

ISSN 0044-0027

Том 86, Номер 6

Ноябрь - Декабрь 2023



ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА



КУРЧАТОВСКИЙ
ИНСТИТУТ
ДЛЯ СТРАНЫ
И МИРА

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 86, номер 6, 2023

ЯДРА

Эксперимент

Исследование (γ, α) -реакций на естественном тантале

М. В. Желтоножская, П. Д. Ремизов, М. В. Ленивкин, В. Н. Яценко, А. П. Черняев

641

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Измерения мюонов в ШАЛ сверхвысоких энергий по данным Якутской установки и эксперимента Оже

А. В. Глушков, А. В. Сабуров, Л. Т. Ксенофонтов, К. Г. Лебедев

647

Новые возможности регистрации солнечных нейтрино pp -цикла с помощью индиевого детектора

И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, В. И. Гуренцов, Г. Я. Новикова, В. В. Синев, Е. А. Янович

656

Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ в диапазоне энергии $\sqrt{s} = 1.07\text{--}2$ ГэВ

*М. Н. Ачасов, А. Ю. Барняков, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин,
А. Г. Богданчиков, А. А. Ботов, В. С. Денисов, Т. В. Димова, В. П. Дружинин,
Л. Б. Фомин, А. Г. Харламов, Л. В. Кардапольцев, А. Н. Кирпотин, И. А. Кооп,
А. А. Король, Д. П. Коврижин, А. П. Крюков, А. С. Купич, Н. А. Мельникова,
Н. Ю. Мучной, А. Е. Образовский, Е. В. Пахтусова, Е. А. Переведенцев,
К. В. Пугачев, Ю. А. Роговский, С. И. Середняков, З. К. Силагадзе, И. К. Сурин,
М. В. Тимошенко, Ю. В. Усов, В. Н. Жабин, В. В. Жуланов, И. М. Землянский,
Ю. М. Шатунов, Д. А. Штоль, Э. А. Эминов*

664

Измерение времениподобного электромагнитного формфактора нейтрона на детекторе СНД

*М. Н. Ачасов, А. Ю. Барняков, Е. В. Бедарев, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин,
Д. Е. Беркаев, А. Г. Богданчиков, А. А. Ботов, Т. В. Димова, В. П. Дружинин,
В. Н. Жабин, Ю. М. Жаринов, Л. В. Кардапольцев, А. С. Касаев, Д. П. Коврижин,
И. А. Кооп, А. А. Король, А. С. Купич, А. П. Крюков, А. П. Лысенко,
Н. А. Мельникова, Н. Ю. Мучной, А. Е. Образовский, Е. В. Пахтусова,
К. В. Пугачев, С. А. Растигеев, Ю. А. Роговский, С. И. Середняков,
З. К. Силагадзе, И. К. Сурин, Ю. В. Усов, А. Г. Харламов, Ю. М. Шатунов, Д. А. Штоль*

672

Измерение дейтронных анализирующих способностей A_u , A_{uu} и A_{xx} в dp -упругом рассеянии на Нуклотроне

*В. П. Ладыгин, А. В. Аверьянов, Е. В. Черных, Д. Енае, Ю. В. Гурчин,
А. Ю. Исупов, М. Янек, Ю. Т. Карачук, А. Н. Хренов, Д. О. Кривенков,
П. К. Курилкин, Н. Б. Ладыгина, А. Н. Ливанов, С. М. Пиядин, С. Г. Резников,
А. А. Терёхин, А. В. Тишевский, Т. Уесака, И. С. Волков*

681

Измерения векторной поляризации дейтронного пучка с помощью квазиупругого протон-протонного рассеяния при энергиях 500 и 650 МэВ/нуклон

*И. С. Волков, В. П. Ладыгин, Я. Т. Схоменко, Ю. В. Гурчин, А. Ю. Исупов, М. Янек,
Ю. Т. Карачук, А. Н. Хренов, П. К. Курилкин, А. Н. Ливанов, С. М. Пиядин,
С. Г. Резников, А. А. Терехин, А. В. Тишевский, А. В. Аверьянов, Е. В. Черных,
Д. Энаше, Д. О. Кривенков, И. Е. Внуков*

686

Теория

О значимости неупругого взаимодействия в прямом поиске частиц темной материи

В. А. Бедняков

691

Связь дипольных поляризуемостей заряженных и нейтральных π -мезонов

Л. В. Фильков

727

Материалы Тринадцатых Зацепинских Чтений,

2 июня 2023 г., Москва, Россия

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Можно ли оценить параметры 2D-эволюции сигнатуры метрики пространства с энергией по корреляциям азимутальных характеристик частиц?

Р. А. Мухамедшин

735

Металлсодержащие жидкие органические сцинтилляторы для регистрации редких событий. Световыход при высокой концентрации металла

И. Р. Барабанов, А. В. Вересникова, З. Ю. Исупова, Б. В. Локишин, В. П. Моргалюк, А. М. Немерюк, Г. Я. Новикова, С. А. Эльчепарова, Е. А. Янович

742

Последние результаты эксперимента по поиску темных фотонов с помощью мультикатодного счетчика

А. В. Копылов, И. В. Орехов, В. В. Петухов

752

ИССЛЕДОВАНИЕ (γ, α) -РЕАКЦИЙ НА ЕСТЕСТВЕННОМ ТАНТАЛЕ

© 2023 г. М. В. Желтоножская^{1)*}, П. Д. Ремизов¹⁾,
М. В. Ленивкин¹⁾, В. Н. Яценко²⁾, А. П. Черняев¹⁾

Поступила в редакцию 16.06.2023 г.; после доработки 13.07.2023 г.; принята к публикации 13.07.2023 г.

В работе представлены результаты исследования выхода перспективного медицинского радиоизотопа ^{177}Lu в (γ, α) -реакциях при облучении природного тантала тормозным излучением электронов с граничными энергиями 37, 40 и 55 МэВ. Проводится сравнение экспериментальных выходов с результатами вычислений, основанных на коллективной модели ядра. Определено изомерное отношение выхода для ^{177m}Lu .

DOI: 10.31857/S004400272306003X, EDN: OUTZYQ

1. ВВЕДЕНИЕ

В фотоядерных экспериментах предметом изучения обычно являются реакции с вылетом отдельных нуклонов. Исследования фотоядерных реакций с испусканием α -частиц крайне малочисленны. В работе [1] для нескольких элементов с $Z = 40\text{--}80$ относительные выходы (γ, α) -реакций сравнивались с выходами (γ, p) -реакций. Выходы (γ, α) -реакций оказались меньше примерно на два порядка. Авторы объясняют это тем, что нуклоны в ядрах некоррелированные и не объединены в квазиальфа-частицы. Чтобы испустилась α -частица, она должна сначала сформироваться. Этот фактор преформирования подавляет выход (γ, α) -реакции и уменьшается с ростом Z . Авторы указывают, что относительный выход (γ, α) -реакции линейно зависит от Z .

В исследовании [2] значения абсолютных выходов (γ, α) -реакции на изотопах ^{65}Cu , ^{115}In , ^{92}Mo и ^{207}Pb позволили сделать наблюдение, что при переходе от тормозного спектра с граничной энергией 21 МэВ к тормозному спектру с граничной энергией 40 МэВ выход на первых трех ядрах увеличился в 2–3 раза, в то время как на свинце выход α -частиц вырос на порядок. Это свидетельствует об увеличении роли предравновесных процессов для ядер с большим Z при энергиях квазидейтронного возбуждения. Важно заметить, что теоретические расчеты выходов (γ, α) -реакций в

рамках статистических моделей ядра с использованием программного кода TALYS оказались довольно близки к экспериментальным значениям для ядер ^{65}Cu , ^{115}In и ^{92}Mo . Однако для тяжелого ядра ^{207}Pb зафиксированы принципиальные отличия — согласно теоретическим расчетам с использованием программного кода TALYS сечение реакции $^{207}\text{Pb}(\gamma, \alpha)$ оказалось пренебрежимо мало, тогда как реакция наблюдалась в эксперименте.

Аналогичные расхождения между расчетами с использованием TALYS и экспериментальными результатами для (γ, α) -реакций наблюдались и на других тяжелых ядрах, таких как изотопы тантала и вольфрама [3]. Теоретические оценки средневзвешенных сечений этих реакций для граничных энергий тормозного излучения 40 и 55.5 МэВ с использованием программного кода TALYS оказались для тантала и вольфрама равными около 10^{-3} мкбн. Эти оценки отличались от экспериментальных значений на три порядка. Результаты авторами интерпретировались по полупрямому механизму: испускание кластера происходит до формирования кулоновского барьера, который образуется за время $10^{-18}\text{--}10^{-19}$ с [4] и затрудняет испускание заряженных частиц. Остаточное ядро распадается по статистическим законам. Поэтому дальнейшее изучение фотоядерных реакций с испусканием α -частиц важно для исследования внутренней структуры этого квантового объекта и механизмов распада его возбужденных состояний.

Кроме того, исследование выхода реакций с испусканием α -частиц на тантале имеет и большое прикладное значение, так как открываются новые возможности по получению перспективного медицинского изотопа ^{177}Lu , который обладает высоким потенциалом для применения в радионуклидной терапии благодаря своим ядерно-

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾ФГБУ ГНЦ ФМБЦ имени А.И. Бурназяна ФМБА России, Москва, Россия.

*E-mail: zhelton@yandex.ru

физическим характеристикам. Период полураспада 6.7 сут является оптимальным для выведения радиофармпрепарата с ^{177}Lu из крови с последующим накоплением в патологических очагах. Кроме этого, он испускает β -частицы низкой и средней энергии 176 (12.2%), 380 (9.1%), 498 кэВ (79.3%), что соответствует пробегу в мягких тканях до ~ 2.5 мм и позволяет локализовать дозу в малой области вокруг патологического очага, не создавая дополнительную дозовую нагрузку на окружающие здоровые ткани [5]. Другой важной особенностью этого радиоизотопа является наличие γ -переходов с энергиями 71.65 (0.15%), 112.95 (6.40%), 208.37 (11.1%), 249.7 (0.212%), 321.3 кэВ (0.219%), сопровождающих его радиоактивный распад. Испускание γ -квантов низкой энергии позволяет визуализировать его распределение и кинетику выведения методами сцинтиграфии или однофотонной эмиссионной компьютерной томографии, а также позволяет проводить дозиметрию до и в процессе лечения [6].

В настоящее время наиболее распространенными способами получения ^{177}Lu является получение в реакторах из мишеней лютетия, обогащенного по ^{176}Lu (82%), в реакции $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$ и из мишеней иттербия, обогащенных по ^{176}Yb (95%), в реакции $^{176}\text{Yb}(n, \gamma)^{177}\text{Yb}$ с последующим распадом ^{177}Yb на дочерний ^{177}Lu [7]. В первом случае максимально достижимая удельная активность препарата составляет только 25%, во втором случае необходимы сложные процедуры радиохимического выделения ^{177}Lu из иттербиевых мишеней при соотношении лутетий—иттербий 1 : 100—1 : 10 000.

Использование реакций с вылетом заряженных частиц открывает новые возможности для получения перспективных медицинских изотопов. Получение радионуклидов на ускорителях электронов намного экономичнее и технологически проще по сравнению с реакторами и циклотронами. Однако использование (γ, n) -реакции как реакции с наибольшим сечением во многих случаях мало перспективно из-за сложности радиохимического отделения целевого радионуклида от нуклида облучаемой мишени, так как они являются изотопами одного и того же химического элемента. В настоящей работе представлены результаты исследования $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$ реакции на естественном тантале под действием тормозного излучения различной энергии.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве источников тормозного излучения были использованы ускорители электронов с энергией пучка 37, 40 и 55.5 МэВ. В экспериментах

Поток тормозного излучения

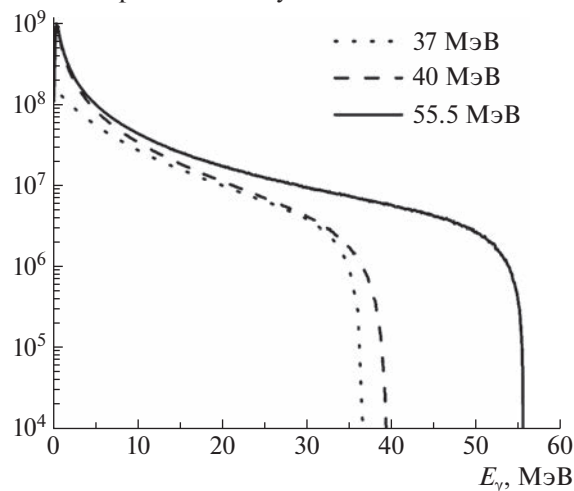


Рис. 1. Спектры тормозного излучения 37, 40 и 55.5 МэВ, смоделированные в программном коде GEANT4.

облучались фольги из естественного тантала толщиной 20 мкм.

Облучение тормозными γ -квантами с граничной энергией 37 и 40 МэВ было проведено на ускорителе ЛИНАК-200 (ОИЯИ) с тормозной мишенью из свинца толщиной 3 мм. Источником тормозного излучения 55.5 МэВ служил разрезной микротрон НИИЯФ МГУ [8] с танталовой мишенью толщиной 2.1 мм. Тормозные спектры этих ускорителей (см. рис. 1) были смоделированы с помощью программного кода GEANT4 [9] с шагом 0.1 МэВ.

Время облучения составляло от 40 до 80 мин. Облученные мишени измерялись на полупроводниковых спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия с разрешением 1.8 кэВ по γ -линии 1332 кэВ ^{60}Co . Калибровка по эффективности детекторов производилась с использованием стандартных эталонных источников ^{152}Eu , ^{226}Ra , ^{182}Ta , ^{137}Cs . Измерения спектров проводились с паузой от 10 до 30 сут, для того чтобы выделить вклад ^{177}Ta , образующегося в $(\gamma, 4n)$ -реакции. Обработка γ -спектров производилась с использованием программного кода Winspectrum [10].

Хотя выходы исследуемых реакций на порядки меньше выходов реакций (γ, n) и (γ, p) , для набора достаточной статистики в интересующих пиках измерения спектров проводились в течение времени порядка одной недели. Это позволило четко выделить γ -переходы ядер ^{177}Ta и ^{177}Lu относительно фона и с высокой точностью рассчитать выходы этих изотопов. Фрагменты γ -спектра мишени тантала, облученной при граничной энергии тормозного излучения 37 МэВ, приведены на рис. 2.

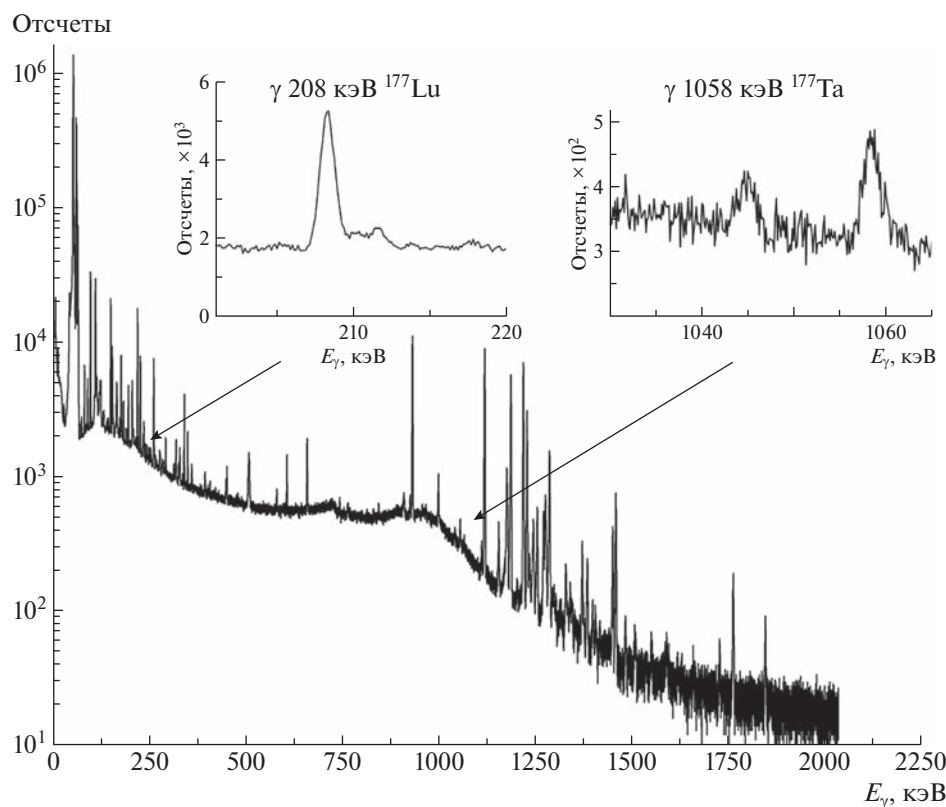


Рис. 2. Фрагменты γ -спектра облученной мишени тантала при граничной энергии тормозного излучения 37 МэВ.

При расчете выходов реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$ при энергиях тормозного излучения 55 МэВ важно учитывать вклад $^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta} \rightarrow ^{177}\text{Lu}$ -реакции, так как сечение этой реакции на три порядка больше сечения (γ, α) -реакции, несмотря на то, что квантовый выход γ -излучения 208 кэВ ^{177}Ta на порядок меньше, чем ^{177}Lu . Поэтому основные измерения проводились через месяц после облучения. Активность ^{177}Lu при этом уменьшилась в 20 раз, а активность ^{177}Ta — в 600 раз. Также проводились измерения по периоду полураспада для того, чтобы выделить вклад (γ, α) -реакции в γ -линию 208 кэВ. Контроль вклада ^{177}Lu проводился по γ -линии 1058 кэВ ^{177}Ta (квантовый выход 0.29%), см. рис. 2. Аналогичные исследования были проведены для тормозного излучения с граничной энергией 37 и 40 МэВ. При таких энергиях из-за порога $(\gamma, 4n)$ -реакции, равного 29 МэВ, относительный выход γ -квантов ^{177}Lu уменьшается на порядок для граничной энергии тормозного излучения 37 МэВ, что позволяет проводить измерения с меньшей паузой.

Для определения средневзвешенного выхода (γ, α) -реакции необходимо знать величину интегрального потока тормозного излучения на мишенях. В качестве мониторинговой реакции была

выбрана $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$. Кроме того, что это хорошо изученная реакция в широком диапазоне энергий тормозного излучения [11], это — внутренняя реакция для мишеней тантала. Для получения потока определялись интенсивности γ -линий 93.3 и 103.6 кэВ, сопровождающие распад ^{180}Ta , и средневзвешенный выход реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$. Этот выход определялся в результате свертки табличных значений сечения этой реакции для монохроматических γ -квантов с шагом 0.1 МэВ с относительными величинами моделированного в GEANT4 [9] спектра тормозного излучения (см. рис. 1) по формуле

$$Y^{\text{ср}} = \frac{\sum \sigma_i \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_{\text{max}})}{\sum \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_{\text{max}})}, \quad (1)$$

где $Y^{\text{ср}}$ — средневзвешенный по потоку тормозного излучения выход реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ (мбн); σ_i — расчетные значения сечений реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ для монохроматического γ -излучения; φ_i — весовой коэффициент, отражающий долю фотонов данной энергии в тормозном спектре. Суммирование производилось от энергетического порога реакции до граничной энергии излучения. Теоретические сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ до энергии фотонов 55.5 МэВ рассчитывались нами с помощью программного кода

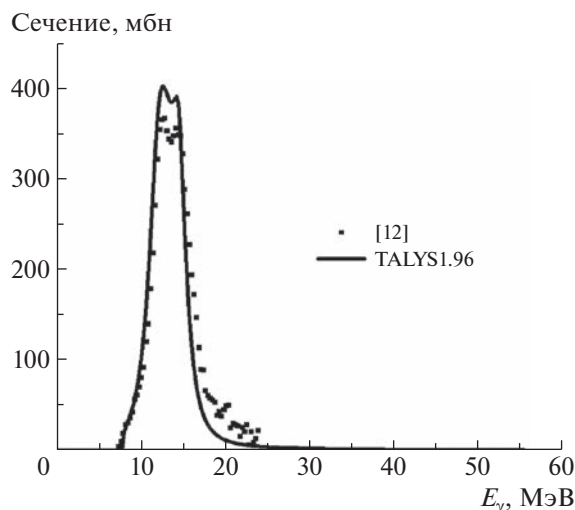


Рис. 3. Функция возбуждения $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ из [12], рассчитанная с помощью программного кода TALYS1.96 до энергии монохроматического γ -излучения 55.5 МэВ.

TALYS1.96 и хорошо согласуются с известными экспериментальными данными (рис. 3). Геометрия мишеней учитывается в самом программном коде GEANT4, т.е. учитывается ослабление потока для низкоэнергетических тормозных фотонов. В нашем случае этими поправками можно пренебречь вследствие высоких пороговых энергий тормозных фотонов для мониторинг реакции.

