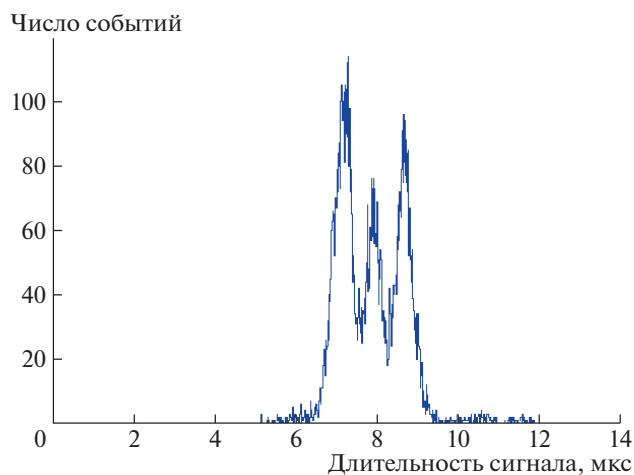


Рис. 9. Распределение событий по длительности сигнала от тройного источника альфа-частиц в изобутане при давлении 120 торр в ВПК.

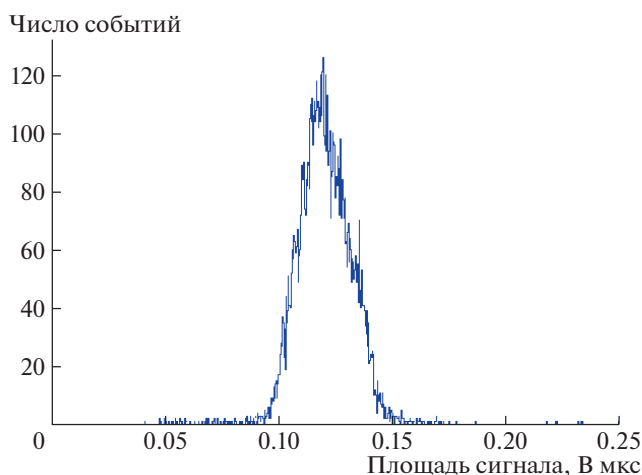


Рис. 10. Распределение событий по площади сигнала от тройного источника альфа-частиц в изобутане при давлении 120 торр в ВПК.

равном 40. При анализе данных определялись длительность сигнала, которая пропорциональна длине пробега и площадь сигнала, которая в свою очередь пропорциональна энергии альфа-частицы, что показано на рис. 7.

Было построено двумерное распределение длительности импульса в зависимости от площади импульса. На рис. 8 можно четко определить три области, соответствующие трем линиям альфа-частиц. Эти области хорошо разделяются по длительности сигнала на рис. 9, что говорит о том, что альфа-частицы можно разделять по длине пробега во время-проекционной камере. Но с другой стороны, альфа-частицы не разделяются по площади сигнала (рис. 10), то есть по энергии. Это связано с плохим энергетическим разрешением ТГЭУ.

Высокая разрешающая способность этого метода приведена в табл. 2 для двух времен формирования. Для ионов ^{10}Be и ^{10}B мы всегда можем воспроизвести разрешение, полученное для альфа-частиц, изменяя значения давления и напряженности электрического поля.

Сравнивая рис. 5 и 9, можно заметить худшее экспериментальное разрешение по сравнению с моделированием в программе SRIM. Это связано с тем, что при моделировании не учитывается диффузия электронов при их дрейфе в объеме газа. При совместной работе ВПК низкого давления с УМС будет предоставлен независимый сигнал запуска (триггер), что позволит значительно уменьшить зависимость от диффузии и улучшить временное разрешение.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Была разработана и успешно протестирована ВПК низкого давления с ТГЭУ, в которой были успешно зарегистрированы треки альфа-частиц от разных радиоактивных источников. В частности, с высокой точностью (около 2%) были измерены их длины пробега. Было проведено моделирование и показано, что с помощью метода измерения длин пробега ионов можно эффективно идентифицировать изобарные ионы бора и бериллия (на уровне 10 сигма), которые используются для датировки геологических объектов на УМС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. E. Litherland, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **30**, 437 (1980).
2. L. K. Fifield, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 1223 (1999).
3. G. Wagner, *Age Determination of Young Rocks and Artifacts: Physical and Chemical Clocks and Quaternary Geology and Archeology* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1998).
4. S. A. Rastigeev *et al.*, *Prob. Atomic Sci. Technol.* **79**, 188 (2012).
5. V. V. Parkhomchuk and S. A. Rastigeev, *J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techn.* **6**, 1068 (2011).
6. C. K. Shalem *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **558**, 468 (2006).
7. J. Ziegler, SRIM, <http://www.srim.org/>
8. <http://gmsh.info/>
9. <https://www.csc.fi/web/elmer>
10. <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>
11. M. Dobeli *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* **219–220**, 415 (2004).

DEVELOPMENT OF ION DETECTOR FOR ACCELERATOR MASS SPECTROMETRY BASED ON LOW-PRESSURE TPC WITH THGEM READOUT

**A. Bondar^{1),2)}, A. Buzulutskov^{1),2)}, E. Frolov^{1),2)}, V. Parkhomchuk^{1),2)}, A. Petrozhitskiy^{1),2)},
T. Shakirova^{1),2)}, A. Sokolov^{1),2)}**

¹⁾Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

²⁾Novosibirsk State University, Russia

A new technique for ion identification in Accelerator Mass Spectrometry (AMS) has been proposed by measuring the ion track ranges using a low-pressure TPC. As a proof of principle, a low-pressure TPC with charge readout using a THGEM multiplier was developed. The tracks of alpha particles from various radioactive sources were successfully recorded in the TPC. The track ranges were measured with a high accuracy, reaching the 2% resolution level. Using these results and the SRIM code simulation, it is shown that the isobaric boron and beryllium ions can be effectively separated at ten sigma level. It is expected that this technique will be applied in the AMS facility in Novosibirsk for dating geological objects, in particular for the geochronology of Cenozoic Era.

ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ВИРТУАЛЬНЫХ ФОТОНОВ НА ЯДРАХ И ЕГО ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ С ПРОЦЕССОМ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЮОНОВ

© 2021 г. А. Сандрок^{1),2)*}, Э. В. Бугаев^{1),3)}, Р. П. Кокоулин¹⁾, А. А. Петрухин¹⁾

Поступила в редакцию 07.05.2020 г.; после доработки 07.05.2020 г.; принята к публикации 07.05.2020 г.

Изучение прохождения лептонов через вещество важно для физики космических лучей и нейтринной астрономии. В статье рассматривается дифракционное рассеяние виртуальных фотонов как процесс потери энергии лептонов, испускающих эти фотоны. Интерференция между этим процессом и тормозным излучением дает вклад, зависящий от знака заряда лептона.

DOI: 10.31857/S0044002721010189

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с планированием и созданием новых больших нейтринных телескопов (IceCube-Gen2, Байкал-GVD, KM3NeT) возрос интерес к проблеме точного вычисления энергетических потерь мюонов и тау-лептонов.

Интерес представляют дифференциальное сечение $d\sigma/dy$, где $y = \omega/E$ — доля энергии, переданная при одном взаимодействии, и средние потери $\langle -dE/dX \rangle = \sum_i \int y (d\sigma_i/dy) dy \approx a + bE$. На больших глубинах даже маленькие поправки оказывают значительное влияние. Для степенного спектра мюонов на поверхности $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$ интенсивность их потока $I(X) = N_0 \exp(-\gamma bX) \times \{(a/b)[1 - \exp(bX)]\}^{-\gamma}$ на глубине X примерно экспоненциально зависит от b . При малых энергиях главным процессом потерь энергии лептонов является ионизация. При больших энергиях (\gtrsim ТэВ) доминируют образование пар, тормозное излучение и неупругое взаимодействие лептонов с ядрами.

Одним из источников неопределенности в потерях энергии являются эксклюзивные дифракционные процессы. Процесс взаимодействия мюона с ядром, в котором виртуальный фотон, излучаемый мюоном, дифракционно рассеивается на ядре (см. рис. 1), и процесс обычного тормозного излучения имеют одинаковые конечные состояния, $\ell + A \rightarrow \ell + A + \gamma$, поэтому амплитуды этих процессов интерферируют,

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_{\text{ВН}}|^2 + |\mathcal{M}_{\text{diff}}|^2 + \quad (1)$$

$$+ 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\text{ВН}}\mathcal{M}_{\text{diff}}^*).$$

Интерференционная поправка зависит от знака заряда e_ℓ лептона, потому что $\mathcal{M}_{\text{ВН}} \propto e_\ell^2$, а $\mathcal{M}_{\text{diff}} \propto e_\ell$.

Впервые процесс дифракционного рассеяния с точки зрения энергетических потерь и переноса лептонов был рассмотрен в работе Кельнера и Федотова (КФ) [1], которые получили большие поправки за счет дифракции, с большой разницей между μ^+ и μ^- ($\approx 5\%$ при энергиях $E \sim 5$ ТэВ) за счет интерференции. Однако эта статья осталась почти незамеченной, хотя возможность отличать мюоны разных знаков при таких энергиях представляет большой интерес.

Поэтому мы еще раз рассмотрели этот процесс, проверив вычисления КФ. В работе [1] взаимодействие фотона с ядром описывается путем введения (в одночастичную функцию Грина фотона) массового оператора, зависящего только от частоты фотона и пропорционального локальной плотности ядерного вещества, пренебрегая в вычислениях виртуальностью этого фотона до его рассеяния.

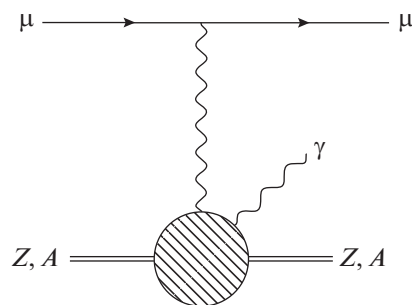


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана дифракционных поправок к процессу тормозного излучения.

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

²⁾Technische Universität Dortmund, Deutschland.

³⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

*E-mail: alexandersandrock@gmx.de

Значения виртуальности фотона в этом процессе малы ($Q^2 \gtrsim m^2 y^2 / (1 - y)$), но, тем не менее, влияние конечности Q^2 следует учитывать. Помимо неучета виртуальности фотона, в работе [1], к сожалению, допущена неточность при вычислении реальной части комптоновской амплитуды (именно этой реальной частью определяется вклад от интерференции тормозного излучения и дифракционного процесса).

В подходе КФ, поскольку введенный ими массовый оператор пропорционален локальной плотности ядерного вещества, дифракционная поправка к сечению естественным образом пропорциональна формфактору ядра, который вычисляется по модели равномерно заряженного шара с резким краем, что, конечно, является довольно грубым приближением.

2. ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ВИРТУАЛЬНЫХ ФОТОНОВ

Согласно оптической теореме, сечение фотопоглощения определяется мнимой частью амплитуды $\mathcal{M}_{\gamma^*N \rightarrow \gamma^*N}$ упругого комптоновского рассеяния виртуальных фотонов вперед

$$\sigma_{\gamma^*N} = \frac{\text{Im}\mathcal{M}_{\gamma^*N \rightarrow \gamma^*N}(s, t=0)}{2\sqrt{s}p_{\text{cm}}}, \quad (2)$$

где $s = (p_{\gamma^*} + p_N)^2$, $t = (p_N - p'_N)^2$ — переменные Мандельштама и p_{cm} — 3-импульс частиц в системе центра масс. Интересующий нас процесс на фотонном уровне описывается амплитудой $\mathcal{M}_{\gamma^*N \rightarrow \gamma^*N}$. Так как входящий фотон виртуальный, а выходящий фотон реальный, это неупругий процесс. В пределе фоторождения $\gamma N \rightarrow \gamma N$, т.е. в случае реального входящего фотона, амплитуды совпадают. Дифференциальное сечение упругого процесса $\gamma^*N \rightarrow \gamma^*N$ вперед

$$\left. \frac{d\sigma_{\gamma^*N \rightarrow \gamma^*N}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{|\mathcal{M}_{\gamma^*N \rightarrow \gamma^*N}|^2(s, t=0)}{64\pi s p_{\text{cm}}^2}.$$

В силу оптической теоремы мы знаем мнимую часть этой амплитуды. Пусть $\beta \equiv \text{Re}\mathcal{M}/\text{Im}\mathcal{M}$ есть отношение реальной и мнимой части. Тогда

$$\left. \frac{d\sigma_{\gamma^*N \rightarrow \gamma^*N}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{(\sigma_{\gamma^*N})^2(1 + \beta^2)}{16\pi}. \quad (3)$$

Для вычисления β КФ использовали двухрежеонную параметризацию сечения фотопоглощения $\sigma_{\gamma A} = A[Xs^\epsilon + Ys^{-\eta}]$, где $s = 2m_p\omega/\Gamma\text{ЭВ}^2$ [2]. Предполагая, что массовый оператор $\Pi \propto (-s - i0)^\lambda$, авторы получили

$$\beta = \frac{\kappa}{\gamma} = \frac{-Xs^\epsilon \text{ctg}(\pi\epsilon) + Ys^{-\eta} \text{ctg}(\pi\eta)}{Xs^\epsilon + Ys^{-\eta}}. \quad (4)$$

Амплитуда, связанная с этим массовым оператором, не является кроссинг-инвариантной. Нужна амплитуда фотопоглощения в виде $\mathcal{A} \propto (s + i0)^{1+\lambda} + (-s - i0)^{1+\lambda}$, которая соответствует массовому оператору $\Pi \propto (-s - i0)^\lambda - (s + i0)^\lambda$, откуда отношение реальной и мнимой части

$$\beta = \frac{Xs^\epsilon \text{tg}(\pi\epsilon/2) - Ys^{-\eta} \text{tg}(\pi\eta/2)}{Xs^\epsilon + Ys^{-\eta}}, \quad (5)$$

что кардинально отличается от результата КФ (4).

Введем отношение мнимых частей амплитуд этих процессов

$$R = \frac{\text{Im}\mathcal{M}_{\gamma^*N \rightarrow \gamma^*N}}{\text{Im}\mathcal{M}_{\gamma^*N \rightarrow \gamma N}}, \quad (6)$$

где, очевидно, $R|_{Q^2=0} = 1$. Тогда дифференциальное сечение процесса $\gamma^*N \rightarrow \gamma N$

$$\left. \frac{d\sigma_{\gamma^*N \rightarrow \gamma N}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{(\sigma_{\gamma^*N})^2(1 + \beta^2)}{16\pi R^2}. \quad (7)$$

Следуя [3], разложим сечение в мягкий компонент, описываемый моделью векторной доминантности, и жесткий компонент, описываемый моделью цветного диполя [4]. Жесткий компонент оказывается численно малым ($\simeq 20\%$ поправки при энергиях порядка 100 ТэВ), в отличие от случая фотоядерного взаимодействия. Мягкий компонент параметризуется одним векторным мезоном массой m_1 и континуумом векторных мезонов массой больше m_2 (ср. [5])

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma^*p}^T(Q^2, \nu) &= \\ &= \sigma_{\gamma p}(\nu) \left[0.75 \frac{m_1^4}{(m_1^2 + Q^2)^2} + 0.25 \frac{m_2^2}{m_2^2 + Q^2} \right], \\ m_1^2 &= 0.54 \text{ ГэВ}^2, \quad m_2^2 = 1.8 \text{ ГэВ}^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Величина R принимает значения $1/2 \lesssim R \lesssim 1$ и расчет R возможен по модели цветного диполя

$$R = \frac{\int d^2r \int_0^1 dz |\Psi_T(r, z, Q^2)|^2 \sigma_{dp}(s^*, r)}{\int d^2r \int_0^1 dz \Psi_T^*(r, z, 0) \Psi_T(r, z, Q^2) \sigma_{dp}(s^*, r)}. \quad (9)$$

Результаты расчетов по модели [4] с точностью $\lesssim 12\%$ можно аппроксимировать

$$R = \frac{1 + 2.44q + 2.33q^2 + 0.94q^3}{1 + 4.26q + 5.49q^2 + 1.91q^3}, \quad (10)$$

где $q = Q^2/\Gamma\text{ЭВ}^2$.

3. ДИФРАКЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К ТОРМОЗНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ МЮОНОВ

Дифференциальные сечения рассеяния мюона на ядре, сопровождающегося дифракцией виртуального фотона (вклад диаграммы рис. 1), для когерентного (coh) и некогерентного (inc) каналов можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{coh/inc}}}{dy} &= \\ &= \int_{\mu^2 y^2 / (1-y)}^{2m_p y E} n_T(y, Q^2) \sigma_{\gamma A, \text{coh/inc}} dQ^2, \end{aligned} \quad (11)$$

где плотность виртуальных фотонов [7]

$$n_T(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{y Q^2} \left(1 + (1-y)^2 - \frac{\mu^2 y^2}{Q^2} \right).$$

Если взаимодействие с ядром мишени происходит некогерентно (т.е. на отдельных нуклонах), то, в отсутствие затенения, дифракционная поправка равна поправке, вычисленной для нуклонной мишени, помноженной на A . Экспериментально наблюдается зависимость дифракционных процессов на протонах $d\sigma/dt \propto \exp(Bt)$, где $B \approx \approx 6.2 \text{ ГэВ}^{-2}$ [6], которая соответствует гауссовому распределению заряда в рамках формализма КФ. Тогда полное сечение некогерентного канала

$$\sigma_{\gamma A, \text{inc}} = (A/B) (d\sigma_{\gamma^* N \rightarrow \gamma N} / dt) |_{t=0}. \quad (12)$$

Необходимо также учесть вклад когерентного взаимодействия виртуального фотона с ядром, то есть взаимодействия, при котором исходное ядро не разваливается. Соответствующая амплитуда есть сумма интерферирующих между собой амплитуд взаимодействия фотона с различными нуклонами ядра. В результате, в отсутствие эффектов глюонного насыщения и в пренебрежении эффектом ядерного затенения, амплитуда когерентного взаимодействия приближенно пропорциональна ядерному формфактору, так что вклад когерентной части в дифференциальное сечение виртуального комптоновского рассеяния можно записать в виде (см., например, [9])

$$\frac{d\sigma_{\gamma A, \text{coh}}}{dt} = A^2 F_n^2(t) \left. \frac{d\sigma_{\gamma^* N \rightarrow \gamma N}}{dt} \right|_{t=0}. \quad (13)$$

Полное когерентное сечение получается интегрированием в (13) квадрата ядерного формфактора (считая, что нуклонное сечение в правой части (13) в области действия ядерного формфактора почти не зависит от t), что дает фактор r_A^{-2} и, в результате, полные сечения (когерентное на ядре и на нуклоне) связаны, приближенно, фактором $A^{4/3}$. Мы используем формфактор, соответствующий ферми-распределению [8] с радиусом ядра

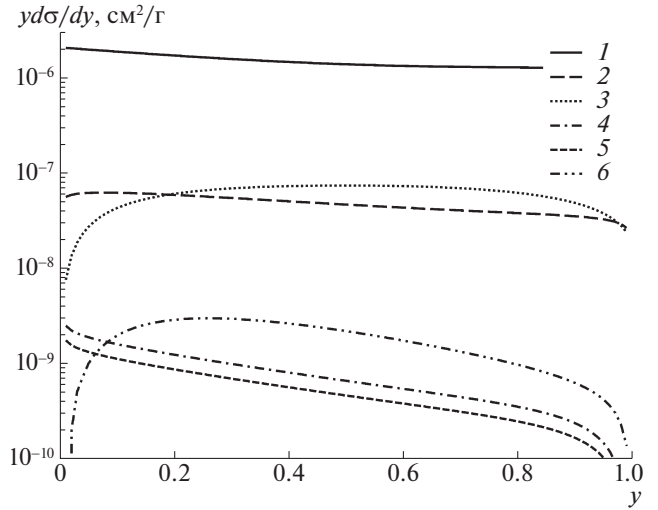


Рис. 2. Сечение тормозного излучения и дифракционные поправки к дифференциальному сечению $d\sigma/dy$ для стандартного грунта при энергии мюона 5 ТэВ. Показаны сечение тормозного излучения (1), дифракционные (2) и интерференционные (3) поправки по оригинальным результатам КФ, и когерентные (4) и некогерентные (5) дифракционные поправки и интерференционные поправки (6) по настоящей работе.

$r_A = (1.12A^{1/3} - 0.86A^{-1/3})$ фм и толщиной поверхности $d = 0.54$ фм [10].

Чисто дифракционные поправки за счет обоих каналов дают примерно равные вклады в отсутствие нелинейных эффектов и затенения. Амплитуда тормозного излучения с развалом ядра очень мала, поэтому здесь рассматриваем только интерференцию с когерентным каналом.

Интерференционный член был вычислен по аналогии с работой [1] с учетом введенных поправок. В результате получена следующая формула [ср. (29) у КФ]

$$\begin{aligned} y \frac{d\sigma_{\text{int}}}{dy} &= \\ &= \text{sgn}(e) Z A \alpha^2 \int \frac{\beta \sigma_{\gamma^* N}}{4\pi R} F_n^2(\sqrt{-t}) \times \\ &\times \left\{ \frac{Q^4 - 4(E_1^2 + E_2^2)Q^2 + 16m^2\omega^2}{E_1^2} \times \right. \\ &\quad \times \left(\frac{E_2}{\sqrt{S_1}} - \frac{E_1}{\sqrt{S_2}} \right) + \\ &\quad + 4t \frac{E_1^2 + E_2^2 + t/4}{E_1^2} \left(\frac{E_1}{\sqrt{S_1}} - \frac{E_2}{\sqrt{S_2}} \right) + \\ &\quad + \frac{\omega t Q^2}{E_1^2} \left(\frac{1}{\sqrt{S_1}} + \frac{1}{\sqrt{S_2}} \right) - \\ &\quad \left. - 2Q^2 \frac{E_1 + E_2}{E_1^2} \frac{2\omega^2 + Q^2 + t}{(\omega^2 + Q^2)^{3/2}} \right\} \frac{dQ^2}{Q^2} \frac{dt}{2t}, \\ S_1 &= (E_2^2 - m^2)Q^4 + 2Q^2 t (E_1 E_2 - m^2) + \end{aligned} \quad (14)$$

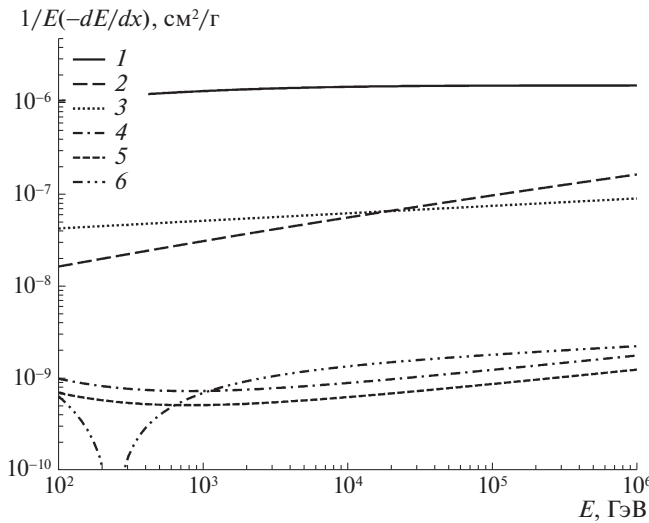


Рис. 3. Потери на тормозное излучение и дифракционные поправки к средним потерям энергии мюонов на протонах. Показаны средние потери на тормозное излучение (1), дифракционные (2) и интерференционные (3) поправки по оригинальным результатам КФ, и когерентные (4) и некогерентные (5) дифракционные поправки и интерференционные поправки (6) по настоящей работе.

$$+ t(E_1^2 t - m^2 t - 4m^2 \omega^2),$$

$$S_2 = S_1|_{E_1 \leftrightarrow E_2},$$

где $E_1 = E$, $\omega = yE$, $E_2 = (1 - y)E$, и пределы интегрирования

$$-4E^2(1 - y) < t < -\left(\frac{m^2 y}{2E(1 - y)}\right)^2 \equiv t_{\min},$$

$$Q_{\min}^2 \equiv \frac{m^2 y^2}{1 - y} < Q^2 < 2Ey\sqrt{-t}.$$

Интерференция КФ отличается от нашего приближения $\sigma_{\gamma^* p}/R \rightarrow \sigma_{\gamma p}$ и использованием менее реалистичного формфактора.

Дифракционные и интерференционные поправки в стандартном грунте ($Z = 11$, $A = 22$) для диф-

ференциального сечения $d\sigma/dy$ представлены на рис. 2 и для средних потерь энергии $\langle -dE/dX \rangle$ на рис. 3. Сечение тормозного излучения вычислено по формулам [11].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

После исправления ошибки, касающейся реальной части амплитуды в работе [1], полученные результаты значительно уменьшили численную величину дифракционной поправки и различие между лептонами и антилептонами за счет интерференции. С учетом дифракционных поправок сечение и потери энергии на тормозное излучение увеличиваются на $\sim [(A^{4/3} + A)/Z^2] \times 0.3\%$ при энергиях порядка ~ 100 ТэВ.