После этого рассчитывались потоки тормозных γ -квантов по формуле, $n_\gamma/(\text{см}^2 \text{ с})$ [13]:

$$F = \frac{S\lambda A}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}})e^{-\lambda t_{\text{охл}}}(1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})\xi k \eta Y_{\text{мон}}^{\text{ср}} N_A m p}, \quad (2)$$

где S — площади фотопиков, соответствующих распаду ^{180}Ta ; η — квантовые выходы γ -квантов при распаде ^{180}Ta ; ξ — эффективности регистрации γ -квантов, сопровождающих распад ядер ^{180}Ta ; $t_{\text{обл}}$, $t_{\text{охл}}$, $t_{\text{изм}}$ — времена облучения, охлаждения и измерения соответственно (с); k — коэффициенты самопоглощения γ -квантов распада. Они рассчитывались после моделирования реальных облучаемых мишеней в программном коде MCNP [14]. Была рассчитана эффективность регистрации нужных γ -линий для точечной ($\varepsilon_{\text{т}}$) и реальной ($\varepsilon_{\text{р}}$) мишеней, и введена поправка на самопоглощение $k = \varepsilon_{\text{р}}/\varepsilon_{\text{т}}$. При этом эффективность регистрации для точечной мишени совпадала с экспериментальной, полученной с помощью калибровочных точечных источников; p — абсолютное содержание ^{181}Ta в естественной смеси; $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ — число Авогадро; $Y_{\text{мон}}^{\text{ср}}$ — средневзвешенный по потоку тормозного

излучения выход реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, рассчитанный согласно (1) (бн); m — масса мишеней тантала на единицу площади ($\text{г}/\text{см}^2$); $A = 181$ — массовое число атомов изотопов тантала; λ — постоянная распада ^{180}Ta (с^{-1}). Величины λ , α , A , p были взяты из [15]; S — из экспериментальных γ -спектров, а ξ — из калибровочных кривых, дополнительно проверенных с помощью моделирования с использованием программного кода GEANT4.

Далее аналогично по формуле (2), используя эти данные и поправки на разницу энергетических порогов исследуемых реакций и реакции на мониторах, рассчитывалось средневзвешенное по потоку тормозного излучения сечение (γ, α) -реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$ при $E^{\text{max}} = 37, 40$ и 55.5 МэВ. Результаты приведены в табл. 1.

Статистическая погрешность в наших измерениях составила менее 5%. В то же время моделирование спектра тормозных γ -квантов достаточно сложная задача, так как при облучении использовались разные по размерам и массам сборки. Наша оценка погрешности за счет формы тормозного γ -спектра составила около 10%. Для оценки систематической погрешности измерения проводились на разных спектрометрах, в таблице указана общая погрешность.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные экспериментальные сечения реакций сравнивались с теоретическими, полученными в рамках программного кода TALYS1.96, который использует “традиционный” статистический подход к расчету сечений фотоядерных реакций: комбинацию испарительного и экситонного предравновесного механизмов распада составных ядер (табл. 1).

Выход $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$ при энергии тормозного излучения 40 МэВ в пределах погрешности измерений совпадает с результатами для энергии тормозного излучения 37 МэВ (14.0 ± 2.5 мбн). В табл. 2 приведены выполненные нами расчеты выходов изученных реакций для разных моделей плотности уровней. Как видно, для граничной энергии тормозного излучения 37 МэВ величина расхождения экспериментальных значений с наиболее близкими по значению теоретическими расчетами с учетом микроскопических плотностей уровней составляет не менее порядка. На наш взгляд, это указывает на доминирующую роль полупрямых процессов, что отмечалось в работе [3]. Для того чтобы проверить возможные систематические ошибки, для граничной энергии тормозного излучения 55.5 МэВ нами был также измерен выход ^{177}Lu в $(\gamma, 4n)$ -реакции. Он оказался равным 6.5 ± 0.6 мбн. Эта величина хорошо коррелирует с

Таблица 1. Экспериментальные и теоретические значения средневзвешенных по потоку тормозного излучения выходов изученных реакций

Реакция	Энергия тормозного излучения, МэВ	$Y_{\text{эксп}}^{\text{ср}}$	$Y_{\text{TALYS}}^{\text{ср}}$
$^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$	37	13.8 ± 1.4 мкбн	0.001 мкбн
$^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$	55.5	3.4 ± 0.4 мкбн	0.007 мкбн
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta} \rightarrow ^{177}\text{Lu}$	55.5	6.5 ± 0.6 мбн	8.9 мбн

Таблица 2. Сравнение теоретических средневзвешенных по потоку выходов (мкбн), полученных путем свертки значений TALYS1.96, различных моделей плотности уровней со спектрами тормозного излучения

Реакция	E , МэВ	Модели TALYS					
		ПТМ ¹	МОС ²	ОСМ ³	СХФБ ⁴	ГХФБ ⁵	ТЗГХФБ ⁶
$^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$	37	0.0008	0.101	0.067	0.162	0.230	1.361
	40	0.0005	0.064	0.039	0.089	0.134	0.801
	55.5	0.0067	0.089	0.058	0.127	0.192	1.104

¹ Модель ферми-газа с постоянной температурой [17].² Модель ферми-газа с обратным смещением [18].³ Обобщенная сверхтекучая модель ядра [19].⁴ Таблицы Скирма–Хартри–Фока–Боголюбова [20].⁵ Таблицы Горни–Хартри–Фока–Боголюбова [21].⁶ Таблицы температурозависимых уровней Горни–Хартри–Фока–Боголюбова [22].

ранее проведенными измерениями [16], где она оказалась равной 6.1 ± 0.9 мбн.

Отметим, что величина изомерного отношения выхода для $^{177\text{mg}}\text{Lu}$ для граничной энергии тормозного излучения 37 МэВ оказалась равной 0.026 (3) и она неплохо описывается программным кодом TALYS1.96 (0.030). В общем, это не удивительно, так как величина изомерного отношения в первую очередь зависит от плотности уровней, а для прямых реакций — от фотонной силовой функции, которая в конечном итоге тоже определяется плотностью уровней. Поэтому изомерные отношения нечувствительны к соотношению прямых и статистических процессов.

Аналогичные исследования проводились и в работе [1], в которой изучались (γ, α) -реакции на ^{181}Ta при граничной энергии тормозного излучения 23 МэВ и выход этой реакции был оценен, как равный 0.7 мкбн. В теоретических расчетах с использованием программного кода TALYS1.96 (γ, α) -реакция наблюдается с 8.5 МэВ, что опять-таки, на наш взгляд, указывает на значительную роль полупрямых процессов.

Нами исследовались (γ, p) -реакции на ^{178}Hf при энергии тормозного излучения 55.5 МэВ, и было получено, что выход реакции $Y^{\text{ср}} = 800 \pm 40$ мкбн.

Это соотношение, в общем-то, вписывается в систематику, выполненную в работе [1]. Но при таких энергиях тормозного излучения роль порога реакции незначительна. Да и роль коэффициента преформирования α -частицы также не очень ясна.

Как уже отмечалось во Введении, выход (γ, α) -реакции на ^{181}Ta имеет и большое прикладное значение. В этой реакции образуется ^{177}Lu , перспективный медицинский источник для ядерной медицины. В предыдущих работах показаны определенные перспективы в наработке ^{177}Lu при облучении мишеней естественного гафния [23]. При сравнении средневзвешенных по потоку тормозного излучения выходов (γ, α) -реакции на ^{181}Ta и (γ, p) -реакции на ^{178}Hf видно, что при облучении мишеней естественного гафния выход на порядок больше. Однако и в том, и в другом случае необходимо проводить радиохимические процедуры выделения ^{177}Lu из облученных мишеней, и использование танталовых мишеней может оказаться более эффективным в виде того, что естественный тантал, в отличие от гафния, является моноизотопом. Однако окончательные выводы об эффективности использования (γ, α) -реакции на ^{181}Ta для производства ^{177}Lu можно сделать после анализа всех факторов на этапе разработки технологии.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые получены экспериментальные средневзвешенные сечения (γ, α) -реакции на тантале для нескольких энергий тормозного излучения. Сравнение с вычислениями, основанными на коллективной модели ядра, свидетельствует о нестатистическом механизме протекания указанных реакций. Обсуждается перспективность использования (γ, α) -реакции на ^{181}Ta для получения перспективного медицинского изотопа ^{177}Lu . Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-22-20119).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. А. Карамян, ЯФ **77**, 1496 (2014) [S. A. Karamian, Phys. At. Nucl. **77**, 1429 (2014)].
2. А. Р. Балабекян, Н. А. Демекхина, Е. Мелян, А. А. Алевсаян, С. Амirkhanyan, Н. Гуканян, Т. Котанян, and А. С. Накобян, J. Contemp. Phys. (Armen. Acad. Sci.) **55**, 1 (2020).
3. В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, А. В. Саврасов, А. П. Черняев, В. Н. Яценко, Письма в ЭЧАЯ **18**, 255 (2021) [V. A. Zheltonozhsky, M. V. Zheltonozhskaya, A. V. Savrasov, A. P. Chernyaev, and V. N. Iatsenko, Phys. Part. Nucl. Lett. **18**, 319 (2021)].
4. Н. Моринага, Phys. Rev. **97**, 444 (1955).
5. S. Patra, R. Chakravarty, K. Singh, K. V. Vimalnath, and S. Chakraborty, Chem. Engin. J. Adv. **14**, 100444 (2023).
6. M. I. del Olmo-García, S. Prado-Wohlwend, P. Bello, A. Segura, and J. F. Merino-Torres, Cancers (Basel) **14**, 584 (2022).
7. A. Dash, M. R. A. Pillai, and F. F. Knapp, Jr., Nucl. Med. Mol. Imag. **49**, 85 (2015).
8. А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, А. Н. Каманин, Н. И. Пахомов, В. В. Ханкин, В. И. Шведун, Н. В. Шведун, Е. Е. Журавлев, А. И. Карев, Н. П. Собенин, ПТЭ, № 2, 20 (2018) [A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov, A. N. Kamanin, N. I. Pakhomov, V. V. Khankin, V. I. Shvedunov, N. V. Shvedunov, E. E. Zhuravlev, A. I. Karev, and N. P. Sobenin, Instrum. Exp. Tech. **61**, 173 (2018)].
9. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, et al., Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
10. М. В. Желтоножская, В. А. Желтоножский, Д. Е. Мызников, А. Н. Никитин, Н. В. Стрильчук, В. П. Хоменков, Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 1446 (2021) [M. V. Zheltonozhskaya, V. A. Zheltonozhsky, D. E. Myznikov, N. V. Strilchuk, V. P. Khomenkov, and A. N. Nikitin, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 1122 (2021)].
11. О. С. Деиев, И. С. Тимченко, С. Н. Олейник, В. А. Кушнир, V. V. Mytrochenko, and S. A. Perezhogin, Phys. Rev. C **106**, 024617 (2022).
12. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, Atlas of Giant Dipole Resonances (IAEA Nuclear Data Section, Vienna, 1999).
13. V. A. Zheltonozhsky and A. M. Savrasov, Nucl. Instrum. Methods B **456**, 116 (2019).
14. J. F. Briesmeister, MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Report LA-12625-M (Los Alamos, 1993).
15. R. B. Firestone et al., Table of Isotopes, 8th ed., Ed. by V. S. Shirley, C. M. Baglin, and S. Y. F. Chu (Hungary, 1997).
16. В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, А. В. Саврасов, А. П. Черняев, С. В. Варзарь, В. В. Кобец, Письма в ЭЧАЯ **18**, 249 (2021) [V. A. Zheltonozhsky, M. V. Zheltonozhskaya, A. V. Savrasov, A. P. Chernyaev, S. V. Varzar, and V. V. Kobets, Phys. Part. Nucl. Lett. **18**, 315 (2021)].
17. A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965).
18. W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, and M. Uhl, Nucl. Phys. A **217**, 269 (1973).
19. А. В. Игнатюк, К. К. Истеков, Г. Н. Смиренин, ЯФ **29**, 875 (1979) [Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 450 (1979)].
20. S. Goriely, F. Tondeur, and J. M. Pearson, At. Data Nucl. Data Tables **77**, 311 (2001).
21. S. Goriely, S. Hilaire, and A. J. Koning, Phys. Rev. C **78**, 064307 (2008).
22. S. Hilaire, M. Girod, S. Goriely, and A. J. Koning, Phys. Rev. C **86**, 064317 (2012).
23. V. A. Zheltonozhsky, A. M. Savrasov, M. V. Zheltonozhskaya, and A. P. Chernyaev, Nucl. Instrum. Methods B **476**, 68 (2020).

INVESTIGATION OF (γ, α) -REACTIONS ON NATURAL TANTALUM

M. V. Zheltonozhskaya¹⁾, P. D. Remizov¹⁾, M. V. Lenivkin¹⁾, V. N. Iatsenko²⁾, A. P. Chernyaev¹⁾

¹⁾Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

²⁾A. I. Burnazyan FSBI SSC FMBC FMBA of Russia, Moscow, Russia

The study presents the results of the yield analysis of a promising medical radioisotope ^{177}Lu in (γ, α) reactions upon irradiation of natural tantalum with electron bremsstrahlung with boundary energies of 37, 40, and 55 MeV. The experimental yields are compared with the results of calculations based on the collective model of the nucleus. The isomeric ratio of the yield for ^{177m}Lu was determined.

ИЗМЕРЕНИЯ МЮОНОВ В ШАЛ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПО ДАННЫМ ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКИ И ЭКСПЕРИМЕНТА ОЖЕ

© 2023 г. А. В. Глушков^{1)*}, А. В. Сабуров^{1)**}, Л. Т. Ксенофонов^{1)***}, К. Г. Лебедев^{1)****}

Поступила в редакцию 13.05.2023 г.; после доработки 04.07.2023 г.; принята к публикации 05.07.2023 г.

Рассмотрены результаты прямых измерений плотности мюонов в широких атмосферных ливнях (ШАЛ) с зенитными углами $\theta \leq 45^\circ$ и энергиями $E_0 \geq 10^{17}$ эВ, полученных в эксперименте Оже и на Якутской установке. Мюоны в обоих случаях регистрировались подземными сцинтилляционными детекторами с одинаковой пороговой энергией $E_\mu \approx 1.0 \sec \theta$ ГэВ. Измеренные величины сравниваются с теоретическими значениями, вычисленными по модели развития ШАЛ QGSJET-II-04 из пакета программ CORSIKA. Они различаются между собой в $1.53 \pm 0.13(\text{stat})$. Показано, что это различие обусловлено завышенной в 1.22 раза плотностью мюонов и заниженной в 1.25 раза первичной энергией в эксперименте Оже.

DOI: 10.31857/S0044002723060041, EDN: OVBDFS

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] коллаборация Оже сообщила о прямых измерениях мюонов в широких атмосферных ливнях (ШАЛ) с энергиями $2 \times 10^{17} - 2 \times 10^{18}$ эВ и зенитными углами $\theta \leq 45^\circ$. Измерения проводились сцинтилляционными детекторами площадью 5 и 10 м² с порогом регистрации $\approx 1.0 \sec \theta$ (помещенными под слоем грунта толщиной 2.3 м). Один из результатов [1] приведен на рис. 1. В этой работе рассматривался параметр $\rho_{MD}(450, 35^\circ)$ — плотность мюонов, измеренная в индивидуальных ливнях на расстоянии от оси 450 м и приведенная к зенитному углу 35° с помощью соотношений

$$\rho(450, 35^\circ) = \rho(450, \theta) / f_{\text{att}}(\theta), \quad (1)$$

$$f_{\text{att}}(\theta) = 1 + (0.54 \pm 0.10)x + (1.02 \pm 0.69)x^2, \quad (2)$$

где $x = \cos^2(\theta) - \cos^2(35^\circ)$. Полученные результаты указывают на аномально высокое содержание мюонов ШАЛ в сравнении с модельными предсказаниями. Они не исключают своего происхождения от первичных ядер железа. Эта особенность мюонов рассматривалась ранее в совместном анализе международной рабочей группой

данных восьми установок: ШАЛ МГУ, IceCube, KASCADE-Grande, NEVOD-DECOR, The Pierre Auger Observatory (Оже), SUGAR, Telescope Array (TA) и Якутской комплексной установки [2]. Данные на рис. 1 противоречат результатам Якутской установки [2–6]. Нужно отметить, что в эксперименте [1] мюонная компонента ШАЛ была измерена аналогично тому, как это делается на Якутской установке. Это дает возможность сравнить между собой методы измерения мюонов в обоих экспериментах напрямую, чтобы выяснить причины их разногласий.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЧАСТИЦ ШАЛ НА ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКЕ

2.1. Сцинтилляционный счетчик

Для измерения потока частиц на Якутской установке используются счетчики площадью $S = 2$ м² с пластмассовыми сцинтилляторами на основе полистирола с люминесцирующими добавками (п-терфенила (PPP) $\sim 2\%$ и (РОРО) $\sim 0.02\%$) в виде блоков размером $50 \times 50 \times 5$ см³. Восемь таких блоков располагаются по периметру на платформе светогерметичного контейнера, в центре которой крепится фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) типа ФЭУ-49 (рис. 2). Свет, образующийся в сцинтилляционных блоках при прохождении сквозь них заряженных частиц, попадает на ФЭУ за счет диффузионного отражения от внутренней поверхности крышки контейнера, которая покрыта специальной белой краской. Крышка контейнера изготовлена из листового дюрала толщиной 1.5 мм. Максимум высвечивания сцинтиллятора находится в области

¹⁾Институт космофизических исследований и аэронауки Якутского научного центра им. Ю. Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия.

*E-mail: glushkov@ikfia.ysn.ru

**E-mail: vs.tema@gmail.com

***E-mail: ksenofon@ikfia.ysn.ru

****E-mail: LebedevKG@ikfia.ysn.ru

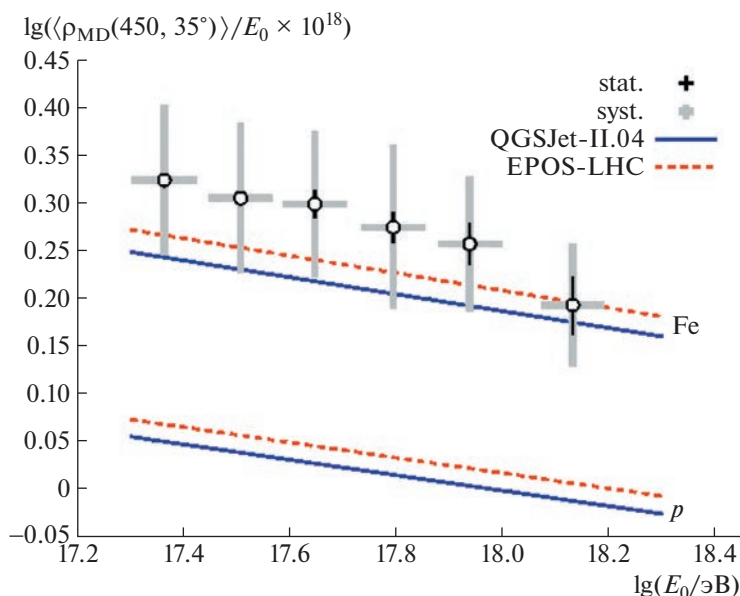


Рис. 1. Плотности мюонов в ШАЛ на расстоянии от оси 450 м, нормированные на первичную энергию. Результаты прямых измерений, выполненных на установке Оже на подземных сцинтилляционных детекторах с порогом $\simeq 1.0$ sec 35° ГэВ. Данные и модельные расчеты взяты из рис. 11 в работе [1].

~ 440 нм, что хорошо согласуется со спектральной характеристикой ФЭУ-49 и отражательной способностью окрашенной поверхности контейнера. Время высвечивания сцинтиллятора составляет $\sim 2 \times 10^{-9}$ с. Бока и низ каждого блока сцинтиллятора также окрашены белой краской для повышения сбора света вспышки. С целью выравнивания светосбора от центральной части счетчика к периферии наносится маска — окрашивается белой краской определенная площадь верхней поверхности всех пластмассовых блоков в виде нескольких концентрических кругов. Она поглощает свет от центральной области. В дальнейшем от ее нанесения отказались из-за незначительного влияния маски на измеряемые плотности частиц.

2.2. Калибровка счетчиков

Для контроля за работой и регулярной калибровки счетчика используется фоновый поток вторичных космических частиц, который на уровне моря состоит в основном из одиночных мюонов достаточно высокой энергии и с определенным распределением по зенитному углу. На счетчик площадью 2 м^2 на уровне моря попадает около 400 событий в секунду. На рис. 3 показан типичный спектр отклика (response) для неуправляемого счетчика от такого фона. Круто падающая ветвь при малых амплитудах — это шумы, которые образуются как в самом ФЭУ, так и от слабых вспышек из-за низкоэнергичных заряженных частиц из атмосферы и от радиоактивных примесей, если они присутствуют в материале сцинтиллятора и конструкции.

Величина $A_{\max}$ на рис. 3 близка амплитуде Um отклика на выходе ФЭУ при прохождении через счетчик одного вертикального мюона (см. ниже). При прохождении через него в момент регистрации ШАЛ n частиц амплитуда на выходе ФЭУ будет равна $U = nUm$.