Работа А. С. поддержана Немецким научно-исследовательским обществом (Deutsche Forschungsgemeinschaft), грант SA 3867/1-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. Р. Кельнер, А. М. Федотов, ЯФ **62**, 307 (1999) [Phys. At. Nucl. **62**, 272 (1999)].
2. A. Donnachie and P. V. Landshoff, Phys. Lett. B **296**, 227 (1992).
3. E. V. Bugaev and Yu. V. Shlepin, Phys. Rev. D **67**, 034027 (2003).
4. J. R. Forshaw, G. Kerley, and G. Shaw, Phys. Rev. D **60**, 074012 (1999).
5. J. J. Sakurai and D. Schildknecht, Phys. Lett. B **40**, 121 (1972).
6. A. Aktas *et al.*, Eur. Phys. J. C **48**, 749 (2006).
7. V. M. Budnev *et al.*, Phys. Rep. C **15**, 181 (1975).
8. L. C. Maximon and R. A. Schrack, J. Res. Nat. Bur. Stand. **70B**, 85 (1966).
9. M. V. T. Machado, Eur. Phys. J. C **59**, 769 (2009).
10. T. Lappi and H. Mäntysaari, Phys. Rev. C **83**, 065202 (2011).
11. S. R. Kelner, R. P. Kokoulin, and A. A. Petrukhin, Preprint No. 024-95, MEPhI (Moscow, 1995).

DIFFRACTIVE SCATTERING OF VIRTUAL PHOTONS OFF NUCLEI AND ITS INTERFERENCE WITH THE PROCESS OF BREMSSTRAHLUNG

A. Sandrock^{1),2)}, E. V. Bugaev^{1),3)}, R. P. Kokoulin¹⁾, A. A. Petrukhin¹⁾

¹⁾National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

²⁾Technische Universität Dortmund, Germany

³⁾Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The transport of leptons through matter is of great importance in cosmic ray physics and neutrino astronomy. In this paper, we analyze diffractive scattering of virtual photons as an energy loss process of leptons. The interference of this process with the usual bremsstrahlung process gives a contribution whose sign depends on the sign of the lepton charge, and which rises with energy more slowly than the purely diffractive contribution.

МЮОННАЯ ЗАГАДКА В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ РЕШЕНИЯ

© 2021 г. А. А. Петрухин^{1)*}

Поступила в редакцию 19.07.2020 г.; после доработки 19.07.2020 г.; принята к публикации 19.07.2020 г.

В истории открытия и проведения исследований как самого мюона, так и мюонной компоненты космических лучей было немало загадок. Последняя из них — растущий с энергией первичных космических лучей избыток групп мюонов большой множественности, который регистрируется в различных экспериментах. Вторым аспектом мюонной загадки является избыток мюонов сверхвысоких энергий (больше 100 ТэВ). В статье рассматриваются различные подходы к решению мюонной загадки, связанные с измерением энергетических характеристик мюонной компоненты космических лучей.

DOI: 10.31857/S0044002721010141

1. ВВЕДЕНИЕ

Исторически слова “мюон” и “загадка” были практически синонимами в течение многих лет, начиная с открытия этой частицы. После предсказания Х. Юкавой существования кванта сильного взаимодействия в виде частицы с массой, в 200–300 раз превышающей массу электрона, начались ее поиски в космических лучах. И когда была зарегистрирована частица с массой ~ 200 масс электрона, все решили, что это и есть та самая частица, предсказанная Юкавой. Однако дальнейшие эксперименты показали, что обнаруженная частица слабо взаимодействует с веществом и имеет большую проникающую способность. Эта новая частица, позднее названная мюоном, вела себя как тяжелый электрон.

Возник естественный вопрос, чем еще кроме массы мюон отличается от электрона? Поиски этого отличия велись по двум основным направлениям: поиск аномального магнитного момента в экспериментах по измерению $(g - 2)/2$ -отношения, которые продолжают до сих пор, и поиск аномального взаимодействия мюонов по сравнению с предсказаниями квантовой электродинамики. Первые эксперименты, особенно по рассеянию мюонов на ядрах, давали противоречивые результаты, но с увеличением точности измерений на более совершенной аппаратуре обнаруженные аномалии рассосались, и этот путь решения загадки мюона был закрыт.

Загадка мюона в значительной степени была решена спустя 30 лет со времени его открытия,

когда стало ясно, что мюон был первой частицей из второго поколения кварков и лептонов (наряду с мюонным нейтрино, s - и c -кварками), хотя причины существования второго, а также третьего поколения не ясны до сих пор. Для объяснения практически всех объектов и явлений, наблюдаемых во Вселенной, достаточно первого поколения.

Следующий этап появления различных мюонных загадок связан с процессами их генерации. Мюоны могут рождаться лишь в двух процессах: в распадах более тяжелых мезонов и в электромагнитных процессах образования мюонных пар $(\mu^+ \mu^-)^2$. Поэтому характеристики потока регистрируемых мюонов широко используются для оценки параметров родивших их частиц. Наибольший размах такие эксперименты приобрели в космических лучах, в которых присутствуют частицы с энергиями, недоступными современным ускорителям.

Мюоны, регистрируемые на поверхности Земли, образуются в верхних слоях атмосферы в результате распада вторичных частиц, в основном пионов и каонов, которые генерируются в процессах взаимодействия первичных космических лучей, состоящих из ядер различных элементов, с ядрами атомов воздуха: азота и кислорода. Основными характеристиками потока мюонов являются энергетический спектр и угловое распределение для одиночных мюонов и множественность и пространственное распределение для групп мюонов. При включении каких-либо новых процессов генерации мюонов,

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

*E-mail: AAPetrukhin@mephi.ru

²⁾Процесс рождения мюонов от взаимодействия мюонных нейтрино, который очень важен для нейтринных телескопов, не дает значимого вклада в общий поток мюонов.

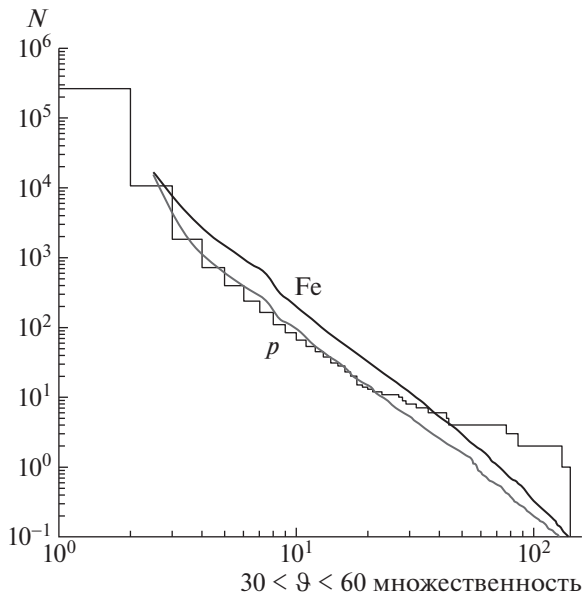


Рис. 1. Распределение по множественности мюонов в эксперименте ALEPH [6].

например, более тяжелых и короткоживущих частиц, по сравнению с π - и K -мезонами, должны изменяться все эти характеристики.

2. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ МЮОННОЙ ЗАГАДКИ

Термин “мюонная загадка” в отношении к современному состоянию исследований мюонной компоненты впервые прозвучал во время Международного симпозиума по будущим направлениям в физике космических лучей ультравысоких энергий, который проходил в ЦЕРН в феврале 2012 г., хотя различные аномалии в характеристиках потока мюонов наблюдались и значительно раньше. В работе [1] были рассмотрены два аспекта мюонной загадки: избыток мюонов в инклюзивном энергетическом спектре мюонов космических лучей при сверхвысоких энергиях (>100 ТэВ) и избыток групп мюонов большой множественности в широких атмосферных ливнях, который увеличивается с ростом энергии первичных частиц.

Проблема образования мюонов быстрой генерации в области энергий мюонов выше 10 ТэВ, а тем более выше 100 ТэВ в космических лучах не решена до сих пор, хотя в экспериментах на ускорителях были открыты D и другие тяжелые и короткоживущие мезоны, которые могут распадаться с испусканием мюонов. Обзор данных, полученных в области энергий до 100 ТэВ, приведен в работе [2], из которой виден большой разброс в экспериментальных данных. Для энергий выше 100 ТэВ экспериментальные данные получены в двух экспериментах: BUST [3], в котором был

зарегистрирован избыток таких мюонов, и IceCube, в котором вначале также был зарегистрирован избыток мюонов выше 100 ТэВ [4], но при дальнейшем анализе экспериментальные точки легли на расчетные кривые [5]. Причина таких разбросов и колебаний — в трудностях измерения энергии мюонов в этой области энергий и малой интенсивности потока мюонов из-за круто падающего энергетического спектра космических лучей.

В последние годы доминирует второй аспект мюонной загадки, так как избыток групп мюонов зарегистрирован во многих экспериментах. Первые указания на возможность существования плотных групп мюонов большой множественности были получены в экспериментах, проведенных в 60–70-х гг. прошлого столетия. Но в этих экспериментах возможности надежного измерения количества мюонов в группах были весьма ограничены из-за недостаточного пространственного разрешения детекторов, а энергия первичных частиц не оценивалась. Так как общепринятые схемы расчета прохождения космических лучей через атмосферу в то время отсутствовали, то ценность этих результатов была невелика.

Надежные результаты по измерению количества мюонов в группах были получены на детекторах ALEPH, DELPHI и L3, работавших на ускорителе LEP, которые имели хорошее пространственное разрешение. На рис. 1 приведено распределение событий по множественности мюонов, полученное на детекторе ALEPH [6]. Хорошо видно, что в области множественностей ~ 100 мюонов наблюдается их избыток по сравнению с расчетами, основанными на современных моделях взаимодействия частиц и общепринятом описании прохождения космических лучей через атмосферу, даже в предположении тяжелого состава первичных космических лучей (только ядра железа). Конечно, частично этот избыток может быть объяснен за счет вклада хвоста распределения с еще большими множественностями, которые обрезаются на уровне 100 частиц. Но круто падающие энергетический спектр космических лучей и распределение по множественности мюонов не позволяют объяснить весь избыток за счет этого эффекта.

Более наглядно сложившуюся ситуацию можно пояснить на результатах другого эксперимента, выполненного значительно позднее на детекторе ALICE [7], в котором можно регистрировать до 300 мюонов (рис. 2). Из рисунка видно, что до множественности мюонов ~ 100 распределение хорошо описывается современными моделями в рамках общепринятой программы моделирования CORSIKA и соответствует нормальному составу космических лучей, по крайней мере, экспериментальные точки

лежат между кривыми для двух предельных случаев состава: только протоны или только ядра железа. Однако при большей множественности зарегистрировано пять событий, которые не описываются расчетными кривыми, приведенными на рисунке. Для их объяснения требуются либо очень большие флуктуации в процессах взаимодействия при прохождении космических частиц через атмосферу, либо включение нового физического процесса, ответственного за генерацию дополнительного потока мюонов при сверхвысоких энергиях.

К сожалению, в перечисленных экспериментах не было возможности оценивать энергию первичных частиц, при которых появляется избыток групп мюонов. Такая возможность есть у установок, предназначенных для исследования космических лучей и оснащенных ливневыми установками для определения мощности ШАЛ, которые позволяют оценить энергию первичной частицы, вызвавшей этот ливень. Но для надежной регистрации групп мюонов необходимо еще одно условие: хорошее координатное разрешение мюонных детекторов. Обычно в качестве детекторов мюонов используются сцинтилляторы, отклик которых пропорционален количеству прошедших через них частиц. Но при этом нет возможности отличить случаи прохождения чистой группы мюонов от случая образования одним из мюонов каскадного ливня, частицы которого могут существенно повысить количество зарегистрированных мюонов. Обратная ситуация возникает при использовании газоразрядных детекторов большого размера, в которых нет возможности определить количество частиц, вызвавших их срабатывание. Это обстоятельство может занижить оценку числа мюонов при большой множественности. Естественно, при уменьшении размеров детекторов вероятность такой ситуации уменьшается и смещается в сторону больших множественностей.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ НЕВОД-ДЕКОР

Первым экспериментом, в котором была обеспечена хорошая пространственная точность измерения количества мюонов в группах (порядка 1 см) и был применен оригинальный подход к оценке энергии первичных частиц, стал НЕВОД-ДЕКОР [8]. Этот экспериментальный комплекс, состоящий из двух основных детекторов: черенковского водного объемом 2000 м³ и координатно-трекового площадью 72 м², позволил провести исследования групп мюонов от первичных частиц с энергиями от 3×10^{14} до 3×10^{18} эВ. Столь широкий диапазон был достигнут за счет регистрации мюонной компоненты ШАЛ под большими зенитными углами.