2.3. Единицы измерения

Плотности наземной и мюонной компонент ШАЛ измеряются на Якутской установке в единицах энергии вертикальных релятивистских мюонов в пластическом сцинтилляторе (плотность 1.06 г/см^2) толщиной 5 см. Эта энергия $E_1(0^\circ) = 5 \times 1.06 \times 2.217 = 11.75 \text{ МэВ}$ (условно изображена на рис. 4 в блоке сцинтиллятора красным треком) расходится мюоном, как сказано выше, на ионизацию вещества сцинтиллятора и превращается в световую вспышку. Эта вспышка, в свою очередь, конвертируется на выходе ФЭУ в амплитуду электрического импульса $U_1(0^\circ)$ — уровень одной частицы (уровень калибровки). Уровень одной частицы регулярно измеряется в процессе набора амплитудных спектров сцинтилляционного детектора. На рис. 4 показаны суммарные потери энергии в наклонных $\Delta E(\theta)$ (a) и вертикальных $\Delta E(0^\circ)$ (б) ливнях соответственно. Эти потери при любых зенитных углах равны. Число частиц на расстоянии от оси ливня R находится по формуле

$$n(R, 0^\circ) = \Delta E(R, 0^\circ)/E_1(0^\circ) = U(R, 0^\circ)/U_1(0^\circ). \quad (3)$$

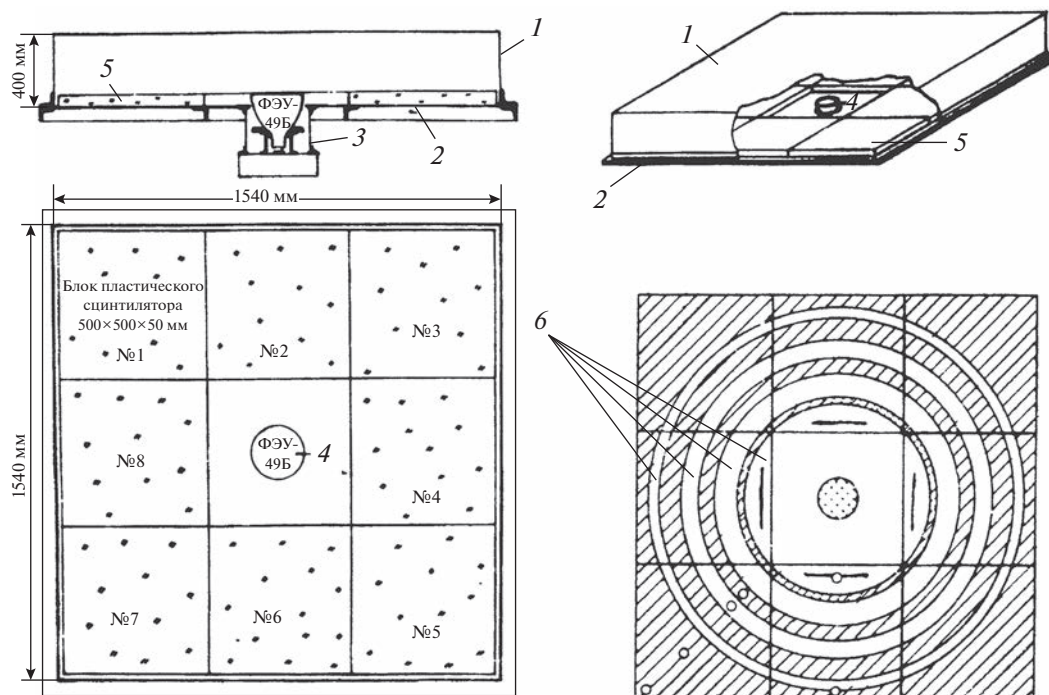


Рис. 2. Стандартный сцинтиляционный счетчик Якутской установки площадью $S = 0.25 \times 8 = 2 \text{ м}^2$. В центре фотоумножитель ФЭУ-49Б.

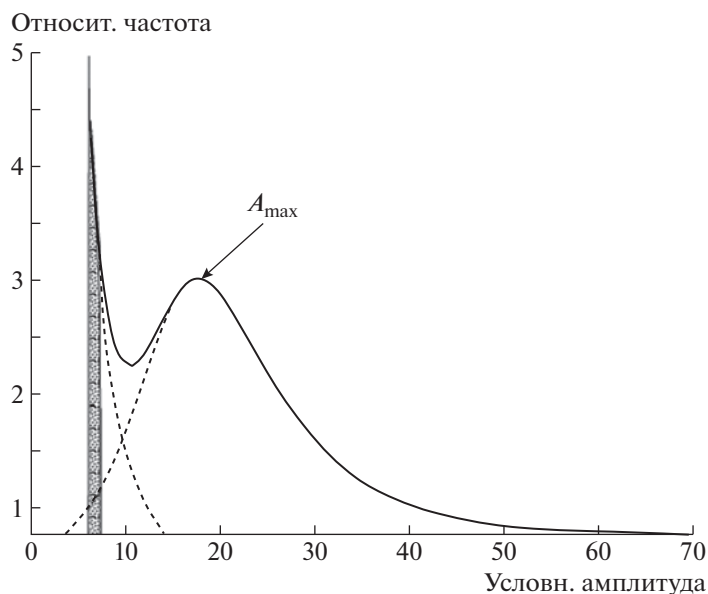


Рис. 3. Дифференциальный спектр отклика сцинтиляционного счетчика площадью 2 м^2 от фона космических лучей.

Плотность частиц в ливне с зенитным углом θ , прошедших через площадь детектора S на расстоянии от оси R соответственно равна:

$$\begin{aligned} \rho^Y(R, \theta) &= n(R, \theta)/S(\theta) = \\ &= [n(R, 0^\circ) \cos \theta]/S \cos \theta = U(R)/U_1(0^\circ)/S = \\ &= n(R)/S = [\text{м}^{-2}]. \end{aligned} \quad (4)$$

Она не зависит от угла падения ливня, так как амплитуда сигнала на выходе ФЭУ не меняется.

2.4. Абсолютная калибровка детекторов

Распределение отклика стандартного счетчика от одиночного вертикального мюона было получено в специальном эксперименте [7], схема которого

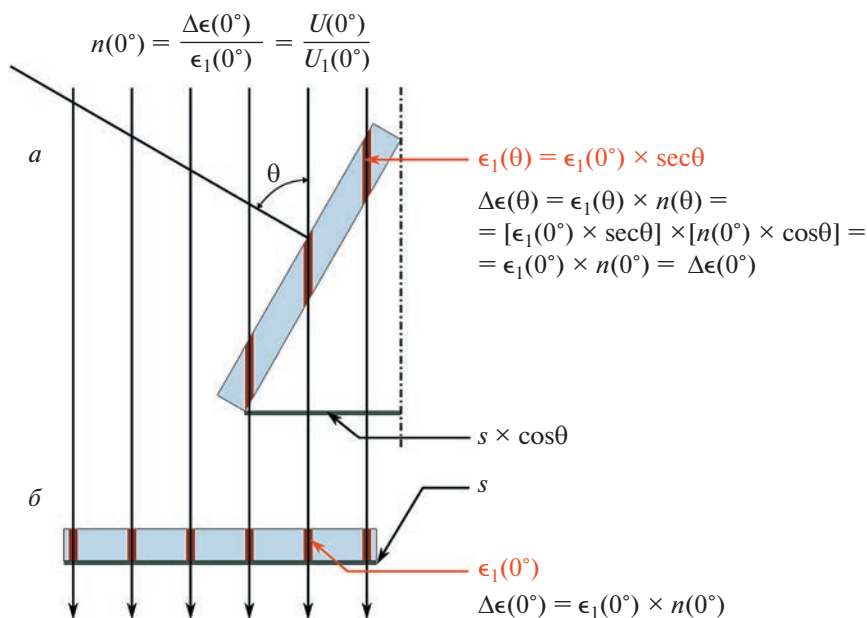


Рис. 4. Схема формирования суммарного отклика ΔE при прохождении через сцинтилляционный счетчик площадью S некоторого числа (n) частиц в ШАЛ под разными зенитными углами θ к вертикали.

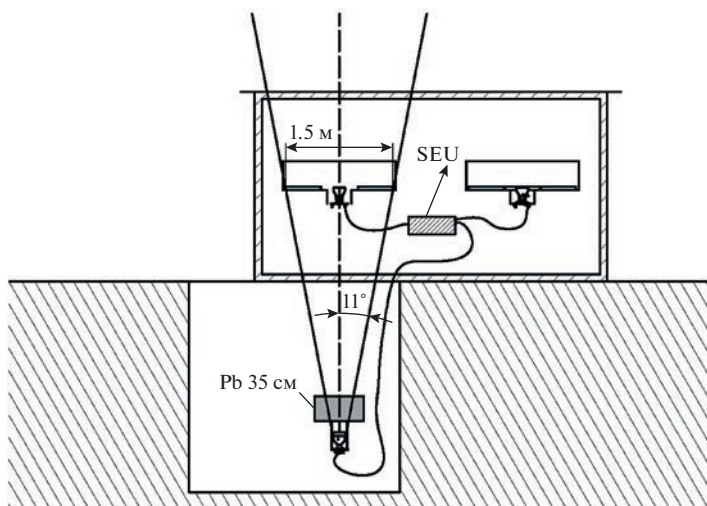


Рис. 5. Измерение спектра отклика сцинтилляционного счетчика от вертикального релятивистского мюона.

показана на рис. 5. Телескоп из двух детекторов отбирал частицы с максимальным отклонением от вертикали $\approx 11^\circ$, которые вызывали одновременное срабатывание как основного детектора (сверху), так и специального управляющего счетчика площадью 0.04 м^2 , показанного в нижней части рисунка. Слой свинца над управляющим счетчиком поглощал мягкие частицы и гарантировал срабатывание системы только от релятивистских мюонов. Средняя скорость совпадений была равна 0.5 с^{-1} . На рис. 6 показаны полученные распределения откликов для нескольких счетчиков (значки) от вертикальных мюонов. Сплошная кривая —

аппроксимация этих амплитудных спектров гамма-распределением:

$$p(k, \lambda, x) = (\lambda^k k^{-0.5}) x^{k-1} e^{-\lambda x}. \quad (5)$$

Штрихпунктирной линией показан максимум этого распределения $U_{\max} = (k - 1)/\lambda = 0.822$, сплошной линией — медиана $U_m = 0.863$ и штриховой линией — средняя амплитуда $\langle U \rangle = k/\lambda = 0.96$. За единицу отклика на Якутской установке была выбрана медиана. Такой выбор объясняется тем, что на момент проведения эксперимента по абсолютной калибровке сцинтилляционных детекторов (в

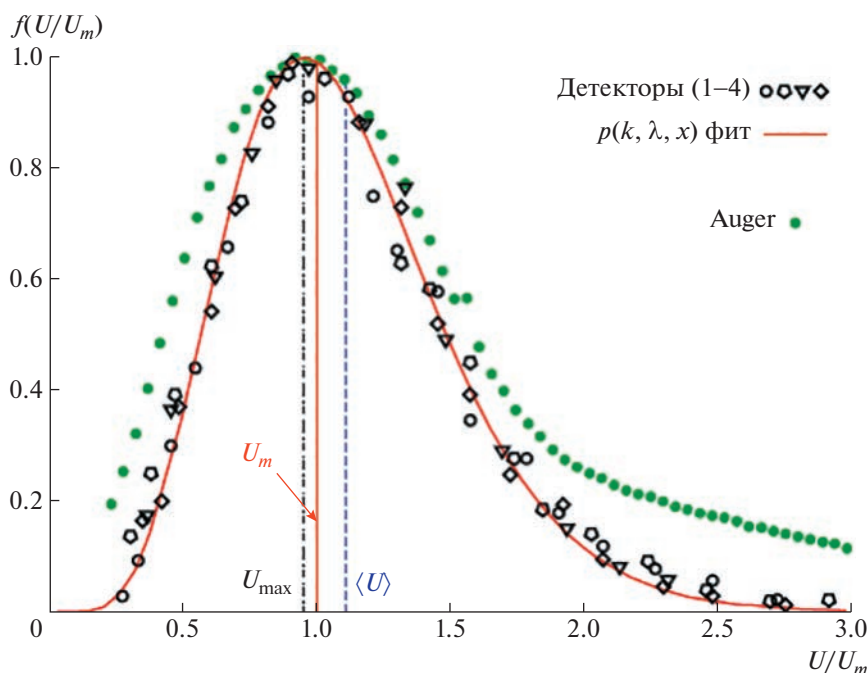


Рис. 6. Дифференциальное распределение отклика сцинтилляционного счетчика площадью 2 м^2 от вертикального мюона. Разные значки соответствуют различным индивидуальным детекторам. Кривые: сплошная — аппроксимация этих данных гамма-распределением (5), точечная — калибровочный спектр [1].

первые годы работы Якутской установки) медиана спектра на рис. 6 находилась точнее, чем максимум.

В работе [1] за уровень калибровки принят максимум точечной кривой. Она суммирует сигналы 64 отдельных ФЭУ каждого мюонного детектора. Вероятно, этим обусловлено его более широкое распределение. Сами уровни калибровки детекторов обеих установок в пределах 5% одинаковы.

2.5. Калибровка и контроль за работой детекторов

Для повседневной калибровки и контроля всех сцинтилляционных детекторов установки измерять спектр вертикального мюона с помощью телескопа невозможно. Для этой цели хорошо подходят спектры от фоновых событий [7]. Электроника станций наблюдения (рис. 5) отбирает совпадения между двумя счетчиками, и только для таких событий производится запись цифрового значения амплитуды сигналов с детекторов в память. Система централизованного управления установки позволяет получать информацию о таких событиях с любой станции и накапливать спектр от двойных совпадений в центральной регистрирующей системе. Частота двойных совпадений составляет $\sim 2\text{--}3 \text{ с}^{-1}$. Распределение амплитуды каждого счетчика в этом случае отражает так называемый спектр плотностей от ШАЛ малых энергий. В интегральном виде спектр описывается степенной функцией

$U^{-\chi}$ с показателем $\chi \approx 1.5$ в достаточно широком диапазоне плотностей.

Кроме того, в спектр двойных совпадений при малых плотностях вносит вклад распределение отклика одиночных частиц от случайных совпадений. При разрешающем времени схемы отбора $\tau = 2 \text{ мкс}$ и темпе счета $N \approx 400 \text{ с}^{-1}$ в каждом счетчике случайных событий окажется достаточно много ($2\tau N_1 N_2 \approx 0.6\text{--}0.7 \text{ с}^{-1}$), и они увеличивают крутизну реального распределения в рабочем диапазоне плотностей приблизительно от 2 до 20 частиц на детектор. Экспериментально измеренный наклон спектра в этой области составляет $\chi = 1.7\text{--}1.8$. На рис. 7 показан интегральный спектр от двойных совпадений для одного из сцинтилляционных счетчиков (кривая и точки, обозначенные цифрой 2).

Для того чтобы использовать такой спектр для регулярной калибровки работающих счетчиков, был проведен эксперимент (рис. 5), в котором для стандартного счетчика одновременно измерялись как спектр от вертикального мюона при отборе событий с помощью телескопа, так и спектр двойных совпадений с установленным рядом (как на станциях) вторым таким же счетчиком. В спектре двойных совпадений была выбрана фиксированная интенсивность $F_c = 200 \text{ соб./ч}$ и по спектру вертикального мюона было определено отношение соответствующей амплитуды U_c (уровень калибровки) к уровню одной частицы.

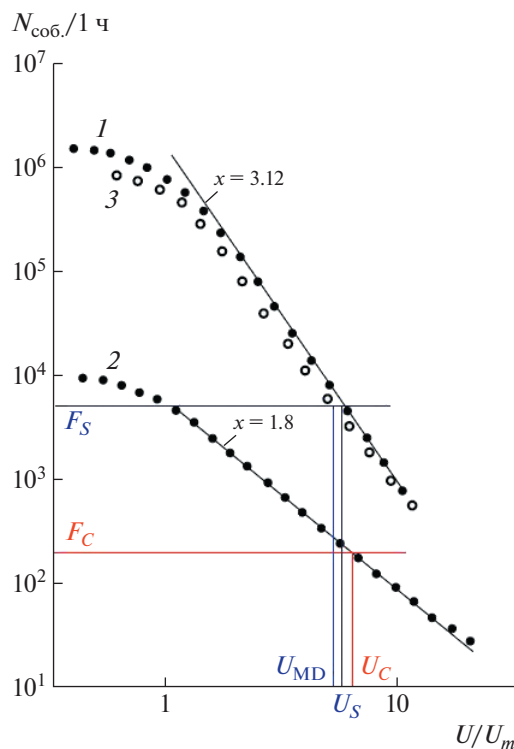


Рис. 7. Интегральные спектры отклика сцинтилляционного счетчика от фона космических лучей в разных условиях. 1 — спектр от неуправляемого счетчика для наземных станций; 2 — спектр двойных совпадений; 3 — спектр от неуправляемого счетчика, установленного в мюонном пункте. Все спектры нормированы на 1 ч измерений первичными энергиями. Линиями обозначены результаты расчетов [1], выполненных для мюонных детекторов Оже в рамках моделей адронных взаимодействий QGSJET-II.04 (сплошная линия) и EPOS-LHC (точечная линия) для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe).

Такое соотношение было измерено для нескольких сцинтилляционных счетчиков, и для всех них получилось хорошее совпадение ($\log(U_C/U_m) = 0.81$).

У некоторых стандартных сцинтилляционных детекторов в центре установки, как и в мюонных пунктах, нет двойных совпадений между счетчиками. Поэтому для их калибровки используются интегральные спектры событий от неуправляемых детекторов, частота которых значительно выше. В диапазоне амплитуд от 1–2 до 10 частиц такой спектр хорошо аппроксимируется степенным законом, но имеет значительно большую крутизну ($\chi \approx 3.1$). Наклон главным образом формируется за счет углового распределения одиночных мюонов. За базовую фиксированную интенсивность для таких спектров было принято общее значение $F_S = 5000$ соб./ч (рис. 7). Отношение амплитуд U_S и U_{MD} , соответствующих частоте F_S , к уровню одного вертикального мюона также

было определено в эксперименте с телескопом. Оно равно $\log(U_S/U_m) = 0.77$ для наземных и $\log(U_{MD}/U_m) = 0.725$ для подземных детекторов соответственно. Все спектры на рис. 7 нормированы на 1 ч измерений, хотя на практике спектр 2 набирается 2 ч, а оба спектра 1 и 3 — 30 мин. Это обеспечивает точность калибровки детекторов 10–15%. Сама калибровка осуществляется непрерывно, циклическим образом для всех детекторов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ ОЖЕ

3.1. Измерение плотности мюонов

Методика измерения плотности мюонов в работе [1] изложена на с. 751 (8 из 19) в левом столбце самого нижнего абзаца: “The expected number of muons, $n(R, E, \theta)$, that hit a scintillation module located at a distance R from the impact point of a shower impinging with zenith angle θ is then derived as:

$$n(R, E, \theta) = \rho(R, E, \theta) S \cos \theta, \quad (6)$$

with $S \cos \theta$ the projected aperture of the detectors. The observed number of muons is drawn from a Poisson process with the mean n . On an event-by-event basis, the value of $\rho(450)$ is therefore estimated by minimizing the likelihood function consisting of the product of the likelihoods for saturated, non-saturated (or *candidate*) and non-triggered UMD stations [8]”. Из соотношения (6) следует, что плотности мюонов в работе [1] находились по формуле

$$\begin{aligned} \rho(R, E, \theta) &= n(R, E, \theta) / S \cos \theta = \\ &= [n(R, E, \theta) / S] \sec \theta = \rho^Y(R) \sec \theta \text{ [м}^{-2}\text{]}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\rho^Y(R)$ — плотность мюонов (4) в ливнях при любых зенитных углах (см. разд. 2.3). Отсюда следует, что плотности на рис. 1 ошибочно завышены в $\sec 35^\circ \approx 1.22$ раза. Уменьшенные на $\log(\sec 35^\circ) \approx 0.086$ значения показаны на рис. 8 светлыми кружками.

Полученные таким образом плотности мюонов можно связать с тяжелым составом первичных частиц. В этом случае загадка мюонов (аномально большое расхождение теории с экспериментом) теряет свою остроту [2]. Оставшееся здесь разногласие зависит, на наш взгляд, от оценки первичной энергии. В работе [9] сравниваются энергетические спектры космических лучей, измеренные на Якутской установке и коллаборацией Оже. Они сильно различаются между собой. В [10] мы показали, что это разногласие можно устранить, если в эксперименте Оже увеличить первичную энергию в 1.25 раза (рис. 9). Тогда все плотности на рис. 8 после перенормировки данных Оже опустятся вниз на 25% (темные квадраты). Суммарное уменьшение

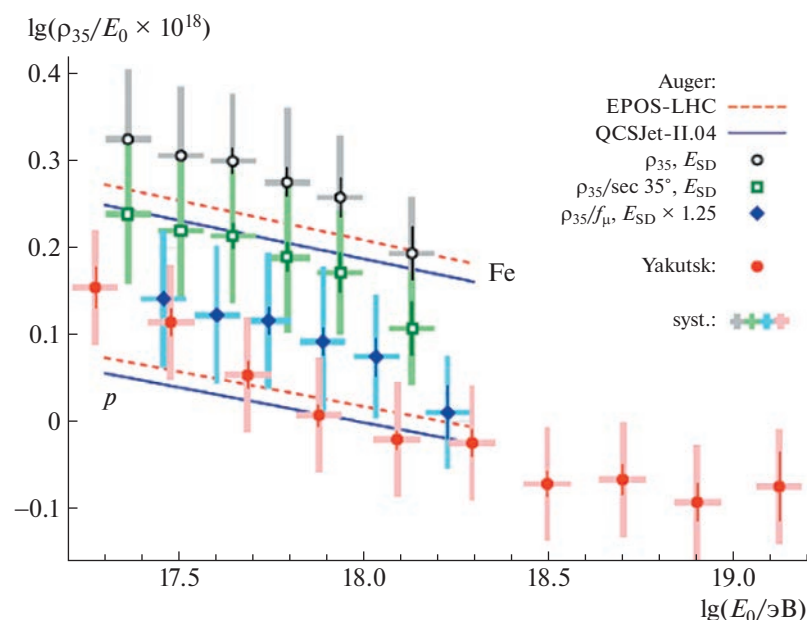


Рис. 8. Энергетические зависимости параметра $\rho_{MD}(450, 35^\circ)$, полученные коллаборацией Оже (рис. 1) и на Якутской установке [10]. Светлые квадраты — уменьшенные в $\sec 35^\circ = 1.22$ раза плотности рис. 1. Синие ромбы — уменьшенные в $f_\mu = 1.22 \times 1.25 = 1.525$ раза плотности рис. 1, с увеличенными в 1.25 раза первичными энергиями.

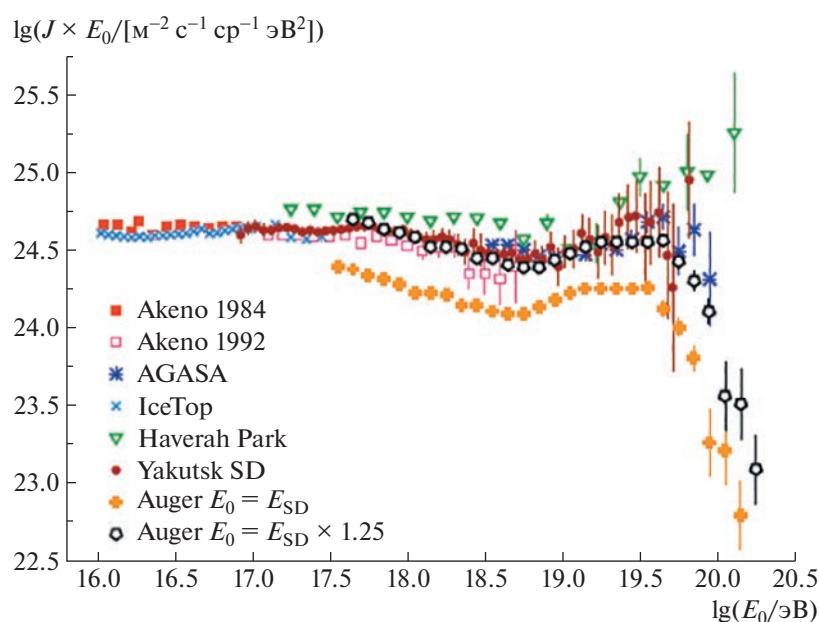


Рис. 9. Дифференциальный энергетический спектр КЛ по данным разных мировых установок. Точки: темные кружки — результаты Якутской установки по данным наземных сцинтилляционных детекторов [9], темные и светлые квадраты — Акено (1984, 1992) [11, 12], светлые треугольники вниз — AGASA [13], крестики — Ice Top [14], светлые треугольники вверх — эксперимент Оже [15], темные треугольники вверх — спектр Оже [15] с увеличенной в 1.25 раза первичной энергией, темные треугольники вниз — Haverah Park [16].

измеренных плотностей мюонов за счет двух одно-направленных факторов будет равно:

$$f_\mu = \langle \rho \rangle_{\text{exp}} / \langle \rho \rangle_{\text{sim}} = 1.22 \times 1.25 = 1.525, \quad (8)$$

где (exp) и (sim) — плотности мюонов, измеренные

экспериментально и вычисленные в работе [1] по модели QGSJET-II-04 от первичных протонов. Эта оценка согласуется с величиной $f_\mu = 1.53 \pm 0.13(\text{stat})$, полученной самими авторами [1].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В [1] описана методика прямого измерения плотности мюонов с порогом $E_\mu \approx 1.0 \text{ сек } \theta \text{ ГэВ}$ подземными сцинтилляционными детекторами в ливнях с энергиями $2 \times 10^{17} - 2 \times 10^{18} \text{ эВ}$. Благодаря этой работе стала понятна одна из причин “мюонного избытка” [2]. Сравнительный анализ методов измерения плотности мюонов на Якутской установке и в эксперименте Оже показал, что формула (7) неверна. Она привела к завышению показанных на рис. 1 результатов в $\text{сек}(35^\circ) = 1.22$ раза (рис. 8). Это стало возможно в силу того, что плотности мюонов в индивидуальных ливнях с зенитными углами θ пересчитывались к углу 35° по формулам (1) и (2). Вторая причина аномально большого содержания мюонов связана с недооценкой на 25% первичной энергии ШАЛ в эксперименте Оже [10]. После ее перенормировки (увеличении в 1.25 раза) исправленные из-за формулы (7) плотности (светлые кружки) на рис. 8 опустятся дополнительно вниз и сдвинутся вправо на $\log(1.25) = 0.1$. Эти данные уже не требуют для решения “мюонной загадки” какого-либо пересмотра существующих моделей развития ШАЛ (см., например, [16]). Они вполне могут быть интерпретированы как “индикаторы” смешанного состава первичных частиц между протонами и ядрами железа. Мы продолжим исследование этого вопроса.

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации 122011800084-7) с использованием данных, полученных на Уникальной научной установке “Якутская комплексная установка широких атмосферных ливней (ЯКУ ШАЛ) им. Д. Д. Красильникова” (<https://ckprfi.ru/catalog/usu/73611/>). Авторы выражают благодарность сотрудникам Обособленного структурного подразделения ИКФИА СО РАН ЯКУ ШАЛ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, J. M. Albury, I. Allekotte, A. Almela, J. Alvarez Castillo, J. Alvarez-Muñiz, G. A. Anastasi, L. Anchordoqui, B. Andrada, S. Andringa, C. Aramo, P. R. Araújo Ferreira, H. Asorey, P. Assis, *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **80**, 751 (2020); <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8055-y>
2. H. P. Dembinski, J. C. Arteaga-Velázquez, L. Cazon, R. Conceicao, J. Gonzalez, Y. Itow, D. Ivanov, N. N. Kalmykov, I. Karpikov, S. Muller, T. Pierog, F. Piehn, M. Roth, T. Sako, D. Soldin, R. Takeishi, *et al.* (for EAS-MSU, IceCube, KASCADE-Grande, NEVOD-DECOR, Pierre Auger Observatory, SUGGAR, Telescope Array, Yakutsk EAS Array), *EPJ Web Conf.* **210**, 02004 (2019); <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921002004>
3. А. В. Глушков, А. В. Сабуров, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 793 (2014); doi: 10.1134/S0021364014230052
4. А. В. Глушков, К. Г. Лебедев, А. В. Сабуров, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 254 (2023); arXiv: 2304.09924v1 [astro-ph.HE]; <https://doi.org/10.31857/S123456782304002X>
5. А. В. Глушков, К. Г. Лебедев, А. В. Сабуров, *ЯФ* **86**, 379 (2023); arXiv: 2304.008561v1 [astro-ph.HE]; <https://doi.org/10.31857/S004400272303011X>
6. А. В. Глушков, К. Г. Лебедев, А. В. Сабуров, *Изв. РАН. Сер. физ.* **87**, 7 (2023); arXiv: 2301.12268v1 [astro-ph.HE].
7. A. V. Glushkov, O. S. Diminstein, N. N. Efimov, N. N. Efremov, L. I. Kaganov, I. T. Makarov, and M. I. Pravdin, in *Proceedings of the 14th ICRC, Munchen, 1975*, Vol. 8, p. 2741.
8. S. Argiro, S. L. C. Barroso, J. Gonzalez, L. Nellen, T. Paul, T. A. Porter, L. Prado, Jr., M. Roth, R. Ulrich, and D. Veberic, *Nucl. Instrum. Methods A* **580**, 1485 (2007).
9. А. В. Глушков, М. И. Правдин, А. В. Сабуров, *ЯФ* **81**, 535 (2018); <https://doi.org/10.1134/S0044002718040049>; arXiv: 2301.09654v1 [astro-ph.HE].
10. А. В. Глушков, А. В. Сабуров, Л. Т. Ксенофонов, К. Г. Лебедев, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 651 (2023); doi: 10.31857/S1234567823090033; arXiv: 2304.13095v1 [astro-ph.HE].
11. M. Nagano, T. Hara, Y. Hatano, N. Hayashida, S. Kawaguchi, K. Kamata, K. Kifune, and Y. Mizumoto, *J. Phys. G* **10**, 1295 (1984).
12. M. Nagano, M. Teshima, Y. Matsubara, H. Y. Dai, T. Hara, N. Hayashida, M. Honda, H. Ohoka, and S. Yoshida, *J. Phys. G* **18**, 423 (1992).
13. K. Shinozaki (AGASA Collab.), *Nucl. Phys. B* **151**, 3 (2006).
14. M. G. Aartsen *et al.* (Ice Cube Collab.), arXiv: 1307.3795v1.
15. A. Aab *et al.* (Pierre Auger Collab.), arXiv: 1604.03637v1 [hep-astro.IM].
16. G. Cunningham, J. Lloyd-Evans, A. M. T. Pollock, R. J. O. Reid, and A. A. Watson, *Astrophys. J.* **236**, 71 (1980).

MUON MEASUREMENTS IN ULTRA-HIGH ENERGY EASs ACCORDING TO THE DATA OF THE YAKUT ARRAY AND THE AUGER EXPERIMENT

A. V. Glushkov¹⁾, A. V. Saburov¹⁾, L. T. Ksenofontov¹⁾, K. G. Lebedev¹⁾

¹⁾*Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Yakutsk, Russia*

The results of direct measurements of the muon density in extensive air showers (EAS) with zenith angles $\theta \leq 45^\circ$ and energies $E_0 \geq 10^{17}$ eV obtained in the Auger experiment and at the Yakutsk array are considered. Muons in both cases were registered by underground scintillation detectors with the same threshold energy $E_\mu \approx 1.0 \sec \theta$ GeV. The measured values are compared with the theoretical values calculated using the QGSJET-II-04 EAS development model from the CORSIKA software package. They differ from each other by $1.53 \pm 0.13(\text{stat})$. It is shown that this difference is due to the muon density overestimated by a factor of 1.22 and the primary energy underestimated by a factor of 1.25 in the Auger experiment.

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО pp -ЦИКЛА С ПОМОЩЬЮ ИНДИЕВОГО ДЕТЕКТОРА

© 2023 г. И. Р. Барабанов¹⁾, Л. Б. Безруков¹⁾, В. И. Гуренцов¹⁾,
Г. Я. Новикова¹⁾, В. В. Синев^{1)*}, Е. А. Янович¹⁾

Поступила в редакцию 29.05.2023 г.; после доработки 29.06.2023 г.; принята к публикации 30.06.2023 г.

Секционированный низкофоновый детектор на жидком сцинтилляторе с растворенным индием в качестве мишени для регистрации солнечных нейтрино может быть использован для измерения полного спектра солнечных нейтрино, включая pp -нейтрино. Рассматривается детектор, состоящий из секций с жидким сцинтиллятором объемом 1–2 л, просматриваемых матрицами кремниевых ФЭУ. Собственный фон бета-активности индия подавляется тройными совпадениями, используемыми при выделении нейтринных событий. Такой детектор может измерить независимым методом величину потока ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, полученного в коллаборации Борексино.

DOI: 10.31857/S0044002723060053, EDN: OVCHRM

1. ВВЕДЕНИЕ

Прямое измерение потока солнечных нейтрино (ν_e) pp -цикла по-прежнему представляет большой интерес для изучения процессов, выходящих за пределы Стандартной солнечной модели (ССМ). Такое исследование было впервые выполнено в эксперименте Vogexino [1] с помощью сцинтилляционного детектора с ультразвуким собственным фоном. Однако результат был получен только для самого конца спектра ($E > 400$ кэВ), учитывая, что граничная энергия спектра pp -нейтрино 420 кэВ. Кроме того, искомый спектр был выделен из смеси разнообразных фонов, где главным оказывается распад радиоактивного изотопа углерода ${}^{14}\text{C}$, что повышает неопределенность результата.

Уникальная возможность измерения спектра солнечных нейтрино pp -цикла была предложена Р. Рагаваном (R.S. Raghavan) [2] в 1976 г. с использованием реакции захвата ν_e на изотопе индия ${}^{115}\text{In}$ (95.7% в естественной смеси). В результате реакции образуются электрон и изотоп олова (${}^{115}\text{Sn}$) в изомерном состоянии, который в свою очередь переходит в основное состояние со временем жизни $\tau = 4.76$ мкс с испусканием гамма-кванта или конверсионного электрона с энергией 115.5 кэВ и еще одного гамма-кванта с энергией 497 кэВ с полной энергией всего перехода 613 кэВ. Возникает возможность в схеме регистрации образовать кратные, задержанные совпадения, позволяющие

выделить нейтринный сигнал на уровне существенно превосходящего фона.

Детектор на основе ${}^{115}\text{In}$ регистрирует все нейтрино солнечного спектра, причем форма детектируемого спектра повторяет форму солнечного с поправкой на сечение реакции. На месте монолиний ${}^7\text{Be}$ и per будут гауссовы распределения. Это дает возможность точно измерить данные потоки и сравнить их с измеренными детектором Борексино в качестве независимой проверки.

Имеется независимый анализ спектра детектора Борексино [3], в котором величины этих потоков немного отличаются от величин, опубликованных Борексино. В этом анализе получены потоки нейтрино, отвечающие низкой металличности Солнца.

Перед началом измерения индиевым детектором может быть произведена калибровка детектора источником моноэнергетических нейтрино ${}^{51}\text{Cr}$ [4], в которой может быть измерено сечение захвата нейтрино и учтено в теоретическом значении сечения, зависящего от энергии.

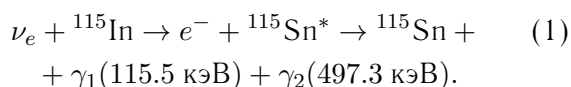
Для создания детектора R.S. Raghavan предложил использовать жидкий органический сцинтиллятор (ОС) с растворенным в нем индием с концентрацией In по металлу 5–10% (In-ОС). Основная проблема при реализации In-детектора состоит в том, что ${}^{115}\text{In}$ является β -радиоактивным элементом с периодом полураспада $T_{1/2} = 4.41 \times 10^{14}$ лет и максимальной энергией распада $E_{\text{макс}} = 497.5$ кэВ. Скорость распада индия составляет 0.26 Бк/г In. Радиоактивность In затрудняет создание детектора с единым объемом In-ОС ввиду того, что высокая скорость случайных

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

*E-mail: vsinev@inr.ru

совпадений бета-частиц в различных комбинациях и конечное энергетическое разрешение детектора могут имитировать нейтринные события. Выходом в данном случае является реализация детектора в виде набора ячеек.

В результате захвата нейтрино в одной из ячеек возникает электрон с кинетической энергией $T_e = E_\nu - Q$, где $Q = 115.3$ кэВ — порог реакции. Затем с задержкой, имеющей характерное время $\tau = 4.76$ мкс, происходит переход образовавшегося ^{115}Sn в основное состояние в две стадии:



На первой стадии возникает конверсионный электрон или гамма-квант с энергией 115.5 кэВ. При этом низкоэнергетический гамма-квант примерно в 50% случаев оставляет часть энергии в той же ячейке. На второй стадии возникает еще один гамма-квант с энергией 497.3 кэВ. Этот квант выходит (частично или полностью) из начальной ячейки и в результате комптоновского взаимодействия регистрируется в нескольких (двух и более) соседних ячейках до полного поглощения. Окончательно в результате нейтринного взаимодействия возникает сигнал в одной из ячеек и с задержкой с $\tau = 4.76$ мкс в трех и более соседних ячейках, включая исходную с суммарной энергией 613 кэВ (612.8). Более подробно эта схема описана в [2, 5]. На рис. 1 показаны схема распада ^{115}In и захват нейтрино с переходом на возбужденный уровень ^{115}Sn .

Начиная с 2000 г. Европейская коллаборация LENS [6] работала над практической реализацией подобного детектора. Однако сравнительно невысокий световой выход разработанных в то время In-ОС и низкая оптическая прозрачность не позволили обеспечить достаточно высокое энергетическое разрешение In-ОС и не позволили подавить фон, возникающий от случайных совпадений событий распада ^{115}In . Рассмотрим для примера детектор, содержащий 100 т In-ОС с 10 т растворенного индия (10% по весу). Ожидаемая скорость нейтринных взаимодействий в таком детекторе составит примерно 7.25×10^{-5} событий/с (2300 событий/год). Скорость распада ^{115}In в 10 т равна 2.6×10^6 событий/с или 8.2×10^{13} событий/год. Эта громадная разница ($\sim 3.5 \times 10^{10}$) подавляется задержанными совпадениями и гранулированной структурой детектора. Однако в таком детекторе возникает последовательность случайных совпадений, имитирующая нейтринное взаимодействие. В одной из ячеек детектора могут возникнуть сразу две бета-частицы от распада индия в пределах времени задержанных совпадений (~ 15 мкс). При

этом вторая по времени частица испускает тормозной гамма-квант, который выходит из ячейки и взаимодействует в двух или более соседних ячейках микрогруппы. Суммарная энергия трех задержанных событий будет меньше 497 кэВ, что меньше энергии 613 кэВ от нейтринного события, однако при недостаточно высоком энергетическом разрешении и, учитывая громадную разность скоростей нейтринного взаимодействия и бета-распада In, существенная часть рассмотренных событий будет полностью имитировать нейтринное взаимодействие. Выходом из такой ситуации было бы создание детектора с более мелкой грануляцией и улучшение энергетического разрешения ячейки.

Такая возможность появилась в последнее время в связи с созданием нового типа компактных светоприемников на основе кремниевых ФЭУ и сцинтилляционных сместителей спектра (флюоро-ров) с переизлучением сцинтилляционного света в область 450–550 нм. Обычно используемые жидкие органические сцинтилляторы на основе РРО излучают свет в области 350–450 нм. В этой области прозрачность ОС ухудшается растворенным индием. Синтезированные в последние годы новые флюоры [7–9] излучают свет в область 450–550 нм, где прозрачность In-ОС существенно выше (несколько метров). В этом случае эффективность светосбора и энергетическое разрешение оказываются существенно выше.

В настоящей работе мы рассматриваем параметры индиевого детектора, состоящего из ячеек объемом 2 л в форме параллелепипеда с размером $10 \times 10 \times 20$ см³, просматриваемых кремниевыми матричными ФЭУ с обоих торцов ячейки с различным покрытием по площади.

2. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРИНО В СЕКЦИОНИРОВАННОМ ДЕТЕКТОРЕ

Отбор нейтринных событий в секционированном детекторе осуществляется при помощи задержанных совпадений. Срабатывание одной из ячеек приводит к открыванию окна 15 мкс, за время которого должно произойти срабатывание еще нескольких ячеек в окружении (комптоновское рассеяние гамма-кванта 497 кэВ), включая сработавшую первой.

Назовем первое событие $e1$, тогда второе событие будет с 45% вероятностью в виде конверсионного электрона в той же ячейке $e2$ или с вероятностью 55% в той же и в соседней $\gamma2$ плюс еще несколько ячеек от второго гамма-кванта 497 кэВ $e3$. Топологически нейтринное событие показано на рис. 2. Первая сработавшая ячейка выделена слабым серым цветом, сработавшие во время второго события более темным серым.

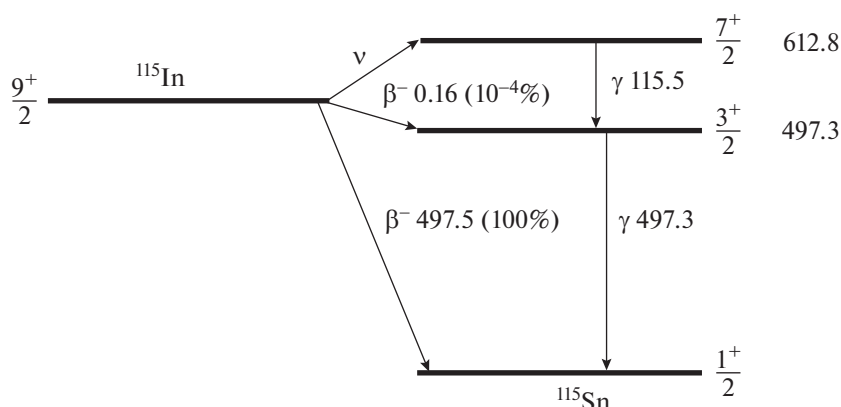


Рис. 1. Схема распада ^{115}In и регистрации нейтрино. Энергии бета-переходов и гамма-квантов приведены в кэВ.

Триггером будет являться любая сработавшая ячейка с выделившейся энергией больше выставленного порога 10–50 кэВ. Подтверждением нейтринного события будет задержанное по времени событие со сработавшими тремя и более ячейками (вместе с триггерной), окружающими триггерную. Эффективность регистрации нейтринного события будет определяться эффективностью регистрации двух гамма-квантов второго события с суммарным энерговыделением 613 кэВ. Учитывая, что гамма-квант с энергией 497 кэВ с вероятностью 90% поглощается в радиусе 30 см от точки рождения, можно выбрать количество ячеек для суммирования энерговыделения второго события.