Специфика генерации мюонов в распадах пионов и каонов приводит к сильной зависимости

потока мюонов от зенитного угла. С одной стороны, при увеличении зенитного угла поток обогащается мюонами высоких энергий из-за увеличения вероятности распада пионов и каонов в разреженных слоях атмосферы и энергетический спектр мюонов становится более пологим. С другой стороны, из-за увеличения расстояния, проходимого мюонами в атмосфере, их пространственное распределение становится шире и количество мюонов, попадающих в детектор, уменьшается. К тому же для мюонов под большими зенитными углами необходимо учитывать влияние магнитного поля Земли, которое отклоняет положительно и отрицательно заряженные мюоны в разные стороны, тем самым еще более расширяя их пространственное распределение. Поэтому, чтобы получить одинаковую множественность мюонов под различными зенитными углами, необходимо увеличивать энергию первичных частиц, которые ответственны за генерацию мюонов под большими зенитными углами. Это обстоятельство открывает возможность оценки энергии первичных частиц по множественности мюонов и зенитному углу их появления. Естественно, необходимо учитывать условия регистрации, поэтому зарегистрированная множественность мюонов m пересчитывается в локальную плотность мюонов D по формуле

$$D = \frac{m}{S_{\text{eff}}},$$

где S_{eff} — эффективная площадь установки для данного направления.

Такой подход получил название метода спектров локальной плотности мюонов (метод СЛПМ). Полученные данным методом результаты исследования групп мюонов наклонных ШАЛ в эксперименте НЕВОД-ДЕКОР [9, 10] показали, что во всей исследованной области первичных энергий наблюдается рост множественности и, соответственно, локальной плотности мюонов, превышающий расчетные значения. И если в области энергий 10^{15} – 10^{17} эВ этот рост может быть объяснен утяжелением состава первичных космических лучей вплоть до чистого железа, то дальнейшее возрастание этих величин по сравнению с результатами моделирования не может быть объяснено за счет такого эффекта. Этот результат был получен новым методом, имеющим к тому же большую неопределенность в оценке энергии первичных частиц, и, естественно, требовал подтверждения, которое было получено в эксперименте обсерватории Пьер Оже [11].

4. СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС МЮОННОЙ ЗАГАДКИ

В 2018 г., во время международной конференции TeVPA, проходившей в Берлине, была сформирована рабочая группа из представителей почти всех

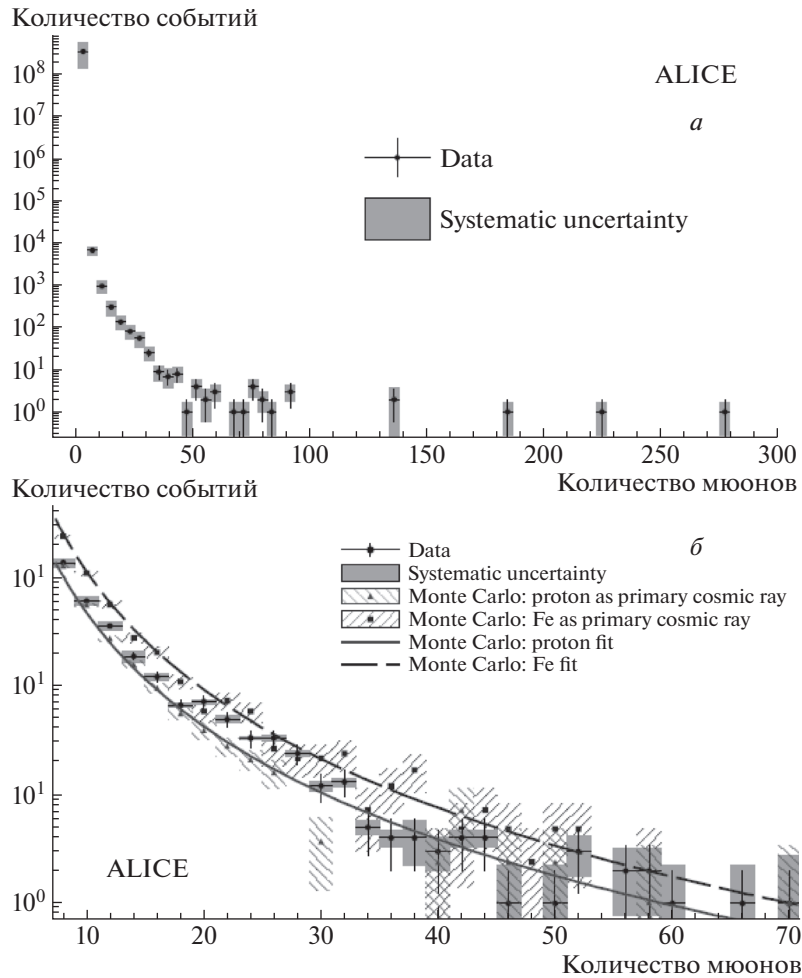


Рис. 2. Распределение по множественности мюонов в эксперименте ALICE [3]: *a* — экспериментальные данные; *б* — сравнение с результатами расчетов.

лабораторий, в которых проводились исследования групп мюонов. Руководитель этой группы Х. Дембински предложил для сравнения результатов различных экспериментов использовать безразмерный параметр

$$z = \frac{\ln N_{\mu}^{\text{exp}} - \ln N_{\mu p}^{\text{sim}}}{\ln N_{\mu \text{Fe}}^{\text{sim}} - \ln N_{\mu p}^{\text{sim}}},$$

где N_{μ}^{exp} — результат измерений множественности, плотности мюонов и т. п., $N_{\mu p}^{\text{sim}}$ и $N_{\mu \text{Fe}}^{\text{sim}}$ — результат моделирования той же величины при двух предположениях о составе первичного космического излучения: только протоны и только ядра железа.

При таких предположениях величина z может меняться от 0 до 1. Естественно, значения моделированных величин зависят от используемой модели взаимодействия. Это обстоятельство может служить своеобразным критерием корректности модели, так как при энергиях меньше 10^{15} эВ

массовый состав космических лучей известен из прямых измерений.

Международная рабочая группа свела воедино результаты практически всех имеющихся экспериментов для шести наиболее популярных моделей, используемых в программе CORSIKA (рис. 3 [12, 13]). Совокупность представленных на рисунке данных свидетельствует об увеличении множественности мюонов в широком интервале первичных энергий от 10^{15} до 10^{19} эВ. При этом выше 10^{17} наблюдается избыток мюонов, который увеличивается с ростом энергии первичных частиц. Этот избыток и является главной проблемой мюонной загадки.

На рис. 4 приведено сопоставление трех крупнейших экспериментов по исследованию групп мюонов: IceCube, НЕВОД-ДЕКОР и Pierre Auger, из которого видно, что использование наклонных ШАЛ для исследования групп мюонов позволяет на установке небольшой площади ($\sim 100 \text{ м}^2$) полностью перекрыть возможности IceCube (площадь

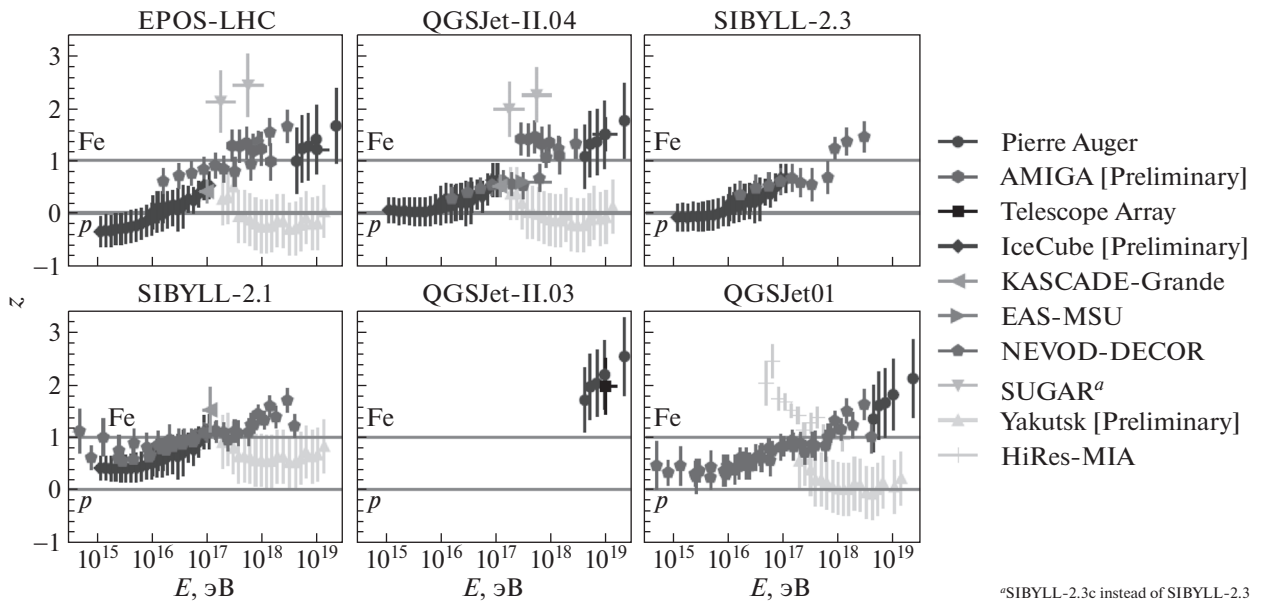


Рис. 3. Результаты работы международной группы по анализу данных 10 экспериментов [12].



Рис. 4. Сравнение трех крупнейших экспериментов по исследованию мюонов ШАЛ.

1 км²) и достичь нижней границы энергий первичных частиц (3×10^{18} В), регистрируемых обсерваторией Pierre Auger (площадь 3000 км²). При этом важно отметить, что результаты НЕВОД-ДЕКОР были получены значительно раньше.

5. ВОЗМОЖНЫЕ ВАРИАНТЫ РЕШЕНИЯ МЮОННОЙ ЗАГАДКИ

В принципе, возможны два подхода к решению мюонной загадки: космо-физический и ядерно-физический. В первом из них причиной появления избытка мюонов являются изменения энергетического спектра и/или массового состава ПКЛ.

Во втором, изменение модели взаимодействия. К сожалению, прямые эксперименты в обсуждаемой области энергий невозможны, и вся информация получается из результатов регистрации ШАЛ. На рис. 5 представлены схемы исследования характеристик ПКЛ при известной модели взаимодействия и, наоборот, исследования модели взаимодействия при известных характеристиках ПКЛ [14].

Единственная возможность одновременного исследования характеристик ПКЛ и модели взаимодействия связана с измерением энергетических характеристик мюонов (рис. 6 [15]). Включение какого-либо нового процесса генерации мюонов будет приводить к увеличению их количества и

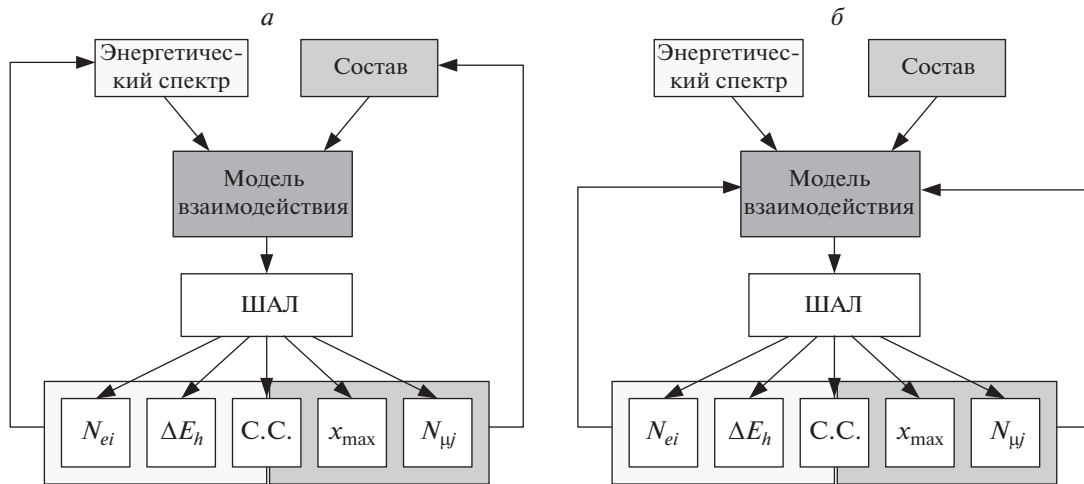


Рис. 5. Космофизический (а) и ядерно-физический (б) подходы к анализу зарегистрированных характеристик ШАЛ.

энергии. Поэтому существуют два возможных подхода к решению мюонной загадки: измерение инклюзивного энергетического спектра мюонов выше энергий 100 ГэВ и измерение энерговыделения групп мюонов.

В первом случае требуемая для такого эксперимента площадь детектора должна быть порядка км². Для этой цели могут быть использованы имеющиеся и строящиеся нейтринные телескопы IceCube, Байкал, KM3Net, которые имеют не только большую площадь, но и достаточную толщину, чтобы использовать их в качестве калориметра или параметра для регистрации каскадных ливней, генерируемых мюонами сверхвысоких энергий. Основная трудность в реализации такого эксперимента состоит в том, что мюоны сверхвысоких энергий сопровождаются большим количеством обычных мюонов, которые также будут взаимодействовать с

веществом детектора. С этой точки зрения более подходящей для решения такой задачи является установка HAWC, предназначенная для исследования γ -квантов сверхвысоких энергий [16]. Она также может быть использована для регистрации мюонов сверхвысоких энергий в горизонтальном потоке космических лучей (рис. 7), где плотность мюонов меньше, а структура установки, состоящей из отдельных баков, уменьшает вероятность одновременной регистрации двух каскадов от различных мюонов.

Более простым представляется второй способ. Для его реализации необходимы два независимых детектора: один координатно-трековый с высоким пространственным разрешением для измерения количества мюонов в группах, а второй — калориметрический для измерения энерговыделения групп мюонов, зарегистрированных координатно-трековым детектором. В случае изменения массового состава ПКЛ удельное энерговыделение (рассчитанное на 1 мюон) должно оставаться практически постоянным. В случае включения нового физического процесса и появления мюонов сверхвысоких энергий удельное энерговыделение начнет расти, так как энергетические потери мюонов линейно растут с их энергией, и появление даже одного мюона с энергией, в сотни раз превышающей среднюю энергию мюонов, существенно увеличит среднее энерговыделение.

В настоящее время такой эксперимент может быть проведен только на комплексе НЕВОД-ДЕКОР, в котором сочетаются два независимых детектора: ДЕКОР — координатно-трековый детектор и НЕВОД — черенковский водный калориметр. Такой эксперимент уже проводится, и первые результаты [17] указывают на возможное увеличение удельного энерговыделения в области энергий первичных частиц $\sim 10^{18}$ эВ. К сожалению,

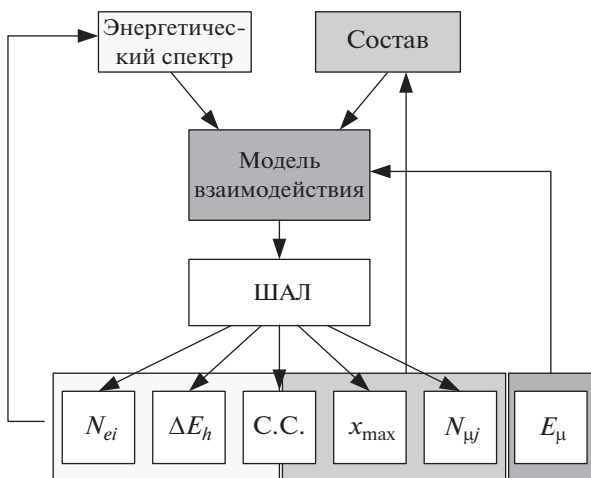


Рис. 6. Включение энергетических характеристик мюонной компоненты в анализ данных ШАЛ.

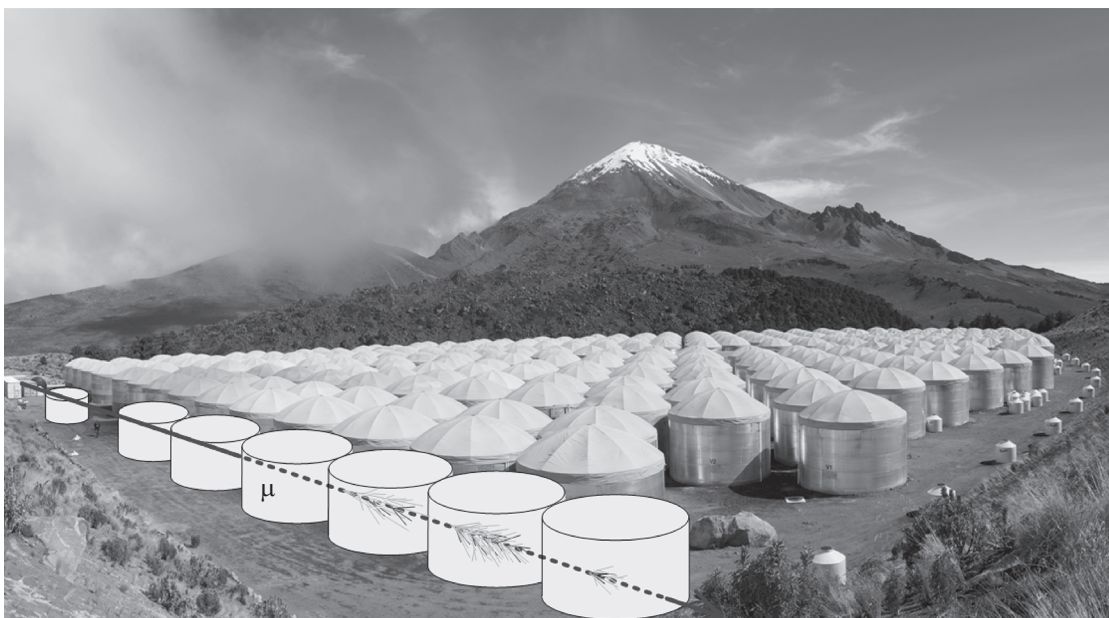


Рис. 7. Прохождение мюона сверхвысокой энергии через черенковские водные детекторы установки HAWC.

детектор ДЕКОР имеет два серьезных недостатка, которые могут помешать получению надежных данных по энерговыделению групп мюонов. Во-первых, стримерные трубки, из которых собран ДЕКОР, имеют поперечное сечение $1 \times 1 \text{ см}^2$, поэтому возможность разделения двух близких треков ограничивается 3 см, что затрудняет продвижение в область больших множественностей и соответствующих энергий. Во-вторых, супермодули детектора ДЕКОР перекрывают лишь около 20% боковой поверхности черенковского водного калориметра, и при этом между ними есть пустые промежутки. Это приводит к тому, что полное количество мюонов, проходящих через НЕВОД, остается неизвестным и может быть оценено лишь на основе модельных представлений, что, естественно, снижает точность оценок удельного энерговыделения.

Для решения этих проблем в настоящее время на боковой поверхности черенковского водного детектора НЕВОД создается новый координатно-трековый детектор ТРЕК на базе дрейфовых камер [18]. Преимущества этого детектора следующие. Во-первых, он полностью перекроет всю боковую поверхность детектора НЕВОД, так как его площадь будет 250 м^2 (в 7 раз больше, чем у ДЕКОР) с очень малыми зонами нечувствительности между дрейфовыми камерами. Во-вторых, пространственное разрешение дрейфовых камер 1 мм, поэтому разрешение двух близких треков составит около 3 мм, т.е. в 10 раз лучше, чем в детекторе ДЕКОР. Все это существенно улучшит условия эксперимента по измерению энерговыделения на-

клонных групп мюонов и позволит продвинуться в область более высоких энергий, вплоть до 10^{19} эВ .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мюонная загадка была сформулирована на основе результатов, полученных в различных экспериментах, проведенных как с использованием ускорительных детекторов, так и в космических лучах. С большой вероятностью, за появление избытка групп мюонов ответственны новые процессы в ядро-ядерных взаимодействиях, поскольку космические лучи состоят в основном из ядер, которые взаимодействуют с ядрами атомов воздуха: азота и кислорода.

Если эта идея верна, то новые процессы можно искать на ЛНС в ядро-ядерных взаимодействиях, что является достаточно сложной задачей из-за большой множественности вторичных частиц, образующихся в таких взаимодействиях. В космических лучах для решения мюонной загадки наиболее перспективны действующие эксперименты НЕВОД-ДЕКОР (ТРЕК) для измерения энерговыделения групп мюонов и IceCube и HAWC (а в будущем Байкал и КМ3Net) для измерения инклюзивного энергетического спектра мюонов.

Работа выполнена на Уникальной научной установке НЕВОД при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание, проект “Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя” (№ 0723-2020-0040)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. A. Petrukhin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **742**, 228 (2014).
2. E. V. Bugaev, A. Misaki, V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, and N. Takahashi, Phys. Rev. D **58**, 054001 (1998).
3. A. G. Bogdanov, R. P. Kokoulin, Yu. F. Novoseltsev, R. V. Novoseltseva, V. B. Petkov, and A. A. Petrukhin, Astropart. Phys. **36**, 224 (2012).
4. P. Berghaus and C. Xu, in *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, 2011*, Ed. by H. Chen (2011), Vol. 4, p. 103.
5. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.), Astropart. Phys. **78**, 1 (2016).
6. C. Grupen, N.-O. Hashim, B. Jost, F. Maciuc, S. Luitz, A. Mailov, A.-S. Müller, A. Putzer, B. Rensch, H.-G. Sander, S. Schmeling, M. Schmelling, R. Tcacius, H. Wachsmuth, Th. Ziegler, and K. Zuber, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **175–176**, 286 (2008).
7. The ALICE Collab., J. Cosmol. Astropart. Phys. **1**, 32 (2016).
8. A. G. Bogdanov, R. P. Kokoulin, G. Mannocchi, A. A. Petrukhin, O. Saavedra, V. V. Shutenko, G. Trinchero, and I. I. Yashin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **588**, 189 (2008).
9. А. Г. Богданов, Д. М. Громушкин, Р. П. Кокouлин, Дж. Маннокки, А. А. Петрухин, О. Сааведра, Дж. Тринкоро, Д. В. Чернов, В. В. Шутенко, И. И. Яшин, ЯФ **73**, 1904 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1852 (2010)].
10. A. G. Bogdanov, R. P. Kokoulin, G. Mannocchi, A. A. Petrukhin, O. Saavedra, V. V. Shutenko, G. Trinchero, and I. I. Yashin, Astropart. Phys. **98**, 13 (2018).
11. G. Rodriguez (for the Pierre Auger Collab.), EPJ Web Conf. **53**, 07003 (2013).
12. H. P. Dembinski *et al.* (for the EAS-MSU, IceCube, KASCADE-Grande, NEVOD-DECOR, PierreAuger, SUGAR, Telescope Array, and Yakutsk EAS Array Collabs.), EPJ Web Conf. **210**, 02004 (2019).
13. H. P. Dembinski, Phys. At. Nucl. **82**, 644 (2019).
14. A. A. Petrukhin, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **212–213**, 235 (2011).
15. A. A. Petrukhin, in *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, 2011*, Ed. by H. Chen (2011), Vol. 1, p. 50.
16. A. U. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro, C. Alvarez, J. D. Álvarez, R. Arceo, J. C. Arteaga-Velázquez, H. A. Ayala Solares, A. S. Barber, N. Bautista-Elivar, A. Becerril, E. Belmont-Moreno, S. Y. BenZvi, D. Berley, J. Braun, C. Brisbois, *et al.* Astrophys. J. **843**, 39 (2017).
17. E. A. Yurina, N. S. Barbashina, A. G. Bogdanov, S. S. Khokhlov, V. V. Kindin, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets, G. Mannocchi, A. A. Petrukhin, V. V. Shutenko, G. Trinchero, and I. I. Yashin, Phys. At. Nucl. **82**, 620 (2019).
18. E. A. Zadeba, N. V. Ampilogov, N. S. Barbashina, A. G. Bogdanov, A. A. Borisov, D. V. Chernov, L. I. Dushkin, R. M. Fakhrutdinov, S. S. Khokhlov, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets, A. S. Kozhin, V. V. Ovchinnikov, A. A. Petrukhin, V. A. Selyakov, V. V. Shutenko, and I. I. Yashin, JINST **9**, C08018 (2014).