Определим нейтринное событие как последовательность трех условий:

1. В одной из ячеек возникает событие, состо-

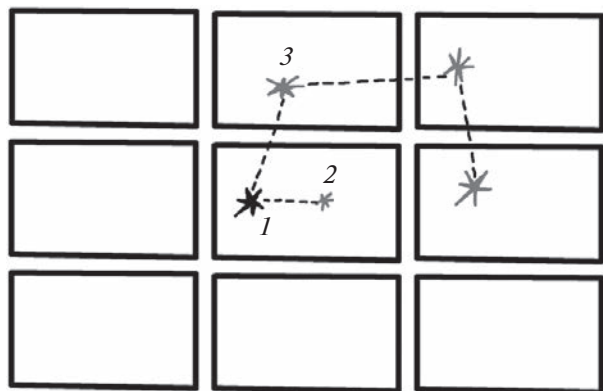


Рис. 2. Схема детектирования нейтринного события: 1 — первое событие (электрон от захвата нейтрино), 2 — второе событие от гамма-кванта или конверсионного электрона с энергией 115.5 кэВ (происходит во временном окне $3\tau = 15$ мкс, τ — время жизни возбужденного уровня 612.8 кэВ 4.7 мкс), 3 — гамма-квант с энергией 497.3 кэВ создает сигналы в окружающих ячейках. Сигналы 2 и 3 совпадают по времени в пределах 10^{-8} с внутри временного окна 15 мкс.

ящее из двух вспышек света, отстоящих друг от друга не более 15 мкс;

2. Срабатывают две или более ячеек вблизи первой ячейки, совпадающих по времени в пределах 10 нс;

3. Вторая вспышка от первого события совпадает в пределах 10 нс со вторым условием.

Назовем макромодулем область вокруг центральной ячейки, в которой поглощается 90% гамма-излучения от распада олова (~50 ячеек).

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРИННЫХ СОБЫТИЙ

Для проведения моделирования регистрации нейтринных событий была выбрана секция в форме параллелепипеда объемом 2 л с размерами $10 \times 10 \times 20$ см³. Корпус ячейки выполнен из оргстекла. На утолщенных торцах крепятся кремниевые матрицы для регистрации света.

Расчет эффективности регистрации нейтринного события проводился методом Монте-Карло следующим образом: в модуле разыгрывается место вылета электрона от захвата нейтрино, а затем из той же точки вылетают два гамма-кванта и смотрятся оставление ими энергии и затем поглощение в окружающих модулях. При этом учитываются временные и пространственные критерии отбора для нейтринного события.

Регистрация моделировалась по собиранию света в модулях на светочувствительные кремниевые матрицы, расположенные по торцам ячейки. Свет излучался согласно вероятности испускания света шифтером (флюором) в зависимости от длины волны, показанной на рис. 3. Там же приведена длина поглощения света (прозрачность) в ЖС с индием. Видно, что прозрачность превышает 2 м на максимуме излучения флюора.

Чтобы отслеживать вспышки света от электронов отдачи при комптоновском рассеянии в одной ячейке, необходимо снизить порог до 10 кэВ. На рис. 4 приведено количество сработавших ячеек в течение 10 нс в окне ожидания второго события. Из этого графика видно, что при установлении порога по числу сработавших ячеек 3 и более, эффективность регистрации второго события составляет 0.55 при пороге 10 кэВ.

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ МОДУЛЯ

Энергетическое распределение второго сигнала, состоящего из суммы двух гамма-квантов 115.5 и 497.3 кэВ (613 кэВ), показано на рис. 5. Расчет делался при световых выходе 10 фотонов/кэВ и при заполнении 50% поверхности торца кремниевой матрицей в модуле размером $20 \times 10 \times 10$ см³. Тушение света сцинтиллятором (эффект Биркса) не учитывалось для того, чтобы нагляднее продемонстрировать положение маркера 613 кэВ. Сцинтиллятор содержит 10% ¹¹⁵In. Эмиссионный спектр, зависимость поглощения света от длины волны (рис. 3) и световых выход взяты из работы [10], а параметры фотодетекторов из [11]. Поверхность модуля покрыта светоотражающей пленкой с коэффициентом отражения 98%. При прохождении света в модуле учитывалась возможность полного внутреннего отражения.

Условие регистрации нейтринного события — одновременное срабатывание трех и более ячеек при втором событии в компактной группе ячеек, окружающих ячейку с первым событием. Матрицы просматривают ячейку через утолщенную стенку 4 см.

Расчет проводился методом статистических испытаний с розыгрышем сцинтилляционной вспышки по всему объему детектора. При моделировании с одинаковой толщиной стенки детектора оказалось, что в модуле присутствуют неслучайные события, которые локализируются вблизи фотодетекторов и существенно отличаются от событий из центральной области модуля. Для устранения влияния этого краевого эффекта использованы два прозрачных световода (буфера) на торцах модуля, не дающих сцинтилляционной вспышки. Подробный расчет показал, что толщина буфера зависит от длины поглощения света, от отражающей пленки и от степени заполнения торцевых поверхностей фотодетекторами. Для принятых значений коэффициента отражения пленки и длины поглощения света получена зависимость толщины буфера от коэффициента заполнения торцевых поверхностей: 2 см при 90%, 3 см при 50% и 4 см при 25%.

Для расчета фоновых условий в нейтринном детекторе необходимо иметь нормальное распределение сигнала модуля. Отклонение от нормального распределения приводит к ошибочной калибровке модуля и трудно контролируемому фону нейтринного детектора. Энергетическое разрешение модуля в зависимости от энергии электрона получено для трех вариантов заполнения торцевой поверхности модуля фотодетекторами 25%, 50% и 99% со световых выходом 10 фотонов на кэВ (рис. 6). Число фотоэлектронов на кэВ для этих вариантов с учетом нелинейности световых выхода равно соответственно (1.2–1.8), (1.8–2.5), (2.3–3.3).

Энергетическое разрешение оказывает решающее влияние на коррелированный фон детектора.

5. КОРРЕЛИРОВАННЫЙ ФОН

Основной фон при регистрации электронного спектра от взаимодействия нейтрино с радиоактивным изотопом ¹¹⁵In определяется его бета-электронами и их тормозным излучением. Высокая скорость распада ¹¹⁵In 0.26 Бк/г и конечное энергетическое разрешение приводят к тому, что бета-электрон со своим тормозным гамма-квантом имитирует распад ¹¹⁵Sn*, несмотря на то, что максимальная энергия распада индия 497.5 кэВ меньше 613 кэВ — энергии нейтринного маркера. В результате чего появляется сигнал в макромодуле ячеек в области $(613 \pm 2\sigma)$ кэВ во временном интервале 10 нс. Совпадение этого сигнала с любым сигналом в модуле за время 3τ , принадлежащим этой группе, создает ложное нейтринное событие.

На рис. 7 показано энергетическое распределение маркера нейтринного события 613 кэВ. Здесь же показано распределение фоновых событий, вызванных бета-электроном (E_β), испустившим тормозной гамма-квант, который поглотился в двух соседних модулях (E_{T1} и E_{T2}), с общим энергетическим делением ~ 460 кэВ ($E_\beta + E_{T1} + E_{T2}$).

Область спектра бета-электронов, попадающих в энергетическое окно $(613 \pm 2\sigma)$ кэВ, из-за конечного энергетического разрешения ячейки оказывается очень малой при световых выходе 10 фотонов/кэВ и 50% покрытии торцевой поверхности. На 10^8 разыгранных событий в область нейтринного маркера попало всего 3500 событий. Из рис. 7 видно соотношение спектра всех разыгранных событий от бета-электронов с испусканием тормозного гамма-кванта и его части, вызвавшей имитацию нейтринного события. Все спектры нормированы на число нейтринных событий в 10 т индия за 5 лет экспозиции. Из рисунка видно, что в области нейтринного маркера менее 2σ количество фоновых событий составило всего 18 в 10 т индия за 5 лет.

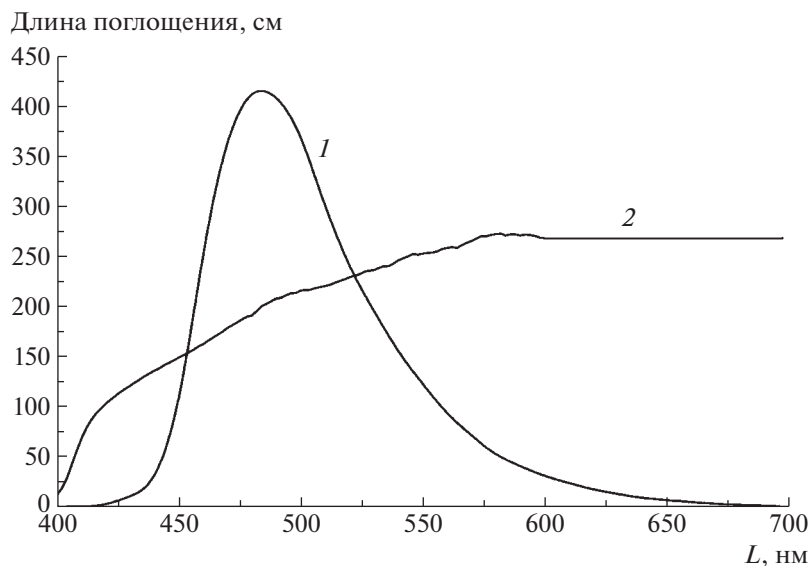


Рис. 3. Спектр излучения нового флюора [9] (1) и длина поглощения света в органическом сцинтиляторе, загруженном индием (In-OC) (2).

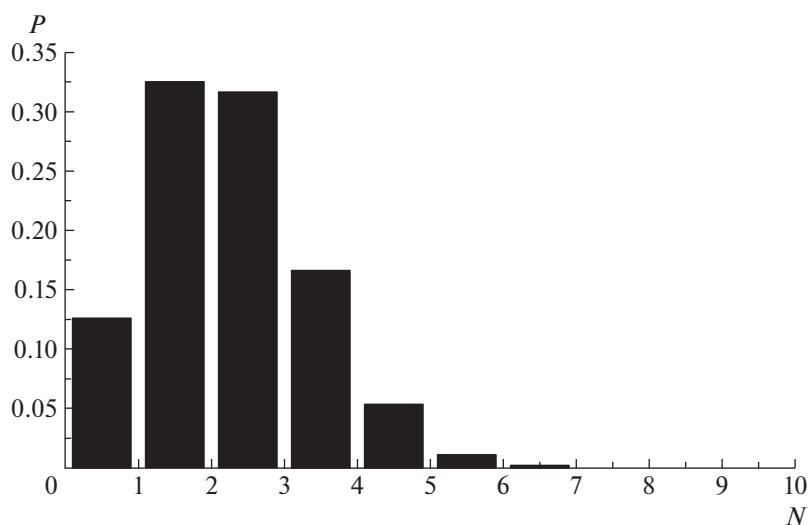


Рис. 4. Распределение числа сработавших ячеек за время 10 нс при пороге регистрации сигнала в модуле 10 кВ. По оси X отложено число сработавших ячеек, по оси Y — вероятность появления срабатывания.

При светосборе ячейки 3 фотонов на кэВ и при покрытии торцевых поверхностей фотодетекторами более 50% фон от тормозного излучения бета-электронов пренебрежимо мал.

6. ФОН СЛУЧАЙНЫХ СОВПАДЕНИЙ

Случайные совпадения, имитирующие нейтринное взаимодействие, могут возникнуть следующим образом: 1) два случайных события в одной ячейке в пределах временного интервала 15 мкс, 2) два импульса в двух различных ячейках микрогруппы, окружающей первую ячейку во временном интервале 10 нс, и окончательно 3) совпадение 2) со

вторым импульсом в 1). Кроме того, суммарная энергия всех трех событий должна быть в области 613 кэВ.

Введем следующие обозначения: n — скорость распадов In в одном макромодуле, $n = 76/\text{с}$; Ω — число ячеек в макромодуле, примем $\Omega = 50$; η — полное число ячеек в детекторе, примем $\eta = 33000$.

Тогда число случайных совпадений будет $N_{\text{сл}} = (n^2 \times 10^{-5} \eta) [n^2 \times 10^{-8} (\Omega^2/2)] \times 10^{-8}$. С учетом требования величины суммарной энергии всех трех событий 613 кэВ скорость счета случайных совпадений будет $N_{\text{сл}} = 1.7 \times 10^{-7} \text{ с}^{-1}$, которая получается при эффективности регистрации pp -нейтрино

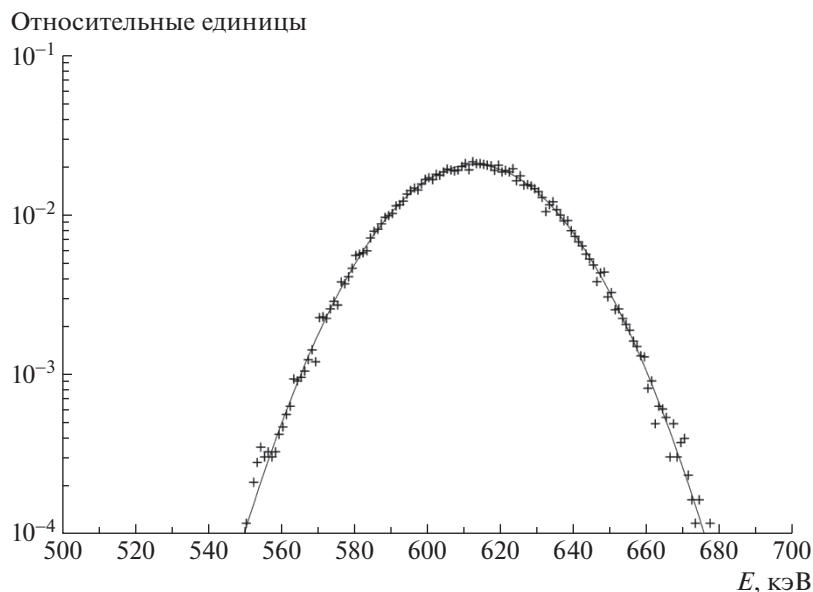


Рис. 5. Энергетическое распределение суммарного сигнала второго события с энергией 613 кэВ в трех и более ячейках компактной группы (макромодуля) при заполнении 50% торцевых поверхностей фотодетекторами. Сплошной кривой показано описание данного распределения гауссовой функцией.

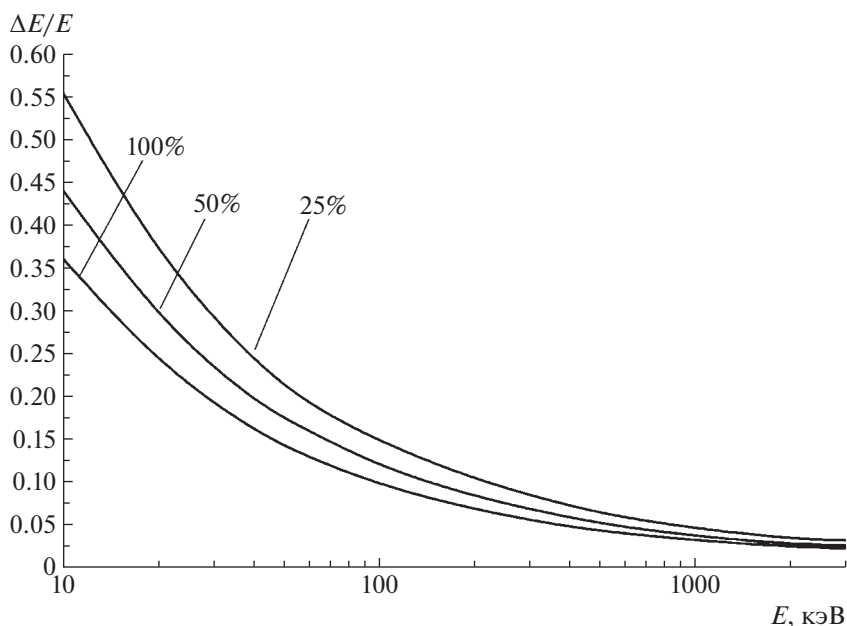


Рис. 6. Энергетическое разрешение детектора для трех вариантов покрытия торцевой поверхности модуля фотодетекторами 25%, 50% и 100% и толщиной буфера 4, 3 и 2 см соответственно. В отложенном по оси Y разрешении для ΔE использовалось значение полной ширины на полувысоте (FWHM). Светосбор ячейки 3 фотоэлектрона на кэВ (световыход 10 фотонов на кэВ).

40%. При этом скорость счета нейтринных событий составляет $1.2 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен новый тип детектора солнечных нейтрино в виде сборки ячеек. Каждая ячейка

содержит несколько литров ЖС с растворенным в нем индием (^{115}In), служащим мишенью для нейтрино. Проект основан на использовании нового флюора для ЖС вместо используемого сейчас РРО и кремниевых ФЭУ, разработанных в последнее время. Флюор обеспечивает сдвиг спектра сцинтилляционной вспышки в область более

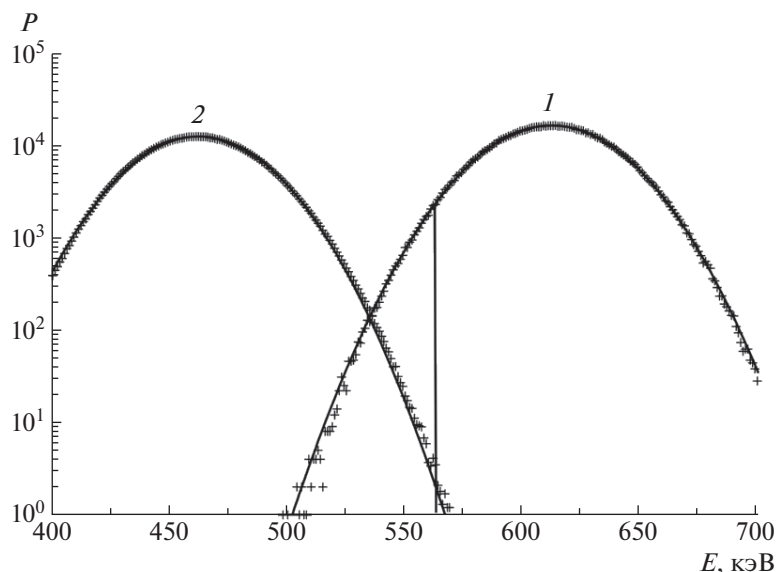


Рис. 7. Энергетическое распределение маркера нейтринного события с энергией 613 кэВ в произвольных единицах в трех и более ячейках макромодуля (1); энергетическое распределение бета-электрона и тормозного гамма-кванта со средней энергией 460 кэВ в трех и более ячейках макромодуля (2). Сплошная кривая у распределения (1) показывает область 2σ , которая отсекает события коррелированного фона (2).

длинных волн оптического диапазона ~ 500 нм, где In-ОС имеет достаточно высокую прозрачность, что увеличивает количество собираемого света и, в конечном итоге, улучшает энергетическое разрешение.

Методом МК были рассчитаны энергетическое разрешение и эффективность регистрации pp -нейтрино, и фоновые параметры детектора, состоящего из 100 т In-ОС (10% In по весу), разделенных на 33 000 модулей, объемом 2 л. Показано, что при выбранных параметрах детектора фон от бета-электронов распада индия и их тормозного излучения составляет пренебрежимо малую величину ($<1\%$) при эффективности регистрации pp -нейтрино 40–50% в зависимости от порога регистрации 10–60 кэВ.

Показана возможность прямой регистрации pp , ${}^7\text{Be}$ и других нейтрино от Солнца в реакции захвата на ${}^{115}\text{In}$ с помощью In-ОС. Детектор на основе индия дает возможность независимого и более точного определения потоков солнечных нейтрино, в частности ${}^7\text{Be}$, по сравнению с уже имеющимися.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Agostini *et al.* (Borexino Collab.), *Nature* **562**, 505 (2018).
2. R. S. Raghavan, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 259 (1976).
3. Л. Б. Безруков, И. С. Карпиков, А. К. Межох, С. В. Силаева, В. В. Синев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **87**, 1047 (2023); arXiv: 2304.02747 [hep-ex, astro-ph.ER].
4. C. Grieb, J. M. Link, and R. S. Raghavan, *Phys. Rev. D* **75**, 093006 (2007); hep-ph/0611178.
5. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, В. И. Гуренцов, Г. Я. Новикова, В. В. Синев, Е. А. Янович, *ЯФ* **85**, 305 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 402 (2022)].
6. <http://www1.phys.vt.edu/~kimballton/lens/public/papers/>
7. O. Borshchev, A. B. R. Cavalcante, L. Gavardi, L. Gruber, C. Joram, S. Ponomarenko, O. Shinji, and N. Surin, *JINST* **12**, P05013 (2017).
8. S. A. Ponomarenko, N. M. Surin, O. V. Borshchev, Yu. N. Luponosov, D. Y. Akimov, I. S. Alexandrov, A. A. Burenkov, A. G. Kovalenko, V. N. Stekhanov, E. A. Kleymyuk, O. T. Gritsenko, G. V. Cherkaev, A. S. Kechek'yan, O. A. Serenko, and A. M. Muzafarov, *Sci. Rep.* **4**, 6549 (2014).
9. A. Sidorenkov, O. Borshchev, A. Fazliakhmetov, A. Lukanov, B. Lubsandorzhiiev, S. Lubsandorzhiiev, D. Nanzanov, S. Ponomarenko, M. Skorotetcky, N. Surin, E. Svidchenko, N. Ushakov, and D. Voronin, *Eur. Phys. J. C* **82**, 1038 (2022).
10. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, В. И. Гуренцов, Н. А. Данилов, А. di Vacri, C. Cattadori, Ю. С. Крылов, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, *ПТЭ*, **4**, 50 (2010).
11. <https://www.hamamatsu.com/jp/en.html>

NEW POSSIBILITIES FOR pp -CYCLE SOLAR NEUTRINO REGISTRATION BY USE OF INDIUM DETECTOR

I. R. Barabanov¹⁾, L. B. Bezrukov¹⁾, V. I. Gurentsov¹⁾, G. Ya. Novikova¹⁾,
V. V. Sinev¹⁾, E. A. Yanovich¹⁾

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

Low background segmented liquid scintillator detector, doped with an indium as a target for solar neutrino registration, can be used for measuring total solar neutrino spectrum including pp -neutrinos. A detector consisting of small modules filled with liquid scintillator in the volume of 1–2 liters is considered. Silicon matrices are used for light collection. The background of indium beta-activity is suppressed by triple coincidences. The detector of such a type can measure ${}^7\text{Be}$ neutrino flux with high accuracy and check independently the measurement performed by the Borexino Collaboration.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 1.07\text{--}2$ ГэВ

© 2023 г. М. Н. Ачасов^{1),2)}, А. Ю. Барняков¹⁾, К. И. Белобородов^{1),2)}, А. В. Бердюгин^{1),2)*}, А. Г. Богданчиков¹⁾, А. А. Ботов¹⁾, В. С. Денисов¹⁾, Т. В. Димова^{1),2)}, В. П. Дружинин^{1),2)}, Л. Б. Фомин¹⁾, А. Г. Харламов^{1),2)}, Л. В. Кардапольцев^{1),2)}, А. Н. Кирпотин¹⁾, И. А. Кооп^{1),2)}, А. А. Король^{1),2)}, Д. П. Коврижин¹⁾, А. П. Крюков¹⁾, А. С. Купич^{1),2)}, Н. А. Мельникова^{1),2)}, Н. Ю. Мучной^{1),2)}, А. Е. Образовский¹⁾, Е. В. Пахтусова¹⁾, Е. А. Переведенцев^{1),2)}, К. В. Пугачев^{1),2)}, Ю. А. Роговский^{1),2)}, С. И. Середняков^{1),2)}, З. К. Силагадзе^{1),2)}, И. К. Сурин¹⁾, М. В. Тимошенко¹⁾, Ю. В. Усов¹⁾, В. Н. Жабин^{1),2)}, В. В. Жуланов¹⁾, И. М. Землянский¹⁾, Ю. М. Шатунов¹⁾, Д. А. Штоль¹⁾, Э. А. Эминов¹⁾

Поступила в редакцию 19.06.2023 г.; после доработки 06.07.2023 г.; принята к публикации 06.07.2023 г.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ измерено в интервале энергии в системе центра масс от 1.07 до 2.00 ГэВ в канале распада $\eta \rightarrow 3\pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Анализировались данные с интегральной светимостью 242 пбн⁻¹, накопленные в эксперименте с детектором СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000.

DOI: 10.31857/S0044002723060065, EDN: OVDNPR

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиационные распады являются одним из лучших инструментов для исследования внутренней структуры адронов. Для легких векторных мезонов изучение этих распадов проводится уже более 50 лет. Вероятности распадов резонансов ρ , ω и ϕ в конечное состояние $\eta\gamma$ в настоящее время измерены с точностью 7%, 9% и 2% соответственно. Причем в случае ρ - и ω -мезонов величина ошибки до сих пор определяется статистикой. Наиболее точные измерения распадов ρ , ω , $\phi \rightarrow \eta\gamma$ были сделаны в экспериментах СНД [1] и КМД-2 [2] на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М.

В e^+e^- -экспериментах непосредственно измеряемой величиной является сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$. Вероятности распадов можно определить при аппроксимации сечения суммой вкладов векторных резонансов. При анализе данных с ВЭПП-2М было выяснено, что модельные ошибки вероятностей распадов ρ , ω , $\phi \rightarrow \eta\gamma$, связанные с неопределенностью вкладов возбужденных векторных состояний, достигают нескольких процентов [1]. Для устранения этой неопределенности

требуется, в частности, измерение сечения $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ при энергиях в системе центра масс $\sqrt{s}$ по крайней мере до 2 ГэВ.

Измерение при $\sqrt{s} = 1.05\text{--}2$ ГэВ важно и само по себе. Из него можно извлечь вероятности радиационных распадов возбужденных векторных мезонов $\rho(1450)$, $\rho(1700)$ и $\phi(1680)$. В этой энергетической области, кроме обычных векторных $q\bar{q}$ -состояний, возможно рождение экзотических гибридных (кварк–антикварк–глюон) мезонов. Поскольку гибридные состояния могут смешиваться с обычными двухкварковыми состояниями, их идентификация является сложной экспериментальной задачей, требующей детального анализа всех имеющихся мод распада. Радиационные распады, вероятности которых относительно неплохо предсказываются в рамках кварковой модели, могут оказаться ключевыми для идентификации векторных гибридных состояний [3].

В настоящей работе мы представляем измерение сечения $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в диапазоне энергии $\sqrt{s} = 1.07\text{--}2.00$ ГэВ в эксперименте с детектором СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 [4]. Используется статистика с интегральной светимостью около 242 пбн⁻¹, накопленная с 2010 по 2021 г. Результаты измерения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в этом диапазоне энергии, полученные СНД по данным 2010–2012 гг. с интегральной светимостью

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

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

*E-mail: A.V.Berdyugin@inp.nsk.su

около 36 пбн^{-1} , были опубликованы в работе [5]. За прошедшее с этой публикации время в экспериментах СНД, КМД-3 и BABAR были уточнены сечения фоновых процессов $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$ [6, 7] и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0 \pi^0$ [6] и впервые измерены сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \eta \pi^0 \gamma$ [8, 9], $e^+e^- \rightarrow \eta \eta \gamma$ [8, 10], $e^+e^- \rightarrow \omega \eta \pi^0$ [11–13] и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \eta$ [6]. Эти данные используются в новом анализе.

2. ДЕТЕКТОР И ЭКСПЕРИМЕНТ

Во время экспериментов энергетический интервал 1.05–2.00 ГэВ сканировался несколько раз с шагом 20–25 МэВ. В данном анализе из-за малости статистики мы в качестве результата приводим значения сечения, усредненные по 14 энергетическим интервалам, перечисленным в табл. 1.

Детальное описание детектора СНД дано в работах [14]. Это немагнитный детектор, основной частью которого является трехслойный сферический электромагнитный калориметр на основе кристаллов NaI(Tl). Телесный угол калориметра составляет 95% от 4π . Его энергетическое разрешение для фотонов равно $\sigma_E/E = 4.2\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$, а угловое — около 1.5° . Углы и точка вылета заряженных частиц измеряются в трековой системе, состоящей из девятислойной дрейфовой камеры и пропорциональной камеры со съемом сигналов с катодных полосок. Телесный угол трековой системы составляет 94% от 4π .

Основными модами распада η -мезона являются 2γ (39%), $3\pi^0$ (33%) и $\pi^+\pi^-\pi^0$ (23%). Фон от процессов $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0$, существенно превышающий эффект в энергетическом диапазоне 1.07–2.00 ГэВ, затрудняет использование мод распада $\eta \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. В данной работе процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ изучается в канале распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, имеющем семь фотонов в конечном состоянии. Поскольку конечное состояние для изучаемого процесса не содержит заряженных частиц, для нормировки также был выбран процесс без заряженных частиц $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. В результате такой нормировки сокращаются систематические неопределенности, связанные с аппаратным отбором событий в системе первичного триггера, а также неопределенности, возникающие из-за наложений на изучаемые события фоновых пучковых заряженных треков. Точность измерения светимости по процессу $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ равна 2.2% [15].

3. УСЛОВИЯ ОТБОРА

Фоновыми процессами являются $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$, $e^+e^- \rightarrow \eta \pi^0 \gamma$, $e^+e^- \rightarrow \eta \eta \gamma$, $e^+e^- \rightarrow \omega \pi^0 \pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \omega \eta \pi^0$ с распадами $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Также вклад в фон дают процессы с рождением нейтральных каонов $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$, $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0 \pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \eta$ с распадом $K_S \rightarrow 2\pi^0$.

Из вышеперечисленных процессов только $e^+e^- \rightarrow \omega \pi^0 \pi^0$ и $\omega \eta \pi^0$ имеют семь фотонов в конечном состоянии. В процессах с K_L -мезоном дополнительные фотоны могут реконструироваться при ядерном взаимодействии K_L с веществом калориметра или его распаде. Также дополнительные фотоны образуются из-за расщепления электромагнитного ливня в калориметре, излучения фотонов на большой угол начальными частицами и наложения пучкового фона.

Отбор событий осуществлялся в две стадии. Вначале отбираются события, в которых зарегистрировано семь или более фотонов и нет заряженных частиц, со следующими условиями на полное энергосодержание в калориметре E_{tot} и суммарный импульс события P_{tot} , вычисленный по энергосодержаниям в кристаллах калориметра

$$0.7 < E_{\text{tot}}/\sqrt{s} < 1.2, \quad (1)$$

$$P_{\text{tot}}/\sqrt{s} < 0.3, \quad E_{\text{tot}}/\sqrt{s} - P_{\text{tot}}/\sqrt{s} > 0.7.$$

Для отобранных событий проводится кинематическая реконструкция, использующая измеренные углы, энергии фотонов, законы сохранения энергии-импульса и предположения о наличии промежуточных π^0 -мезонов. В результате реконструкции уточняются энергии фотонов и вычисляется χ^2 для используемой кинематической гипотезы. Проверяются две гипотезы:

$$e^+e^- \rightarrow 3\pi^0 \gamma (\chi_{3\pi^0 \gamma}^2),$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma (\chi_{\pi^0 \pi^0 \gamma}^2).$$

В гипотезе $e^+e^- \rightarrow 3\pi^0 \gamma$ в качестве фотона отдачи выбирается фотон с максимальной энергией. Из остальных шести фотонов строятся π^0 -мезоны. При наличии в событии большего числа фотонов по сравнению с требованием гипотезы перебираются все возможные пяти(семи)-фотонные комбинации и выбирается комбинация с минимальным значением $\chi_{\pi^0 \pi^0 \gamma}^2$ ($\chi_{3\pi^0 \gamma}^2$).

Дальнейший отбор событий проводится по следующим условиям:

$$\chi_{3\pi^0 \gamma}^2 < 50, \chi_{\pi^0 \pi^0 \gamma}^2 > 20. \quad (2)$$

Таблица 1. Энергетический интервал ($\sqrt{s}$), интегральная светимость (IL), число событий процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow \eta\gamma\gamma$ ($N_{\phi\gamma}$) в диапазоне $400 < M_{\text{гес}} < 700$ МэВ, число событий других фоновых процессов (N_{bkg}) в диапазоне $400 < M_{\text{гес}} < 700$ МэВ, множитель к фону (α_{bkg}), эффективность регистрации (ε_0), число событий процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ ($N_{\eta\gamma}$), радиационная поправка ($1 + \delta$), борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ (σ), первая ошибка в сечении — статистическая, вторая — систематическая

$\sqrt{s}$, ГэВ	L , пбн $^{-1}$	$N_{\phi\gamma}$	$N_{\text{bkg}}(\alpha_{\text{bkg}})$	ε_0 , %	$N_{\eta\gamma}$	$\delta + 1$	σ , пбн
1.075	1.10	28	2.9 (1.36 ± 0.27)	8.1	$2.0^{+7.0}_{-2.0}$	1.26 ± 0.04	$18^{+63}_{-18} \pm 1$
1.100	3.38	51	6.4 (1.36 ± 0.27)	8.0	$7.0^{+8.1}_{-6.5}$	1.43 ± 0.12	$18^{+21}_{-17} \pm 1$
1.125	1.32	11	1.4 (1.36 ± 0.27)	8.2	$1.5^{+3.7}_{-1.5}$	1.48 ± 0.19	$9^{+23}_{-9} \pm 1$
1.150	3.21	15	2.8 (1.36 ± 0.27)	8.1	$0.0^{+3.8}$	1.44 ± 0.22	$0^{+10} \pm 0.1$
1.175	1.73	4	1.1 (1.36 ± 0.27)	7.9	$3.6^{+3.5}_{-2.2}$	1.35 ± 0.20	$20^{+19}_{-12} \pm 2$
1.200	4.30	4	2.2 (1.36 ± 0.27)	7.7	$5.3^{+4.2}_{-2.9}$	1.25 ± 0.16	$13^{+10}_{-7} \pm 1$
1.225–1.300	21.0	5	20 (1.35 ± 0.15)	7.0	$5.9^{+5.4}_{-3.9}$	1.01 ± 0.01	$4^{+4}_{-3} \pm 0.2$
1.325–1.400	10.0	1	16 (1.35 ± 0.15)	6.6	$6.9^{+5.1}_{-3.7}$	0.90 ± 0.08	$12^{+9}_{-6} \pm 1$
1.425–1.500	11.0	0	22 (1.01 ± 0.11)	6.3	$13.0^{+6.6}_{-5.2}$	0.91 ± 0.07	$21^{+10}_{-8} \pm 2$
1.520–1.600	11.3	0	34 (1.12 ± 0.08)	6.0	$6.8^{+5.9}_{-4.4}$	0.95 ± 0.03	$11^{+9}_{-7} \pm 0.4$
1.625–1.700	12.4	0	58 (1.28 ± 0.07)	5.6	$0.0^{+4.9}$	1.18 ± 0.20	$0^{+6} \pm 0.3$
1.720–1.800	15.0	0	25 (1.13 ± 0.08)	5.4	$0.0^{+3.8}$	2.94 ± 1.94	$0^{+1.5} \pm 0.2$
1.820–1.902	63.5	0	43 (1.01 ± 0.05)	4.9	$1.9^{+4.6}_{-1.9}$	0.92 ± 0.06	$0.7^{+1.6}_{-0.7} \pm 0.1$
1.910–2.000	83.2	0	38 (0.97 ± 0.05)	4.6	$6.7^{+6.3}_{-4.7}$	0.94 ± 0.05	$1.9^{+1.8}_{-1.3} \pm 0.1$

Для событий, прошедших отбор, анализируется распределение по инвариантной массе отдачи фотона $M_{\text{гес}}$, вычисленной после кинематической реконструкции в гипотезе $e^+e^- \rightarrow 3\pi^0\gamma$. Эти распределения в диапазоне $400 < M_{\text{гес}} < 700$ МэВ для шести энергетических интервалов приведены на рис. 1.

При энергиях ниже 1.3 ГэВ существенный вклад в распределение по $M_{\text{гес}}$ дает процесс “радиационного сброса” на ϕ -мезонный резонанс $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma_{\text{ISR}} \rightarrow \eta\gamma\gamma_{\text{ISR}}$, в котором дополнительный фотон γ_{ISR} излучается из начального состояния преимущественно под малым углом к оси пучков. Мы рассматриваем этот процесс как фоновый. Его вклад при ограничении на массу отдачи γ_{ISR} $\sqrt{s'} < 1.03$ ГэВ рассчитывается по моделированию с использованием данных по сечению $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ при энергии ниже 1.03 ГэВ [1]. Расчетный спектр по $M_{\text{гес}}$ для процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma_{\text{ISR}}$ показан на рис. 1, а ожидаемое число событий в интервале $400 < M_{\text{гес}} < 700$ МэВ приведено в табл. 1.

Вклад других фоновых процессов рассчитывался на основе экспериментальных данных по сечениям для $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ [16], $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ [8, 9], $e^+e^- \rightarrow \eta\eta\gamma$ [8, 10], $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ [17, 18], $e^+e^- \rightarrow \omega\eta\pi^0$ [11–13], $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ [19],

$e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$ [6, 7], $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0 \pi^0$ [6] и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \eta$ [6]. Для процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$ использовалось изотопическое соотношение $\sigma(\omega\pi^+\pi^-) = 2\sigma(\omega\pi^0\pi^0)$. При расчете фона учитывались радиационные поправки [20]. Это особенно важно для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$, в котором доминирует “радиационный сброс” на ϕ -мезон: $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow K_S K_L \gamma$.

Для диапазона энергии выше 1.6 ГэВ сечения многих фоновых процессов известны с точностью около 25%. Величина сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\eta\pi^0$, измеренная в экспериментах SND и BABAR, различается в 2 раза. Ниже 1.2 ГэВ доминирующим источником фона является процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$. Точность его оценки определяется качеством моделирования ядерного взаимодействия K_L -мезона в калориметре детектора. Поэтому анализируется также интервал масс $700 < M_{\text{гес}} < 1100$ МэВ, где ожидается вклад только от фоновых процессов.

Распределения по инвариантной массе отдачи фотона $M_{\text{гес}}$ в диапазоне $400 < M_{\text{гес}} < 1100$ МэВ аппроксимировались суммой вкладов изучаемого процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и фоновых процессов:

$$P(M_{\text{гес}}) = N_{\eta\gamma} P_{\eta\gamma}(M_{\text{гес}}) + \alpha_{\text{bkg}} P_{\text{bkg}}(M_{\text{гес}}) + P_{\phi\gamma}(M_{\text{гес}}). \quad (3)$$

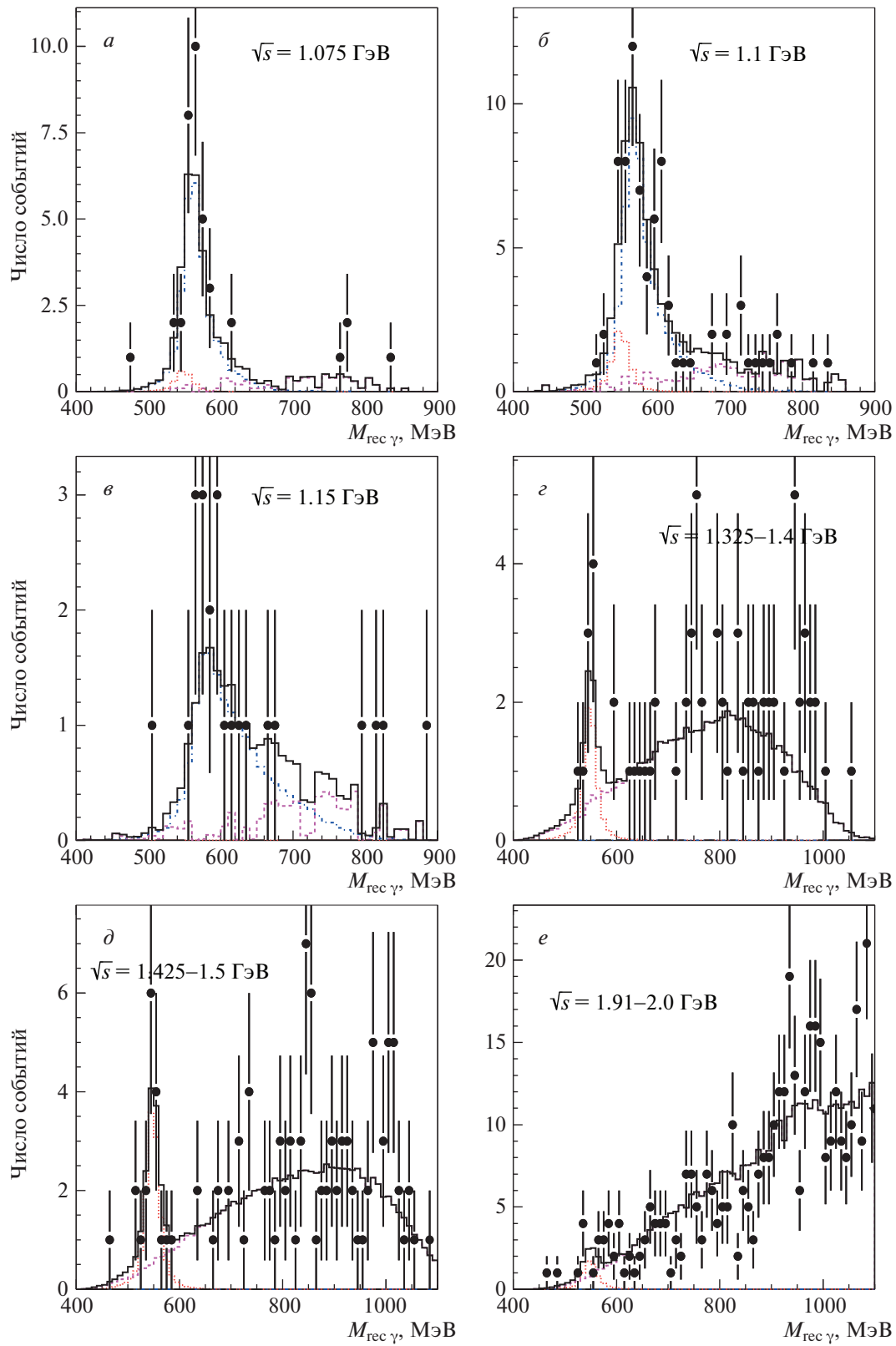


Рис. 1. Распределения по инвариантной массе отдачи фотона M_{rec} для шести энергетических интервалов. Точки с ошибками — данные, гистограмма, изображенная сплошной линией — результат аппроксимации, описанной в тексте. Гистограмма, изображенная линией из точек — вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, определенный при аппроксимации, гистограмма, изображенная штрихпунктирной линией — расчетный вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow \eta\gamma\gamma$, гистограмма, изображенная штриховой линией — сумма всех остальных фоновых процессов.