MUON PUZZLE IN COSMIC RAYS AND ITS POSSIBLE SOLUTION

A. A. Petrukhin¹⁾¹⁾National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

The history of discovery and investigations of muon and muon component of cosmic rays was full of various puzzles. The last of them is an increasing with energy of primary cosmic rays excess of muon bundles with large multiplicity, which has been detected in various experiments. The second aspect of muon puzzle is the excess of very high energy muons (more than 100 TeV). In this paper, various approaches to muon puzzle solution connected with measurements of energy characteristics of cosmic ray muon component are considered.

ТРЕХРЕДЖЕОННЫЕ РАЗРЕЗЫ В АМПЛИТУДАХ КХД

© 2021 г. В. С. Фадин^{1),2)}*

Поступила в редакцию 20.04.2020 г.; после доработки 20.04.2020 г.; принята к публикации 20.04.2020 г.

Для дальнейшего продвижения в теоретическом описании процессов КХД при больших энергиях и ограниченных переданных импульсах необходимо понимать структуру трехреджеонных разрезов и уметь вычислять их вклады в амплитуды КХД. В настоящее время теория таких разрезов находится в зачаточном состоянии. В статье обсуждаются существующие подходы к вычислению вкладов трехреджеонных разрезов в амплитуды упругого рассеяния.

DOI: 10.31857/S0044002720060148

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовая хромодинамика (КХД) является уникальной теорией, в которой все ее элементарные частицы (как кварки, так и глюоны) реджеуются в теории возмущений. В полной мере значение этого явления еще, по-видимому, не осознано, но оно давно используется для теоретического описания процессов КХД в реджевской области (при больших энергиях и ограниченных переданных импульсах). В частности, на реджезации глюона основано уравнение БФКЛ (Балицкого–Фадины–Кураева–Липатова) [1–4], одно из фундаментальных уравнений КХД.

В главном логарифмическом приближении (ГЛП) и в следующем за ним (СГЛП) реджезация глюона означает, что амплитуды процессов КХД в реджевской и мультиреджевской кинематике с присоединенным представлением цветовой группы в кросс-каналах определяются глюонным полюсом Редже и имеют простую факторизованную форму. В каждом порядке теории возмущений эти амплитуды дают главный вклад в соотношения унитарности, что обеспечивает простой вывод уравнения БФКЛ не только в ГЛП, но также и в СГЛП.

Известно, что полюса Редже в j -плоскости (плоскости комплексных угловых моментов) порождают реджевские разрезы. В амплитудах с положительной сигнатурой (симметрией относительно замены $s \leftrightarrow u \simeq -s$), в которых реальные части главных логарифмических членов сокращаются, реджевские разрезы появляются уже в ГЛП (в

частности, БФКЛ померон является двухреджеонным разрезом). Но в амплитудах с отрицательной сигнатурой (далее речь идет только о них) реджевские разрезы должны быть, по крайней мере, трехреджеонными и могут появляться только в следующем за следующим логарифмическом приближении (ССГЛП).

Впервые нарушение полюсной формы было обнаружено в [5] в двухпетлевых амплитудах gg -, gq - и qq -рассеяния. Впоследствии нарушающие полюсную форму вклады были найдены в трех петлях с использованием метода инфракрасной факторизации [6, 7].

В [8] было показано, что наблюдаемое нарушение может быть объяснено вкладами трехреджеонного разреза. В появившейся чуть позже работе [9] было дано хотя и аналогичное, но другое объяснение, в котором кроме разреза используется смешивание разреза и полюса.

Здесь мы обсуждаем использованные в работах [8] и [9] подходы, полученные результаты и пути дальнейшего развития.

2. ТРЕХРЕДЖЕОННЫЕ РАЗРЕЗЫ В ДВУХ И ТРЕХ ПЕТЛЯХ

Наличие особенностей в j -плоскости, отличных от глюонного полюса Редже, следует уже просто из существования амплитуд с представлениями \mathbf{R} цветовой группы в t -канале, отличными от присоединенного, по которому преобразуется глюон (цветовой октет в КХД). Для кварк-кваркового рассеяния кроме октета ($\mathbf{8}$) возможен еще и синглет ($\mathbf{1}$), а для глюон-глюонного — два декуплета, $\mathbf{10}$ и $\mathbf{10}^*$ (вспомним, что рассматривается только отрицательная сигнатура).

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

*E-mail: fadin@inp.nsk.su

В [8] вычисления основывались на диаграммах теории возмущений. Трехреджеонный разрез должен проявляться в амплитудах, отвечающих диаграммам Фейнмана с тремя глюонами в t -канале, отличающимися перестановками σ глюонных вершин (пусть σ принимает значения a, b, c, d, e, f , причем $\sigma = a$ ($\sigma = f$) относится к диаграмме без u - (s -) канальных разрезов). Амплитуды $\mathcal{A}_{AB}^{(\mathbf{R})}(s, t)$ упругого рассеяния партонов A и B (это могут быть кварки q и глюоны g) с представлениями \mathbf{R} цветовой группы в t -канале имеют вид

$$\mathcal{A}_{AB}^{(\mathbf{R})}(s, t) = \sum_{\sigma} \mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB}^{(0)\sigma} M_{AB}^{(0)\sigma}(s, t), \quad (1)$$

где $\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB}^{(0)\sigma}$ — цветовой коэффициент, $M_{AB}^{(0)\sigma}(s, t)$ — не зависящий от цвета матричный элемент. Прямое вычисление [10] показывает, что для $\mathbf{R} \neq \mathbf{8}$ цветовые коэффициенты не зависят от σ . Поскольку для $\mathbf{R} \neq \mathbf{8}$ вклад реджезованного глюона отсутствует, мы можем положить $\mathcal{G}(\mathbf{R} \neq \mathbf{8})_{AB}^{(0)\sigma} = \mathcal{G}(\mathbf{R} \neq \mathbf{8})_{AB}^{(\text{cut})}$, при этом

$$\left(\mathcal{G}(\mathbf{10}) + \mathcal{G}(\mathbf{10}^*) \right)_{gg}^{(\text{cut})} = -\frac{3}{2}, \quad (2)$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{1})_{qq}^{(\text{cut})} = \frac{(N_c^2 - 4)(N_c^2 - 1)}{8N_c^2}.$$

Для таких представлений $M_{AB}^{(0)\sigma}(s, t)$ суммируются в калибровочно-инвариантную эйкональную амплитуду

$$\sum_{\sigma} M_{AB}^{(0)\sigma}(s, t) = A^{\text{eik}} = g^6 \frac{s}{t} \left(\frac{-4\pi^2}{3} \right) \mathbf{q}^2 I[1], \quad (3)$$

где

$$I[F] = \int \frac{d^{2+2\epsilon} l_1 d^{2+2\epsilon} l_2 d^{2+2\epsilon} l_3}{(2\pi)^{3(3+2\epsilon)} \mathbf{l}_1^2 \mathbf{l}_2^2 \mathbf{l}_3^2} \times F(2\pi)^{(3+2\epsilon)} \delta(\mathbf{q} - \mathbf{l}_1 - \mathbf{l}_2 - \mathbf{l}_3). \quad (4)$$

Так должно и быть, поскольку для $\mathbf{R} \neq \mathbf{8}$ вклад в $\mathcal{A}_{AB}^{(\mathbf{R})}(s, t)$ дают только рассматриваемые диаграммы, так что их полный вклад должен быть калибровочно-инвариантным.

Для $\mathbf{R} = \mathbf{8}$ прямое вычисление дает [8, 11] $\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)\sigma} = \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)}$ для $\sigma = b, c, d, e$,

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{gg}^{(0)} = \frac{3}{2}, \quad \mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq}^{(0)} = \frac{1}{4}, \quad (5)$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq}^{(0)} = \frac{1}{4} \left(-1 + \frac{3}{N_c^2} \right)$$

и

$$\frac{1}{2} \left[\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)a} + \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)f} \right] = \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)} + \frac{N_c^2}{8}. \quad (6)$$

Здесь приводятся только полусуммы коэффициентов $\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)a}$ и $\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)f}$, потому что именно они входят в рассматриваемые амплитуды с отрицательной сигнатурой (поскольку $M_{AB}^{(0)a}$ и $M_{AB}^{(0)f}$ связаны заменой $s \leftrightarrow u$). Из (5) и (6) следует, что и в октетной амплитуде есть не только вклад реджезованного глюона, так как условие полюсной факторизации

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{gg} + \mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq} = 2\mathcal{G}(\mathbf{8})_{gg} \quad (7)$$

нарушено. При этом нарушающие факторизацию члены в цветовых коэффициентах не зависят от σ , что делает их вклад калибровочно-инвариантным.

Но в этом порядке нельзя ни однозначно выделить вклад реджевского полюса, ни хоть как-то проверить, что другие вклады идут от трехреджеонного разреза. Представление $\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)}$ в виде суммы

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(0)} = \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(\text{pole})} + \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(\text{cut})}, \quad (8)$$

вкладов полюса, удовлетворяющего условию факторизации, и разреза, нарушающего это условие, неоднозначно. Разделить вклады полюса и разреза можно в более высоких порядках, используя различие в энергетической зависимости вкладов полюса и разреза. Для полюса она дается фактором Редже $\exp(\omega(t) \ln s)$, где $1 + \omega(t)$ — траектория глюона,

$$\omega(t) = -\frac{g^2 N_c}{2} f_1(\mathbf{q}), \quad (9)$$

$$f_1(\mathbf{q}) = \mathbf{q}^2 \int \frac{d^{2+2\epsilon} l}{(2\pi)^{(3+2\epsilon)} \mathbf{l}^2 (\mathbf{q} - \mathbf{l})^2},$$

а для трехреджеонного разреза — оператором $\exp(\hat{\mathcal{K}} \ln s)$,

$$\hat{\mathcal{K}} = \hat{\Omega} + \hat{\mathcal{K}}_r, \quad (10)$$

$$\hat{\Omega} = \hat{\omega}_1 + \hat{\omega}_2 + \hat{\omega}_3, \quad (11)$$

$$\hat{\mathcal{K}}_r = \hat{\mathcal{K}}_r(1, 2) + \hat{\mathcal{K}}_r(1, 3) + \hat{\mathcal{K}}_r(2, 3),$$

где $\hat{\omega}_i$ — оператор траектории i -го реджеона, $\hat{\mathcal{K}}_r(m, n)$ — оператор реальной части ядра БФКЛ, описывающей взаимодействие между реджеонами m и n . Для реджеонов с поперечными импульсами \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 и цветовыми индексами c_1 и c_2

$$[\mathcal{K}_r(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2; \mathbf{k})]_{c_1 c_2}^{c'_1 c'_2} = \quad (12)$$

$$= -T_{c_1 c'_1}^a T_{c_2 c'_2}^a \frac{g^2}{(2\pi)^{D-1}} \left[\frac{\mathbf{q}_1^2 \mathbf{q}_2^2 + \mathbf{q}_2^2 \mathbf{q}_1^2}{\mathbf{k}^2} - \mathbf{q}^2 \right],$$

где $\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 = \mathbf{q}'_1 + \mathbf{q}'_2 = \mathbf{q}$, $\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_1 = \mathbf{q}'_2 - \mathbf{q}_2 = \mathbf{k}$.

В трех петлях учет взаимодействия меняет цветовые коэффициенты для различных диаграмм на множители, зависящие только от представления [8, 10, 11], так что вклад разреза в ССГЛП представляется в виде

$$\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB}^{(\text{cut})} g^8 \frac{s}{t} \left(\frac{-4\pi^2}{3} \right) \times \quad (13)$$

$$\times \mathbf{q}^2 \left(\left(\frac{3}{2} N_c - C_2(\mathbf{R}) \right) I[f_1(\mathbf{l}_1)] - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2} (3N_c - C_2(\mathbf{R})) I[f_1(\mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2)] \right) \ln s,$$

где $I[f]$ определено в (4). Это позволяет объяснить обнаруженные в двух и трех петлях нарушения полюсной реджевской формы тем, что кроме вклада полюса Редже есть вклад реджевского разреза

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB}^{(\text{cut})} g^6 \frac{s}{t} \left(\frac{-4\pi^2}{3} \right) \times \quad (14)$$

$$\times \mathbf{q}^2 \left(I[1] + g^2 N_c \ln s \times \right.$$

$$\left. \times \left(\frac{1}{2} I[f_1(\mathbf{l}_1)] - I[f_1(\mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2)] \right) \right),$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{gg}^{(\text{cut})} = -\frac{3}{2}, \quad \mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq}^{(\text{cut})} = -\frac{3}{2}, \quad (15)$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq}^{(\text{cut})} = \frac{3(1 - N_c^2)}{4N_c^2}.$$

Существует, однако, другой подход [9] к введению трехреджеонных разрезов, опирающийся не на рассмотрение фейнмановских диаграмм, а на представление амплитуд рассеяния вильсоновскими линиями (эффективную теорию вильсоновских линий). Основное отличие подходов касается цветовых коэффициентов. Для представлений \mathbf{R} , отличных от присоединенного, они оказываются такими же, что и в диаграммном подходе, но в присоединенном представлении отличаются. В двух петлях это отличие может быть отнесено к вкладу полюса за счет переопределения двухпетлевых вкладов в вершины глюон–глюон–реджеон и кварк–кварк–реджеон. Но в трех петлях этого сделать уже нельзя, и для объяснения нарушения полюсной формы в [9] вводится еще смешивание полюса и разреза.