Здесь $P_{\eta\gamma}$ — нормированное на единицу распределение сигнала, $P_{\phi\gamma}$ — расчетный спектр для процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma_{\text{ISR}} \rightarrow \eta\gamma\gamma_{\text{ISR}}$ и P_{bkg} — суммарный расчетный спектр для остальных фоновых процессов. Свободными параметрами аппроксимации были число событий ожидаемого процесса $N_{\eta\gamma}$ и множитель для суммарного фона α_{bkg} . Ниже 1.4 ГэВ статистика не позволяет определить множитель α_{bkg} с требуемой точностью по одному интервалу. Поэтому для определения фона аппроксимировались суммарные распределения по $M_{\text{гес}}$ для диапазонов $\sqrt{s} < 1.225$ ГэВ и $1.225 < \sqrt{s} < 1.4$ ГэВ. Полученные значения α_{bkg} с их ошибкой использовались затем для аппроксимации отдельных интервалов.

Форма распределения для $M_{\text{гес}}$ проверялась по данным, набранным вблизи ϕ -резонанса. Моделирование согласуется с экспериментом. В рамках данной статистики форма $M_{\text{гес}}$ не требует введения поправок.

Полученные числа событий искомого и фоновых процессов, а также значения коэффициента α_{bkg} для разных энергетических интервалов приведены в табл. 1.

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

Эффективность регистрации событий искомого процесса определялась по моделированию методом Монте-Карло, которое учитывало радиационные поправки к начальному состоянию [20], в частности, излучение дополнительных фотонов. Угловое распределение этих фотонов моделировалось согласно работе [21]. На рис. 2 приведены зависимости эффективности регистрации $\varepsilon(\sqrt{s}, E_{\gamma_{\text{ISR}}})$ от энергии фотона $E_{\gamma_{\text{ISR}}}$, излученного из начального состояния для трех значений энергии в системе центра масс.

Значения эффективности регистрации при $E_{\gamma_{\text{ISR}}} = 0$, усредненные по энергетическим интервалам, приведены в табл. 1.

5. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ СЕЧЕНИЯ

В рамках модели доминантности векторных мезонов сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ может быть записано в виде

$$\sigma_{\eta\gamma}(\sqrt{s}) = \left(\frac{k_\gamma(\sqrt{s})}{\sqrt{s}} \right)^3 \left| \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\dots} A_V(\sqrt{s}) \right|^2, \quad (4)$$

$$A_V(\sqrt{s}) = \frac{m_V \Gamma_V(m_V) e^{i\varphi_V}}{D_V(\sqrt{s})} \sqrt{\frac{m_V^3}{k_\gamma(m_V)^3} \sigma_{V\eta\gamma}},$$

$$D_V(\sqrt{s}) = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(\sqrt{s}), \quad (5)$$

$$k_\gamma(\sqrt{s}) = \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{m_\eta^2}{s} \right),$$

где суммирование ведется по всем векторным резонансам V , дающим вклад в сечение, m_V и $\Gamma_V(\sqrt{s})$ — масса резонанса и его полная ширина, $\sigma_{V\eta\gamma} = (12\pi/m_V^2) B(V \rightarrow e^+e^-) B(V \rightarrow \eta\gamma)$ — сечение процесса $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \eta\gamma$ при $\sqrt{s} = m_V$, $B(V \rightarrow e^+e^-)$ и $B(V \rightarrow \eta\gamma)$ — вероятности соответствующих распадов, φ_V — фазы амплитуд векторных резонансов ($\varphi_\rho \equiv 0$). Кроме резонансов ρ , ω и ϕ , в сумму в выражении (4) входят все их возбужденные состояния. Для ρ , ω и ϕ при расчете зависимости ширин от энергии учитываются основные моды их распадов. Для возбужденных резонансов ширины считались не зависящими от энергии.

6. АППРОКСИМАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ПОЛУЧЕНИЕ БОРНОВСКОГО СЕЧЕНИЯ

Видимое сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ связано с борновским сечением ($\sigma(\sqrt{s})$), которое требуется определить из эксперимента, следующей формулой:

$$\sigma_{\text{vis}}(\sqrt{s}) = \int_0^{x_{\text{max}}} \varepsilon \left(\sqrt{s}, \frac{x\sqrt{s}}{2} \right) \times \quad (6)$$

$$\times F(x, \sqrt{s}) \sigma \left(\sqrt{s(1-x)} \right) dx,$$

где $F(x, \sqrt{s})$ — функция, описывающая распределение доли энергии $x = 2E_{\gamma_{\text{ISR}}}/\sqrt{s}$ [20], унесенной фотонами, излученными из начального состояния. Значение x_{max} определяется условием $\sqrt{s'} = \sqrt{s(1-x_{\text{max}})} < 1.03$ ГэВ, которое используется для разделения процессов $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma$. Выражение (6) можно переписать в виде

$$\sigma_{\text{vis}}(\sqrt{s}) = \varepsilon_0(\sqrt{s}) \sigma(\sqrt{s}) (1 + \delta(\sqrt{s})), \quad (7)$$

где эффективность регистрации $\varepsilon_0(\sqrt{s})$ и радиационная поправка $\delta(\sqrt{s})$ определяются следующим образом:

$$\varepsilon_0(\sqrt{s}) \equiv \varepsilon(\sqrt{s}, 0), \quad (8)$$

$$\delta(\sqrt{s}) = \quad (9)$$

$$= \frac{\int_0^{x_{\text{max}}} \varepsilon(\sqrt{s}, \frac{x\sqrt{s}}{2}) F(x, \sqrt{s}) \sigma(\sqrt{s(1-x)}) dx}{\varepsilon_r(\sqrt{s}, 0) \sigma(\sqrt{s})} - 1.$$

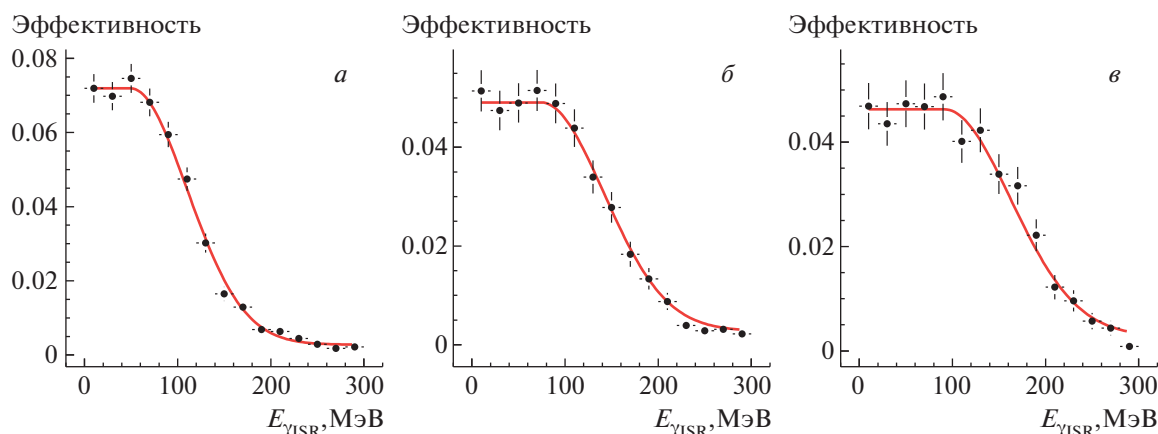


Рис. 2. Зависимость эффективности регистрации для процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$ от энергии дополнительного фотона, излученного начальными частицами, при $\sqrt{s} = 1.15$ ГэВ (а), 1.6 ГэВ (б) и 1.9 ГэВ (в). Точки с ошибками получены по моделированию, кривая показывает результат аппроксимации зависимости $\varepsilon(E_{\gamma_{\text{ISR}}})$ гладкой функцией.

Технически нахождение борновского сечения осуществляется следующим образом: с использованием формулы (6) проводится аппроксимация энергетической зависимости измеренного видимого сечения $\sigma_{\text{vis}}(\sqrt{s_i}) = N_{\eta\gamma,i}/IL_i$, где i — номер интервала по энергии. При этом для параметризации борновского сечения используется какая-либо теоретическая модель, хорошо описывающая

экспериментальные данные. С использованием полученных параметров теоретической модели определяется радиационная поправка $\delta(\sqrt{s_i})$, и далее по формуле (7) вычисляется экспериментальное борновское сечение $\sigma(\sqrt{s_i})$.

При аппроксимации сечения использовались табличные значения параметров ρ , ω и ϕ [22]. Фазы ρ , ω и ϕ были выбраны согласно предсказанию кварковой модели: $\varphi_\omega = \varphi_\rho$, $\varphi_\phi = \varphi_\rho + 180^\circ$. Как уже упоминалось, при энергии выше 1 ГэВ вклад в сечение $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ дают все пять известных возбужденных векторных резонансов $\omega(1420)$, $\rho(1450)$, $\omega(1650)$, $\phi(1680)$ и $\rho(1700)$. Разделение вкладов этих резонансов при аппроксимации сечения $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ невозможно. Однако можно существенно упростить задачу, используя факт, что резонансы разделяются на две группы с близкими массами ($\omega(1420)$, $\rho(1450)$) и ($\omega(1650)$, $\phi(1680)$ и $\rho(1700)$). При имеющейся небольшой статистике для аппроксимации можно использовать модель с двумя эффективными резонансами ρ' и ϕ' с массами и ширинами, равными табличным значениям для $\rho(1450)$ и $\phi(1680)$. Такой выбор резонансов согласуется с предсказаниями кварковой модели [23], в которой ширины распадов $\rho(1450) \rightarrow \eta\gamma$ и $\phi(1680) \rightarrow \eta\gamma$, по крайней мере, на порядок превосходят ширины для трех остальных возбужденных состояний.

Свободными параметрами аппроксимации являлись сечения $\sigma_{\rho'\eta\gamma}$ и $\sigma_{\phi'\eta\gamma}$ и фазы $\varphi_{\rho'}$ и $\varphi_{\phi'}$. Полученная аппроксимирующая кривая приведена на рис. 3 вместе с вычисленными по формуле (7) значениями для борновского сечения. Численные значения борновского сечения и радиационной поправки приведены в табл. 1.

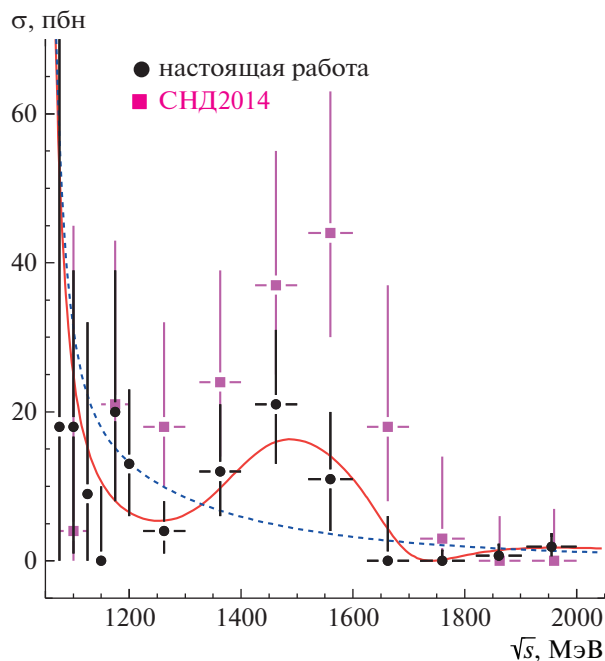


Рис. 3. Измеренное в данной работе сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в сравнении с сечением, полученным ранее в работе [5]. Штриховая кривая — результат аппроксимации с учетом вкладов только ρ -, ω - и ϕ -мезонов, сплошная кривая — результат аппроксимации с дополнительным вкладом двух возбужденных векторных резонансов.

Для сечений в максимуме резонансов были получены следующие значения:

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho'\eta\gamma} &= 16_{-10}^{+15} \pm 2 \text{ пбн}, \\ \sigma_{\phi'\eta\gamma} &= 14_{-10}^{+14} \pm 2 \text{ пбн}.\end{aligned}\quad (10)$$

Первая из приведенных ошибок статистическая, вторая — систематическая.

Следует отметить, что небольшая статистика не позволяет отбросить вариант аппроксимации сечения без использования возбужденных резонансов. Результат аппроксимации в этой гипотезе также приведен на рис. 3. Для нее $\chi^2/\nu = 11.4/14$, где ν — число степеней свободы, против $\chi^2/\nu = 4.7/10$ в варианте с включением вклада двух возбужденных резонансов. Стоит отметить, что вариант только с одним возбужденным резонансом не может описать провал сечения при $\sqrt{s} = 1.75$ ГэВ.

7. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ

Систематическая погрешность в измерении сечения включает в себя неточности в определении эффективности регистрации, измерении светимости, а также модельную ошибку вычисления радиационной поправки. Для оценки систематической ошибки эффективности регистрации была исследована устойчивость результата по сечению при изменении в широких пределах условий отбора событий, в частности, ограничений на χ^2 кинематической реконструкции. Так же проводился анализ с требованием регистрации в событии ровно семи фотонов, как и в работе [5]. На имеющемся уровне статистической точности изменения результата по сечению обнаружено не было. Кроме того, для численной оценки ошибки эффективности можно использовать результаты проведенного в работе [15] изучения разницы в отклике детектора между экспериментом и моделированием для пятифотонного конечного состояния. Для текущего анализа мы в качестве оценки систематики, связанной с условиями отбора, используем сумму поправки из [15] и ее ошибки 3%. Систематическая неопределенность из-за разницы между экспериментом и моделированием в вероятности конверсии фотона перед трековой системой составляет 1.3%.

Систематическая неопределенность, связанная с нормировкой на светимость, равна 2.2%. Модельная ошибка в вычислении радиационной поправки определялась из разницы значений для вариантов аппроксимации с и без использования в модели возбужденных состояний ρ' и ϕ' . Суммарная систематическая ошибка сечения приведена в табл. 1.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД в диапазоне энергии 1.05–2.00 ГэВ измерялось сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$. События $\eta\gamma$ выделялись в режиме распада $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$. Измеренное сечение этого процесса приведено на рис. 3 в сравнении с предыдущим результатом СНД [5], полученным по приблизительно в 7 раз меньшей статистике. Новые результаты лежат значительно ниже предыдущих при $\sqrt{s} > 1.25$ ГэВ. Отличие объясняется существенной недооценкой фона в работе [5]. Новое измерение замещает сечение, приведенное в статье [5].

В результате аппроксимации сечения в модели векторной доминантности получены значения сечений в максимумах резонансов:

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho' \rightarrow \eta\gamma} &= 16_{-10}^{+15} \pm 2 \text{ пбн}, \\ \sigma_{\phi' \rightarrow \eta\gamma} &= 14_{-10}^{+14} \pm 2 \text{ пбн},\end{aligned}$$

которые согласуются с оценками $\sigma_{\rho'\eta\gamma} \approx 15$ пбн, $\sigma_{\phi'\eta\gamma} \approx 10$ пбн, сделанными в работе [5] на основе предсказаний кварковой модели $\Gamma_{\rho' \rightarrow \eta\gamma} \approx \Gamma_{\phi' \rightarrow \eta\gamma} \approx 100$ кэВ [23].

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **74**, 014016 (2006); **76**, 077101 (2007).
2. R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collab.), Phys. Lett. B **509**, 217 (2001).
3. V. M. Aulchenko *et al.*, J. Exp. Theor. Phys. **97**, 24 (2003).
4. D. Schwartz, O. Belikov, D. Berkaev, D. Burenkov, V. Denisov, A. Kasaev, A. Kirpotin, S. Kladov, I. Koop, A. Krasnov, A. Kupurzhanov, G. Kurkin, M. Lyalin, A. Lysenko, S. Motygin, E. Perevedentsev, *et al.*, JACoW **IPAC2021**, TUPAB002 (2021), <https://jacow.org/ipac2021/papers/tupab002.pdf>
5. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **90**, 032002 (2014).
6. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **95**, 052001 (2017).
7. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **97**, 032011 (2018).
8. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **99**, 112004 (2019).
9. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Eur. Phys. J. C **80**, 1008 (2020).
10. V. L. Ivanov *et al.* (CMD-3 Collab.), Phys. Lett. B **798**, 134946 (2019).
11. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **94**, 032010 (2016).
12. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **98**, 112015 (2018).

13. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **103**, 092001 (2021).
14. M. N. Achasov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **598**, 31 (2009); V. M. Aulchenko *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **598**, 102 (2009); A. Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **598**, 163 (2009); V. M. Aulchenko *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **598**, 340 (2009).
15. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **88**, 054013 (2013).
16. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **94**, 112001 (2016).
17. R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collab.), Phys. Lett. B **489**, 125 (2000).
18. B. Aubert *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **76**, 092005 (2007); Phys. Rev. D **77**, 119902 (Erratum) (2008).
19. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **89**, 092002 (2014).
20. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, ЯФ **41**, 733 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985)].
21. G. Bonneau and F. Martin, Nucl. Phys. B **27**, 381 (1971).
22. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022).
23. F. E. Close, A. Donnachie, and Y. S. Kalashnikova, Phys. Rev. D **65**, 092003 (2002).

STUDY OF THE PROCESS $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ IN THE ENERGY RANGE $\sqrt{s} = 1.07\text{--}2\text{ GeV}$

M. N. Achasov^{1),2)}, A. Yu. Barnyakov¹⁾, K. I. Beloborodov^{1),2)}, A. V. Berdyugin^{1),2)},
 A. G. Bogdanchikov¹⁾, A. A. Botov¹⁾, V. S. Denisov¹⁾, T. V. Dimova^{1),2)}, V. P. Druzhinin^{1),2)},
 L. B. Fomin¹⁾, A. G. Kharlamov^{1),2)}, L. V. Kardapoltsev^{1),2)}, A. N. Kyrpotin¹⁾, I. A. Koop^{1),2)},
 A. A. Korol^{1),2)}, D. P. Kovrizhin¹⁾, A. P. Kryukov¹⁾, A. S. Kupich^{1),2)}, N. A. Melnikova^{1),2)},
 N. Yu. Muchnoi^{1),2)}, A. E. Obrazovsky¹⁾, E. V. Pakhtusova¹⁾, E. A. Perevedentsev^{1),2)},
 K. V. Pugachev^{1),2)}, Yu. A. Rogovsky^{1),2)}, S. I. Serednyakov^{1),2)}, Z. K. Silagadze^{1),2)},
 I. K. Surin¹⁾, M. V. Timoshenko¹⁾, Yu. V. Usov¹⁾, V. N. Zhabin^{1),2)}, V. V. Zhulanov¹⁾,
 I. M. Zemlyansky¹⁾, Yu. M. Shatunov¹⁾, D. A. Shtol¹⁾, E. A. Eminov¹⁾

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

²⁾*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

The $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ cross section is measured in the center-of-mass energy range from 1.07 to 2.00 GeV in the decay channel $\eta \rightarrow 3\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. The data set with an integrated luminosity of 242 pb⁻¹ accumulated in the experiment with the SND detector at the VEPP-2000 e^+e^- collider is analyzed.

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИПОДОБНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОРМФАКТОРА НЕЙТРОНА НА ДЕТЕКТОРЕ СНД

© 2023 г. М. Н. Ачасов^{1),2)}, А. Ю. Барняков^{1),2)}, Е. В. Бедарев^{1),2)}, К. И. Белобородов^{1),2)}, А. В. Бердюгин^{1),2)}, Д. Е. Беркаев¹⁾, А. Г. Богданчиков¹⁾, А. А. Ботов¹⁾, Т. В. Димова^{1),2)}, В. П. Дружинин^{1),2)}, В. Н. Жабин^{1),2)}, Ю. М. Жаринов¹⁾, Л. В. Кардапольцев^{1),2)}, А. С. Касаев¹⁾, Д. П. Коврижин¹⁾, И. А. Кооп^{1),2)}, А. А. Король^{1),2)}, А. С. Купич^{1),2)}, А. П. Крюков¹⁾, А. П. Лысенко¹⁾, Н. А. Мельникова^{1),2)}, Н. Ю. Мучной^{1),2)}, А. Е. Образовский¹⁾, Е. В. Пахтусова¹⁾, К. В. Пугачев^{1),2)}, С. А. Растигеев¹⁾, Ю. А. Роговский^{1),2)}, С. И. Середняков^{1),2)*}, З. К. Силагадзе^{1),2)}, И. К. Сурин¹⁾, Ю. В. Усов¹⁾, А. Г. Харламов^{1),2)}, Ю. М. Шатунов^{1),2)}, Д. А. Штоль¹⁾

Поступила в редакцию 29.06.2023 г.; после доработки 29.06.2023 г.; принята к публикации 29.06.2023 г.

Представлены результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ и эффективного времениподобного формфактора нейтрона. Набор данных проводился в 2020–2021 гг. на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 в диапазоне энергии в системе центра масс от 1891 до 2007 МэВ. Для регистрации нейтрон-антинейтронных событий использовался универсальный немагнитный детектор СНД. Выделение событий $n\bar{n}$ производилось системой измерения времени пролета антинейтронов. Величина измеренного сечения составляет 0.4–0.6 нбн. Нейтронный формфактор в изучаемом диапазоне энергии изменяется в пределах от 0.3 до 0.2.