3. ЧЕТЫРЕ ПЕТЛИ В ДИАГРАММНОМ ПОДХОДЕ

Хотя подход [9] имеет, на наш взгляд, некоторые слабые стороны (отсутствие строгого вывода, отсутствие связи с фейнмановскими диаграммами и согласованности цветовой структуры и эйкональной формы матричного элемента, поведение при

большом числе цветов), полностью отвергнуть его, используя только результаты трехпетлевых вычислений, мы не можем. Мы предполагаем сделать выбор между подходами, используя четырехпетлевые расчеты в обоих подходах.

Конечно, хорошо бы сравнить их результаты с результатами прямых вычислений. Однако надеяться на их получение в скором времени не приходится. Можно, однако, воспользоваться методом инфракрасной факторизации. К сожалению, и с его использованием четырехпетлевые результаты еще не получены, но на их получение можно рассчитывать.

В ССГЛП четырехпетлевой вклад трехреджеонного разреза представляется в виде

$$g^{10} \frac{s}{t} \left(\frac{-4\pi^2}{3} \right) \mathbf{q}^2 \frac{1}{2} \ln^2 s \left[\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,VV}^{(2)} \times \quad (16)$$

$$\times \left(6I[f_1(\mathbf{l}_1)f_1(\mathbf{l}_2)] + 3I[f_1^2(\mathbf{l}_1)] \right) + \right.$$

$$\left. + \mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,VR}^{(2)} \left(4I[f_1(\mathbf{l}_1)f_1(\mathbf{l}_2)] + I[f_1^2(\mathbf{l}_1)] - \right. \right.$$

$$\left. - 2I[f_2(\mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2)] \right) + \mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,RR}^{(2s)} \left(2I[f_1(\mathbf{l}_1)f_1(\mathbf{l}_2)] + \right.$$

$$\left. + 2I[f_1^2(\mathbf{l}_1)] - 4I[f_2(\mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2)] + I[f_1^2(\mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2)] \right) +$$

$$\left. + \mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,RR}^{(2d)} \left(3I[f_1(\mathbf{l}_1)f_1(\mathbf{l}_2)] - I[f_1^2(\mathbf{l}_1)] - \right. \right.$$

$$\left. - 2I[f_2(\mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2)] + I[f_1(\mathbf{q} - \mathbf{l}_1)f_1(\mathbf{q} - \mathbf{l}_3)] \right) \Big],$$

где интегралы $I[F]$ определены в (4), функция f_1 в (9), $f_2(\mathbf{q}) = I[f_1]$, слагаемые с цветовыми коэффициентами $\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,VV}^{(2)}$ и $\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,VR}^{(2)}$ отвечают вкладам, идущим от $\hat{\Omega}^2$ и от $2\hat{\Omega}\hat{K}_r$, так что

$$\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,VV}^{(2)} = \frac{N_c^2}{4} \mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB}^{(\text{cut})}, \quad (17)$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,VR}^{(2)} = \frac{N_c}{2} (C_2(\mathbf{R}) - 3N_c) \mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB}^{(\text{cut})},$$

а слагаемые с цветовыми коэффициентами $\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,RR}^{(2s)}$ и $\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,RR}^{(2d)}$ отвечают вкладам, идущим от \hat{K}_r^2 . Этот вклад содержит цветные матричные элементы

$$\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,RR}^{(2s)\sigma} = \quad (18)$$

$$= \frac{1}{2} \langle \Psi_B^\sigma | \sum_{i \neq j=1}^3 \hat{T}^c(i) \hat{T}^c(j) \hat{T}^d(i) \hat{T}^d(j) | \Psi_A \rangle,$$

отвечающие двукратному взаимодействию одной пары реджеонов, и

$$\mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,RR}^{(2d)\sigma} = \quad (19)$$

$$= \langle \Psi_B^\sigma | \sum_{i \neq j \neq k=1}^3 \hat{T}^c(i) \hat{T}^c(j) \hat{T}^d(i) \hat{T}^d(k) | \Psi_A \rangle$$

для взаимодействия разных пар реджеонов. Благодаря сохранению цвета

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,RR}^{(2s)\sigma} + \mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB,RR}^{(2d)\sigma} &= \\ &= \frac{1}{4} (C_2(\mathbf{R}) - 3N_c)^2 \mathcal{G}(\mathbf{R})_{AB}^{(\text{cut})}. \end{aligned} \quad (20)$$

Прямое вычисление цветовых матричных элементов дает, что для $\mathbf{R} \neq \mathbf{8}$ они не зависят от σ и равны между собой, так что

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(\mathbf{1})_{qq,RR}^{(2s)} &= \frac{3}{4} N_c^2 \mathcal{G}(\mathbf{1})_{qq}^{(\text{cut})}, \\ \mathcal{G}(\mathbf{1})_{qq,RR}^{(2d)} &= \frac{3}{2} N_c^2 \mathcal{G}(\mathbf{1})_{qq}^{(\text{cut})}, \\ (\mathcal{G}(\mathbf{10}) + \mathcal{G}(\mathbf{10}^*))_{gg,RR}^{(2s)} &= \\ &= \left(\frac{N_c^2}{4} + 3 \right) (\mathcal{G}(\mathbf{10}) + \mathcal{G}(\mathbf{10}^*))_{gg}^{(\text{cut})}, \\ (\mathcal{G}(\mathbf{10}) + \mathcal{G}(\mathbf{10}^*))_{gg,RR}^{(2d)} &= \\ &= -3 (\mathcal{G}(\mathbf{10}) + \mathcal{G}(\mathbf{10}^*))_{gg}^{(\text{cut})}. \end{aligned} \quad (21)$$

Для $\mathbf{R} = \mathbf{8}$ вычисление дает результат, аналогичный двухпетлевому: члены, нарушающие полюсную факторизацию, имеют σ -независимые цветовые коэффициенты, что обеспечивает их калибровочную инвариантность, так же как в двух и трех петлях. Для $\sigma = b, c, d, e$ матричные элементы одинаковы:

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB,RR}^{(2i)b} &= \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB,RR}^{(2i)c} = \\ &= \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB,RR}^{(2i)d} = \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB,RR}^{(2i)e} = \mathcal{G}(\mathbf{8})_{AB,RR}^{(2i)}, \end{aligned} \quad (23)$$

$i = s, d$, а матричные элементы для $\sigma = a, f$ отличаются от них на не зависящее от сорта частиц слагаемое. При этом, считая, что разбиение на вклады полюса и разреза задано трехпетлевым приближением, получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(\mathbf{8})_{gg,RR}^{(2s)} &= -2N_c^2 - \frac{9}{2}, \\ \mathcal{G}(\mathbf{8})_{gg,RR}^{(2d)} &= -\frac{15N_c^2}{4}, \\ \mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq,RR}^{(2s)} &= 0, \quad \mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq,RR}^{(2d)} = \frac{N_c^2}{2} + \frac{9}{2}, \\ \mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq,RR}^{(2d)} &= \frac{9N_c^2}{4}, \quad \mathcal{G}(\mathbf{8})_{qq,RR}^{(2d)} = \frac{3(1 - N_c^2)}{4}. \end{aligned} \quad (24)$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как и следовало ожидать, полюсная реджевская форма амплитуд КХД нарушается в ССГЛП,

поскольку в этом приближении уже дают вклад трехреджеонные разрезы. Несовместимость полюсной формы с результатами прямых вычислений амплитуд упругого рассеяния в двух петлях была показана в [5]. Впоследствии нарушающие ее вклады в эти амплитуды были исследованы [6, 7] в двух и трех петлях с помощью метода инфракрасной факторизации. В настоящее время существует два разных подхода к объяснению наблюдаемого нарушения трехреджеонными разрезами. В одном из них [8] (см. также [10, 11]), основанном на фейнмановских диаграммах, оно объясняется только вкладом разреза, а в другом [9], использующем эффективную теорию вильсоновских линий, вводится также смешивание полюса и разреза. Правомочность этих подходов может быть подтверждена или опровергнута в четырех петлях при сравнении их результатов с результатами четырехпетлевых вычислений методом инфракрасной факторизации.

Конечно, подтверждение не является доказательством. Для доказательства нужен какой-то метод типа бутстрапа, использованного при доказательстве реджезации глюона в ГЛП и СГЛП. А для него нужно исследование трехреджеонных разрезов в амплитудах множественного рождения в мультиреджевской кинематике, к которому еще не приступали, но которое необходимо для вывода уравнения БФКЛ в ССГЛП с использованием соотношения унитарности. Так что теория трехреджеонных разрезов находится пока в зачаточном состоянии.

Работа поддержана частично Министерством науки и высшего образования РФ, частично РФФИ, грант № 19-02-00690.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. S. Fadin, E. A. Kuraev, and L. N. Lipatov, Phys. Lett. B **60**, 50 (1975).
2. E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, ЖЭТФ **71**, 840 (1976) [Sov. Phys. JETP **44**, 443 (1976)].
3. E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, ЖЭТФ **72**, 377 (1977) [Sov. Phys. JETP **45**, 199 (1977)].
4. I. I. Balitsky and L. N. Lipatov, ЯФ **28**, 1597 (1978) [Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 822 (1978)].
5. V. Del Duca and E. W. N. Glover, JHEP **0110**, 035 (2001).
6. V. Del Duca, G. Falcioni, L. Magnea, and L. Vernazza, Phys. Lett. B **732**, 233 (2014).
7. V. Del Duca, G. Falcioni, L. Magnea, and L. Vernazza, JHEP **1502**, 029 (2015).
8. V. S. Fadin, AIP Conf. Proc. **1819**, 060003 (2017).
9. S. Caron-Huot, E. Gardi, and L. Vernazza, JHEP **1706**, 016 (2017).
10. V. S. Fadin, PoS(DIS2017), 042 (2018).
11. V. S. Fadin and L. N. Lipatov, Eur. Phys. J. C **78**, 439 (2018).

THREE-REGGEON CUTS IN QCD AMPLITUDES**V. S. Fadin^{1),2)}**

*¹⁾Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, Russia*

²⁾Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

For further advancement in the theoretical description of QCD processes at high energies and limited transmitted momenta, it is necessary to understand the structure of three-Reggeon cuts and be able to calculate their contributions to the QCD amplitudes. Currently, the theory of such cuts is in its infancy. The article discusses existing approaches to calculating the contributions of three-Reggeon cuts to elastic scattering amplitudes.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАНДАУ–ХАЛАТНИКОВА–ФРАДКИНА И ЧЕТНЫЕ ζ -ФУНКЦИИ

© 2021 г. А. В. Котиков^{1)*}, С. Тебер²⁾

Поступила в редакцию 13.04.2020 г.; после доработки 13.04.2020 г.; принята к публикации 13.04.2020 г.

Мы приводим точную формулу, связывающую стандартные ζ -функции и так называемые $\hat{\zeta}$ -функции во всех порядках теории возмущений. Формула основана на преобразовании Ландау–Халатникова–Фрадкина (ЛХФ).

DOI: 10.31857/S0044002720060197

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрим свойства многопетлевых безмассовых функций пропагаторного типа. Существует все больше свидетельств (см., например, [1]) того, что в расчетах различных величин в евклидовой области возникают поразительные закономерности в членах, пропорциональных ζ_{2n} , т.е. четным значениям ζ -функций Эйлера. Причину таких закономерностей видят [2] в том факте, что основными объектами являются не сами ζ -функции, а их ε -зависимые комбинации

$$\begin{aligned}\hat{\zeta}_3 &\equiv \zeta_3 + \frac{3\varepsilon}{2}\zeta_4 - \frac{5\varepsilon^3}{2}\zeta_6, \\ \hat{\zeta}_5 &\equiv \zeta_5 + \frac{5\varepsilon}{2}\zeta_6, \quad \hat{\zeta}_7 \equiv \zeta_7,\end{aligned}\quad (1)$$

которые приводят к отсутствию ζ_{2n} в ε -разложениях четырехпетлевых функций пропагаторного типа. Обобщение комбинаций (1) на случай пяти, шести и семи петель доступно в [3]³⁾. Результаты (1) и их обобщение в [3] дают возможность предсказывать члены $\sim \pi^{2n}$ в более высоких порядках теории возмущений.

В работе [4] (см. также [5]) было получено обобщение (1) на все порядки по ε довольно неожиданным образом: с помощью преобразования ЛХФ [6], которое связывает пропагаторы фермионов в КЭД в двух разных калибровках. Заметим, что наиболее

важные приложения преобразования ЛХФ обычно связаны с предсказаниями некоторых членов в высоких порядках теории возмущений: для КЭД [7] и ее обобщений [8], для более общих $SU(N)$ калибровочных теорий [9].

В этой работе мы представляем краткий обзор результатов [4] с акцентом на том, как преобразование ЛХФ раскрывает естественным образом существование $\hat{\zeta}$ -функций и позволяет обобщить результаты (1) на все порядки по ε .

2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛХФ

Рассмотрим КЭД в евклидовом пространстве размерности d ($d = 4 - 2\varepsilon$). Общая форма пропагатора фермиона в калибровке с параметром ξ имеет вид в p и x представлениях:

$$S_F(p, \xi) = \frac{1}{i\hat{p}}P(p, \xi), \quad S_F(x, \xi) = \hat{x}X(x, \xi), \quad (2)$$

где факторы \hat{p} и \hat{x} , содержащие γ -матрицы Дирака, представлены в явном виде.

Преобразование ЛХФ связывает пропагатор фермионов в двух разных калибровках, с параметрами ξ и η соответственно, как (в рамках размерной регуляризации) [4]:

$$S_F(x, \xi) = S_F(x, \eta)e^{iD(x)}, \quad (3)$$

где

$$D(x) = \frac{i\Delta A}{\varepsilon}\Gamma(1 - \varepsilon)(\pi\mu^2 x^2)^\varepsilon, \quad (4)$$

$$\Delta = \xi - \eta, \quad A = \frac{\alpha_{\text{em}}}{4\pi} = \frac{e^2}{(4\pi)^2},$$

т.е. $D(x)$ вносит вклад, пропорциональный ΔA и полюсу ε^{-1} .

¹⁾Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Sorbonne Université, CNRS, Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies, LPTHE, F-75005 Paris, France.

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

³⁾Заметим, что результаты в [3] содержат также кратные ζ -функции (multi-zeta values), рассмотрение которых выходит за рамки настоящей работы.

Предположим, что для некоторого параметра фиксации калибровки η пропагатор фермиона $S_F(p, \eta)$ с внешним импульсом p имеет вид (2) с

$$P(p, \eta) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m(\eta) A^m \left(\frac{\tilde{\mu}^2}{p^2} \right)^{m\varepsilon}, \quad (5)$$

$$\tilde{\mu}^2 = 4\pi\mu^2,$$

где $a_m(\eta)$ — коэффициенты петлевого разложения, а $\tilde{\mu}$ — шкала перенормировки, расположенная между шкалами $\overline{\text{MS}}$ и $\overline{\text{MS}}$ схем. Преобразование ЛХФ определяет пропагатор фермиона при другом калибровочном параметре ξ как

$$P(p, \xi) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m(\eta) A^m \left(\frac{\tilde{\mu}^2}{p^2} \right)^{m\varepsilon} \times \quad (6)$$

$$\times \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1 - (m+1)\varepsilon}{1 - (m+l+1)\varepsilon} \times$$

$$\times \Phi_{\text{MV}}(m, l, \varepsilon) \frac{(\Delta A)^l}{(-\varepsilon)^l l!} \left(\frac{\mu_{\text{MV}}^2}{p^2} \right)^{l\varepsilon},$$

где

$$\Phi_{\text{MV}}(m, l, \varepsilon) = \quad (7)$$

$$= \frac{\Gamma(1 - (m+1)\varepsilon) \Gamma(1 + (m+l)\varepsilon) \Gamma^{2l}(1 - \varepsilon)}{\Gamma(1 + m\varepsilon) \Gamma(1 - (m+l+1)\varepsilon)}.$$

Здесь символом MV обозначена так называемая минимальная шкала Владимира, введенная в [4]. Заметим, что при использовании популярной G -шкалы [10] были получены [4] те же окончательные результаты (16) и (17).

Чтобы получить (6), мы использовали пропагатор фермиона $S_F(p, \eta)$ с $P(p, \eta)$, заданным (5), сделали преобразование Фурье к $S_F(x, \eta)$ и преобразование ЛХФ (3). Как последний шаг мы сделали обратное преобразование Фурье и получили $S_F(p, \xi)$ с $P(p, \xi)$ в (6).

Исследуем теперь фактор $\Phi_{\text{MV}}(m, l, \varepsilon)$. Используя разложение Γ -функции

$$\Gamma(1 + \beta\varepsilon) = \exp \left[-\gamma\beta\varepsilon + \sum_{s=2}^{\infty} (-1)^s \eta_s \beta^s \varepsilon^s \right], \quad (8)$$

$$\eta_s = \frac{\zeta_s}{s}$$

(γ — константа Эйлера) и подставляя его в (7), получаем для $\Phi_{\text{MV}}(m, l, \varepsilon)$:

$$\Phi_{\text{MV}}(m, l, \varepsilon) = \exp \left[\sum_{s=2}^{\infty} \eta_s p_s(m, l) \varepsilon^s \right], \quad (9)$$

где

$$p_s(m, l) = (m+1)^s - (m+l+1)^s + \quad (10)$$

$$+ 2l + (-1)^s \left\{ (m+l)^s - m^s \right\},$$

$$p_1(m, l) = 0, \quad p_2(m, l) = 0.$$

Как видно из формулы (9), $\Phi_{\text{MV}}(m, l, \varepsilon)$ содержит значения ζ_s -функции заданного веса s (или трансцендентного уровня) при ε^s . Такое свойство сильно ограничивает коэффициенты, тем самым упрощая анализ (см. ссылку [11] на работы, где это свойство также было использовано).

3. $\hat{\zeta}_{2n-1}$

Теперь сосредоточимся на многочлене $p_s(m, l)$ в (10), который удобно разделить на четные и нечетные значения s . Выполняются следующие рекурсивные соотношения:

$$p_{2k} = p_{2k-1} + L p_{2k-2} + p_3, \quad (11)$$

$$p_{2k-1} = p_{2k-2} + L p_{2k-3} + p_3, \quad L = l(l+1).$$

Выражая четные значения p_{2k} через нечетные

$$p_{2k} = \sum_{s=2}^k p_{2s-1} C_{2k, 2s-1} = \quad (12)$$

$$= \sum_{m=1}^{k-1} p_{2k-2m+1} C_{2k, 2k-2m+1},$$

мы можем определить точную структуру $C_{2k, 2k-2m+1}$ в виде

$$C_{2k, 2k-2m+1} = \quad (13)$$

$$= b_{2m-1} \frac{(2k)!}{(2m-1)!(2k-2m+1)!},$$

$$b_{2m-1} = \frac{(2^{2m} - 1)}{m} B_{2m},$$

где B_m — хорошо известные числа Бернулли.

Теперь удобно представить аргумент экспоненты в выражении (9) следующим образом:

$$\sum_{s=3}^{\infty} \eta_s p_s \varepsilon^s = \sum_{k=2}^{\infty} \eta_{2k} p_{2k} \varepsilon^{2k} + \quad (14)$$

$$+ \sum_{k=2}^{\infty} \eta_{2k-1} p_{2k-1} \varepsilon^{2k-1}.$$

С помощью (12) первое слагаемое в правой части (14) может быть выражено как

$$\sum_{k=2}^{\infty} \eta_{2k} p_{2k} \varepsilon^{2k} = \quad (15)$$

$$= \sum_{k=2}^{\infty} \eta_{2k} \varepsilon^{2k} \sum_{s=2}^k p_{2s-1} C_{2k, 2s-1} =$$

$$= \sum_{s=2}^{\infty} p_{2s-1} \sum_{k=s}^{\infty} \eta_{2k} C_{2k,2s-1} \varepsilon^{2k}.$$

Тогда соотношение (14) можно записать как

$$\begin{aligned} & \sum_{s=2}^{\infty} \hat{\eta}_{2s-1} p_{2s-1} \varepsilon^{2s-1} = \\ & = \sum_{s=2}^{\infty} [\hat{\zeta}_{2s-1}/(2s-1)] p_{2s-1} \varepsilon^{2s-1}, \end{aligned}$$

где

$$\hat{\zeta}_{2s-1} = \zeta_{2s-1} + \sum_{k=s}^{\infty} \zeta_{2k} \hat{C}_{2k,2s-1} \varepsilon^{2(k-s)+1} \quad (16)$$

с

$$\begin{aligned} \hat{C}_{2k,2s-1} &= \frac{2s-1}{2k} C_{2k,2s-1} = \\ &= b_{2k-2s+1} \frac{(2k-1)!}{(2s-2)!(2k-2s+1)!}. \end{aligned} \quad (17)$$

Соотношения (16), (17) и (13) приводят к выражению для $\hat{\zeta}_{2s-1}$ в терминах обычных ζ -функций, действительному во всех порядках в разложении по ε .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из результата (6), полученного с помощью преобразования ЛХФ для пропагатора фермиона, мы нашли рекурсивные соотношения (11) между четными и нечетными значениями многочлена, связанного с фактором $\Phi_{MV}(m, l, \varepsilon)$ (7). Эти рекурсивные соотношения приводят к возможности выразить все результаты для $\Phi_{MV}(m, l, \varepsilon)$ в терминах $\hat{\zeta}_{2s-1}$, выражения (16) и (17) для которых справедливы для всех порядков теории возмущений.

Один из нас (А.В.К.) благодарит Организационный комитет Сессии-конференции СЯФ ОФН РАН за приглашение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. A. Baikov and K. G. Chetyrkin, PoS (LL2018), 008 (2018).
2. D. J. Broadhurst, hep-th/9909185; P. A. Baikov and K. G. Chetyrkin, Nucl. Phys. B **837**, 186 (2010).
3. A. Georgoudis, V. Goncalves, E. Panzer, and R. Pereira, arXiv: 1802.00803 [hep-th]; P. A. Baikov and K. G. Chetyrkin, JHEP **1806**, 141 (2018); **1910**, 190 (2019).
4. A. V. Kotikov and S. Teber, Phys. Rev. D **100**, 105017 (2019).
5. A. V. Kotikov and S. Teber, arXiv: 1912.10957 [hep-th].
6. L. D. Landau and I. M. Khalatnikov, ЖЭТФ **29**, 89 (1955) [Sov. Phys. JETP **2**, 69 (1956)]; E. S. Fradkin, ЖЭТФ **29**, 258 (1955) [Sov. Phys. JETP **2**, 361 (1956)].
7. A. Bashir and A. Raya, Phys. Rev. D **66**, 105005 (2002); S. Jia and M. R. Pennington, Phys. Rev. D **95**, 076007 (2017).
8. A. Ahmad, J. J. Cobos-Martínez, Y. Concha-Sánchez, and A. Raya, Phys. Rev. D **93**, 094035 (2016); A. James, A. V. Kotikov, and S. Teber, Phys. Rev. D **101**, 045011 (2020).
9. T. De Meerleer, D. Dudal, S. P. Sorella, P. Dall'Olivo, and A. Bashir, Phys. Rev. D **97**, 074017 (2018); Phys. Rev. D **101** (8), 085005 (2020).
10. K. G. Chetyrkin, A. L. Kataev, and F. V. Tkachov, Nucl. Phys. B **174**, 345 (1980).
11. A. V. Kotikov and L. N. Lipatov, Nucl. Phys. B **582**, 19 (2000); **661**, 19 (2003); **769**, 217 (2007); A. V. Kotikov, L. N. Lipatov, A. I. Onishchenko, and V. N. Velizhanin, Phys. Lett. B **595**, 521 (2004); L. Bianchi, V. Forini, and A. V. Kotikov, Phys. Lett. B **725**, 394 (2013).

LANDAU–KHALATNIKOV–FRADKIN TRANSFORMATION AND EVEN ζ FUNCTIONS

A. V. Kotikov¹⁾ and S. Teber²⁾

¹⁾*Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia*

²⁾*Sorbonne Université, CNRS, Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies, LPTHE, F-75005 Paris, France*

We give the exact formula relating standard ζ functions and so-called $\hat{\zeta}$ functions in all orders of perturbation theory. The formula is based on the Landau–Khalatnikov–Fradkin (LKF) transformation.