DOI: 10.31857/S0044002723060077, EDN: OVHXNC

1. ВВЕДЕНИЕ

Внутренняя структура нуклонов описывается электромагнитными формфакторами. Во времениподобной области формфакторы измеряются в процессах e^+e^- -аннигиляции в нуклон-антинуклонные пары. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ зависит от двух формфакторов, электрического G_E и магнитного G_M :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2\beta}{4s} \left[|G_M(s)|^2 (1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{\gamma^2} |G_E(s)|^2 \sin^2 \theta \right], \quad (1)$$

где α — постоянная тонкой структуры, $s = E^2$, $E = 2E_b$ — энергия в системе центра масс, E_b — энергия пучка в коллайдере, $\beta = \sqrt{1 - 4m_n^2/s}$, $\gamma = E_b/m_n$, m_n — масса нейтрона и θ — полярный

угол вылета нейтрона. Полное сечение имеет вид

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2\beta}{3s} \left(1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) |F(s)|^2, \quad (2)$$

где был введен эффективный формфактор

$$|F(s)|^2 = \frac{2\gamma^2 |G_M(s)|^2 + |G_E(s)|^2}{2\gamma^2 + 1}. \quad (3)$$

Значение отношения формфакторов $|G_E/G_M|$ может быть получено из анализа измеренного распределения по $\cos \theta$ в уравнении (1). На пороге $|G_E| = |G_M|$.

Последние результаты по времениподобному формфактору нейтрона ниже 2 ГэВ были получены в эксперименте на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД [1]. В той работе приводится список предыдущих измерений. При энергии выше 2 ГэВ наиболее точные данные были получены на детекторе BESIII [2]. В настоящей работе приводится измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ и времениподобного формфактора нейтрона по данным, записанным СНД в 2020–2021 гг., с интегральной светимостью в 4 раза большей, чем в предыдущем измерении [1].

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия.

*E-mail: S.I.Serednyakov@inp.nsk.su

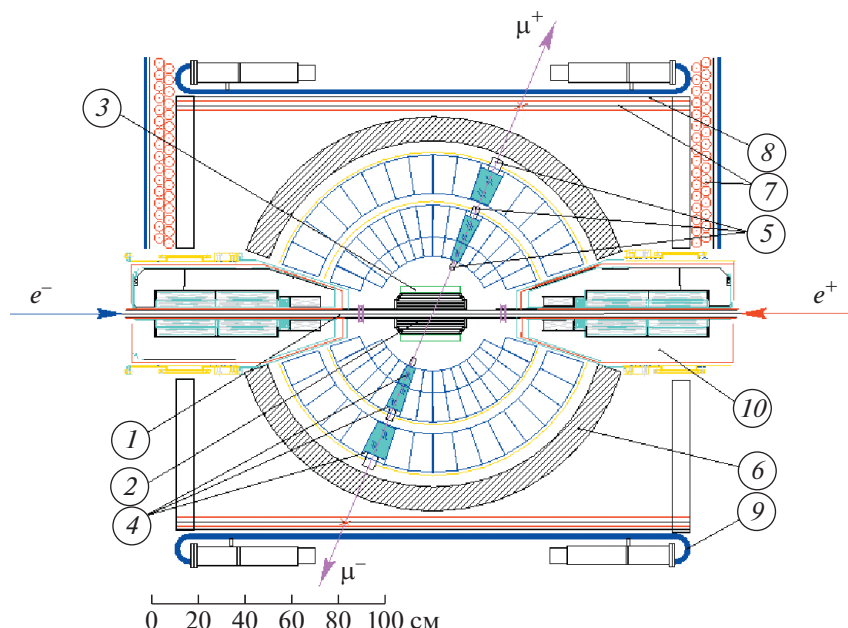


Рис. 1. СНД-детектор, вид вдоль движения пучков: 1 — вакуумная камера, 2 — трековая система, 3 — аэрогелевые черенковские счетчики, 4 — счетчики NaI(Tl), 5 — вакуумные фототриоды, 6 — железный поглотитель, 7 — пропорциональные трубки, 8 — стальная пластина, 9 — сцинтилляционные счетчики, 10 — фокусирующие соленоиды коллайдера.

2. КОЛЛАЙДЕР, ДЕТЕКТОР, ЭКСПЕРИМЕНТ

Электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-2000 [3] работает в области энергии от порога рождения адронов ($E = 280$ МэВ) до 2 ГэВ. Светимость коллайдера выше нуклонного порога при энергии 1.87 ГэВ составляет порядка $5 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. На коллайдере установлены два детектора: СНД и КМД-3.

Сферический нейтральный детектор (СНД) [4] — это немагнитный детектор, включающий в себя трековую систему, систему черенковских счетчиков, сферический электромагнитный калориметр на кристаллах NaI(Tl) и мюонный детектор. Его схема показана на рис. 1. Калориметр — основная часть детектора, используемая в анализе $n\bar{n}$. Толщина калориметра составляет 34.7 см (13.4 радиационных длин). Длина поглощения антинейтронов в NaI(Tl) изменяется с ростом энергии от нескольких сантиметров вблизи порога до 15 см на максимальной энергии [5]. Поэтому практически все антинейтроны поглощаются в калориметре.

Для измерения времени срабатывания детектора используется калориметр. Начиная с 2019 г. на каждом из 1640 счетчиков калориметра установлен флэш-АЦП [6], измеряющий форму сигнала. При аппроксимации формы сигнала в счетчике определяется время прихода сигнала и его амплитуда. Время прихода события в целом вычисляется

как средневзвешенное время отдельных счетчиков. В качестве веса используется энерговыделение в счетчике. Временное разрешение калориметра, измеренное по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, составляет 0.8 нс.

В настоящей работе представлены результаты анализа данных СНД с интегральной светимостью около 80 пбн^{-1} , записанных в восьми точках по энергии в интервале 1.891–2.007 ГэВ.

3. УСЛОВИЯ ОТБОРА СОБЫТИЙ

При рождении пары $n\bar{n}$ антинейтрон в большинстве случаев аннигилирует в калориметре СНД, образуя пионы, нуклоны, фотоны и другие частицы, которые выделяют в калориметре энергию до 2 ГэВ. Нейтрон из начальной пары $n\bar{n}$ дает малое энерговыделение в калориметре, особенно на фоне сигнала от аннигиляции антинейтрона. В данном анализе сигнал от нейтрона не используется. Программа реконструкции событий СНД идентифицирует событие $n\bar{n}$ как многофотонное.

Основные признаки событий $n\bar{n}$ — это отсутствие заряженных треков и фотонов из центра детектора и нарушение баланса импульса в событии. При выборе условий отбора учитываются основные источники фона: космический фон, фон от процессов e^+e^- -аннигиляции и так называемый пучковый фон, возникающий из-за выбывающих из коллайдера электронов и позитронов.

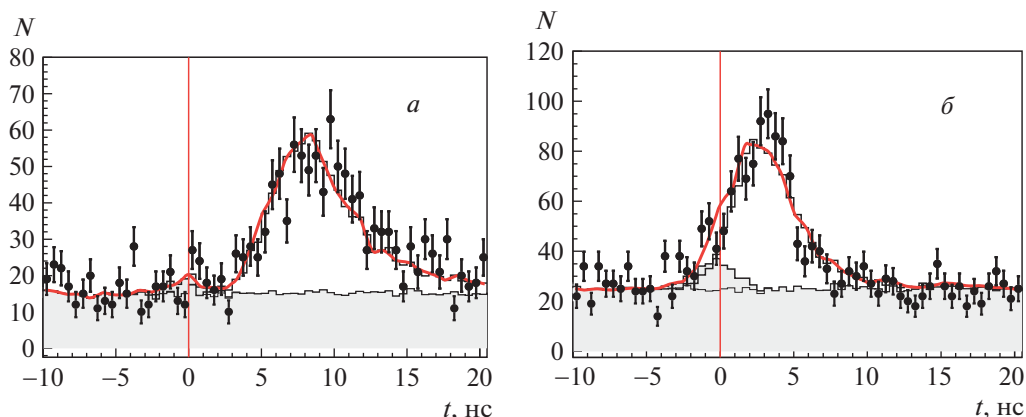


Рис. 2. Временное распределение отобранных событий (точки с ошибками) при энергии $E_b = 945$ МэВ (а) и $E_b = 980$ МэВ (б). Положение $t = 0$ соответствует моменту столкновения пучков. Широкий пик справа от нуля — вклад $n\bar{n}$ -событий. Тонированная область гистограммы — вклад космического фона (равномерный по времени) и пучкового фона (пик при $t = 0$). Сплошная кривая — результат аппроксимации, описывающей вклады эффекта и фона.

Основываясь на специфических особенностях процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ и вышеперечисленных фоновых процессов, выбранные условия отбора были разделены на три основных группы.

В первой группе собраны условия, подавляющие фон от событий e^+e^- -аннигиляции, включающие требование отсутствия заряженных треков в событии, ограничение на полный импульс события ($p/2E_b > 0.4$) и ограничение на поперечный размер ливня от фотона с максимальной энергией [7], который должен быть шире, чем у фотонов, вылетающих из места встречи пучков.

Во второй группе находятся условия отбора, которые должны подавлять космический фон. Сюда включено мюонное veto и специальные условия, анализирующие форму распределения энергосделений в счетчиках калориметра и подавляющие космические события, преодолевшие мюонное veto [1]. В основном это космические ливни в калориметре.

В третьей группе содержится ограничение на энергосвыделение в калориметре $E_{\text{cal}} > E_b$. Это ограничение практически полностью подавляет фон от пучков в коллайдере, но при этом эффективность регистрации событий $n\bar{n}$ уменьшается на приблизительно 20%.

Перечисленные выше условия отбора аналогичны условиям, используемым в нашей предыдущей работе [1]. Единственным отличием является отсутствие ограничения на энергосвыделение в третьем слое калориметра СНД. Это увеличило эффективность регистрации, хотя и привело к возрастанию космического фона. После наложения описанных условий отбора для последующего анализа остается около 400 событий на 1 пбн^{-1} интегральной светимости.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ИСКОМЫХ СОБЫТИЙ

Временные спектры для отобранных событий показаны на рис. 2. Нулевое значение времени соответствует моменту столкновения пучков. Видны три основных вклада: пик от пучкового и физического фонов при $t = 0$, космические события, равномерно распределенные по времени, и широкий пик от задержанных по времени событий $n\bar{n}$. Измеренный спектр аппроксимируется суммой этих трех вкладов:

$$F(t) = N_{n\bar{n}}H_{n\bar{n}}(t) + N_{\text{csm}}H_{\text{csm}}(t) + N_{\text{bkg}}H_{\text{bkg}}(t), \quad (4)$$

где $H_{n\bar{n}}$, H_{csm} и H_{bkg} — нормализованные гистограммы, описывающие временные спектры для событий $n\bar{n}$, космического фона и суммарного вклада от пучкового и физического фонов, $N_{n\bar{n}}$, N_{csm} и N_{bkg} — соответствующие числа событий этих вкладов, которые определяются в результате аппроксимации. Форма пучкового и физического фонов H_{bkg} измеряется по событиям, записанным ниже порога рождения $n\bar{n}$. Космический спектр H_{csm} измеряется по событиям, в которых сработала мюонная система, отобранным с пониженным порогом на энергосвыделение в калориметре. Спектр $H_{n\bar{n}}$ вычисляется с помощью моделирования методом Монте-Карло (МС) событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$.

Сравнение временных спектров в данных и моделировании для процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ показывает, что в данных распределение по времени более широкое. Для процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ это обусловлено конечным временным разрешением системы измерения времени [6], которое адекватно не моделируется. Поэтому мы проводим

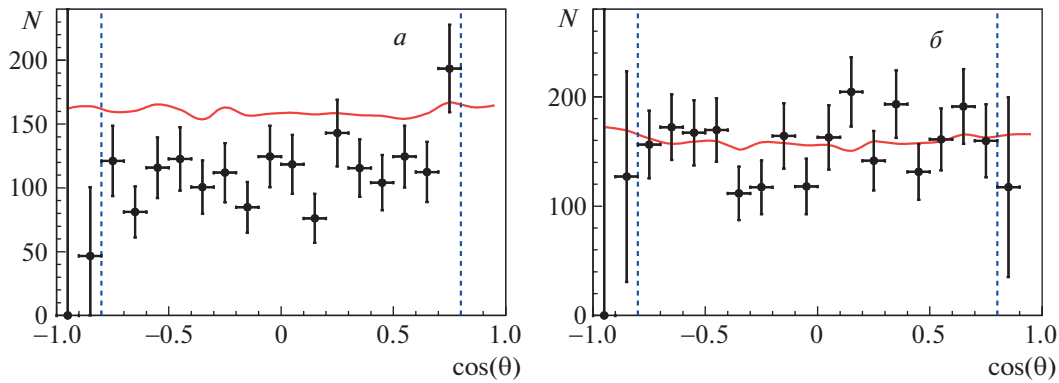


Рис. 3. Распределение по $\cos \theta_n$ антинейтрона для данных (точки с ошибками) и моделирования (сплошная кривая) при энергии $E_b = 970$ МэВ (а) и $E_b = 1000$ МэВ (б). Вертикальные линии показывают условия отбора событий.

свертку моделированного спектра с распределением Гаусса с параметром $\sigma_{\gamma\gamma} = 0.8$ нс. Для событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ свертка проводится с параметром $\sigma_{n\bar{n}} = 1.5\text{--}2$ нс в зависимости от энергии.

Кроме того, ввиду неудовлетворительного совпадения формы временного спектра событий $n\bar{n}$ в моделировании и данных форма $H_{n\bar{n}}$ дополнительно корректируется. Несовпадение объясняется использованием в моделировании некорректных значений сечений аннигиляции и рассеяния антинейтронов, а также некорректным распределением продуктов аннигиляции. Была использована следующая простая модель для модификации моделированного распределения. Были построены временные спектры для моделированных событий, в которых первым взаимодействием антинейтрона с веществом детектора было рассеяние ($H_{n\bar{n}}^s$) или аннигиляция ($H_{n\bar{n}}^a$). Доля событий аннигиляции в МС составляла около 33%. Аннигиляция дает в калориметре временной спектр, близкий по форме к экспоненциальному, тогда как рассеяние имеет задержанное и более широкое временное распределение с неэкспоненциальной формой. Спектр $H_{n\bar{n}}$ (формула (4)) для аппроксимации строился как линейная комбинация двух вышеописанных распределений $H_{n\bar{n}} = (1 - \alpha)H_{n\bar{n}}^s + \alpha H_{n\bar{n}}^a$. Параметр α (доля событий аннигиляции) был свободным при аппроксимации. Его значение в данных оказалось большим, чем в моделировании, $\simeq 60\%$, и соответственно доля событий рассеяния уменьшилась до $\simeq 40\%$. На рис. 2 видно, что модифицированный таким образом спектр хорошо описывает экспериментальные распределения.

Получающееся при аппроксимации суммарное сечение пучкового и физического фонов σ_{bkg} составляет около 7 пбн и слабо зависит от энергии. Главный вклад в σ_{bkg} дают процессы с нейтральными каонами: $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$, $K_S K_L \eta$ и подобные им. Измеренный вклад космического фона в отобранных событиях составляет около 0.01 Гц,

что соответствует подавлению числа космических событий, прошедших отбор первичного триггера в электронике детектора, приблизительно в 2×10^4 раз.

Числа найденных событий $n\bar{n}$ при разных энергиях приведены в табл. 1. Полное число событий около 6000. В табл. 1 приведена только статистическая ошибка аппроксимации. Источником систематической ошибки в числе событий $n\bar{n}$ могут быть неопределенности в величине и форме временного спектра космического и пучкового фонов. Вносимая этими источниками ошибка составляет 15 событий при $E_b = 1000$ МэВ и менее 8 событий при более низких энергиях. Эти значения значительно меньше статистической ошибки в табл. 1 и в дальнейшем не учитываются.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АНТИНЕЙТРОНОВ ПО ПОЛЯРНОМУ УГЛУ

Угол вылета антинейтрона θ_n измеряется по направлению полного импульса события с точностью около 5° . Распределение по $\cos \theta_n$ экспериментальных и моделированных событий $n\bar{n}$ показано на рис. 3. Моделирование было выполнено по формуле (1) при условии, что $G_E = G_M$. В этом случае в интервале условий отбора $36^\circ < \theta_n < 144^\circ$ находится около 80% событий $n\bar{n}$. Как видно из рис. 3, наблюдается согласие между данными и моделированием, что подтверждает правильность модели углового распределения. Стоит отметить, что измеренная в предыдущей работе СНД [1] величина $|G_E/G_M|$ также не противоречила гипотезе $G_E = G_M$.

6. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

Эффективность регистрации ε для событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ в зависимости от энергии в принятых условиях отбора приведена на рис. 4.

Таблица 1. Энергия пучка (E_b), интегральная светимость (L), число найденных $n\bar{n}$ -событий ($N_{n\bar{n}}$), радиационная поправка ($1 + \delta$), эффективность регистрации (ε), измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ (σ), эффективный формфактор нейтрона (F_n), приведенные ошибки для N и σ — статистические и систематические; для эффективности регистрации приводится систематическая ошибка; для формфактора F_n приводится квадратичная сумма статистической и систематической ошибок

	E_b , МэВ	L , пбн ⁻¹	$N_{n\bar{n}}$	$1 + \delta$	ε	σ , нбн	F_n
1	945.5	8.54	676 ± 37	0.746	0.253 ± 0.021	$0.420 \pm 0.023 \pm 0.036$	0.322 ± 0.016
2	950.3	8.86	834 ± 37	0.787	0.246 ± 0.015	$0.485 \pm 0.022 \pm 0.031$	0.301 ± 0.012
3	960.3	8.33	767 ± 35	0.840	0.217 ± 0.013	$0.506 \pm 0.023 \pm 0.032$	0.266 ± 0.010
4	970.8	8.07	718 ± 34	0.870	0.229 ± 0.017	$0.447 \pm 0.021 \pm 0.034$	0.230 ± 0.011
5	968.8	5.51	524 ± 34	0.870	0.186 ± 0.020	$0.589 \pm 0.039 \pm 0.065$	0.267 ± 0.017
6	980.3	7.70	654 ± 37	0.900	0.216 ± 0.018	$0.436 \pm 0.025 \pm 0.038$	0.216 ± 0.011
7	990.4	8.77	624 ± 38	0.920	0.183 ± 0.019	$0.422 \pm 0.026 \pm 0.045$	0.204 ± 0.013
8	1003.5	20.06	1075 ± 50	0.947	0.151 ± 0.014	$0.374 \pm 0.018 \pm 0.035$	0.186 ± 0.010

При вычислении эффективности для моделирования взаимодействия $n\bar{n}$ с веществом использовался пакет GEANT4 [8], версия 10.5. Дополнительно в моделировании учитывалось излучение фотонов начальными электронами и позитронами и энергетический разброс в пучках около 1 МэВ. В моделировании учитывались неработающие каналы детектора, а также наложения на изучаемые события пучкового фона. Для этого во время эксперимента с запуском от генератора, синхронизированного с моментом соударения пучков, записывались специальные “события наложений”, которые затем накладывались на моделированные события. Эффективность регистрации, приведенная на рис. 4, скорректирована на разницу между данными и моделированием. Эта поправка обсуждается ниже. Численные значения эффективности регистрации приведены в табл. 1. Уменьшение эффективности с энергией объясняется энергетической зависимостью параметров отбора, а также увеличением доли энергии, выходящей за пределы калориметра. На рис. 5 представлена угловая зависимость эффективности регистрации при энергии 960 МэВ.

Величина эффективности регистрации в принятых условиях отбора составляет около 20%. Важно выяснить, насколько корректно моделирование воспроизводит доли событий, отбрасываемых разными условиями отбора. Поправки вычислялись для трех групп условий отбора, описанных в разд. 3. Для этого поочередно инвертируются условия отбора для групп и далее вычисляются поправки к эффективности регистрации δ_i в каждой из восьми точек по энергии в следующем виде:

$$\delta = \frac{n_0}{n_0 + n_1} \frac{m_0 + m_1}{m_0}, \quad (5)$$

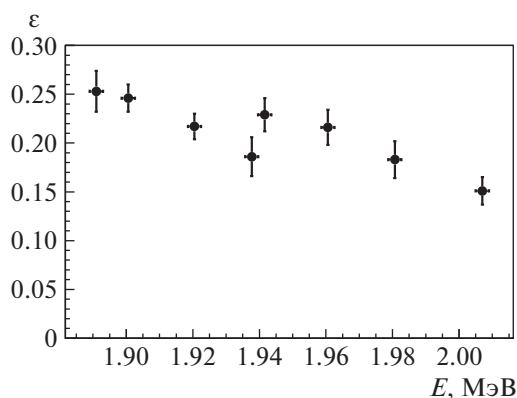


Рис. 4. Эффективность регистрации событий $n\bar{n}$ после внесения поправок как функция от энергии.

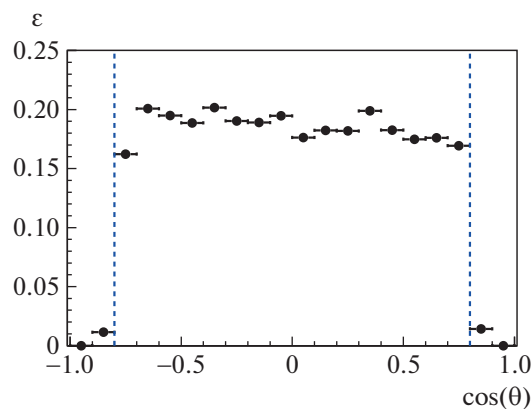


Рис. 5. Эффективность регистрации событий $n\bar{n}$, полученная по моделированию, в зависимости от $\cos \theta_n$ антинейтрона при энергии $E_b = 960$ МэВ. Вертикальные линии показывают условия отбора событий.

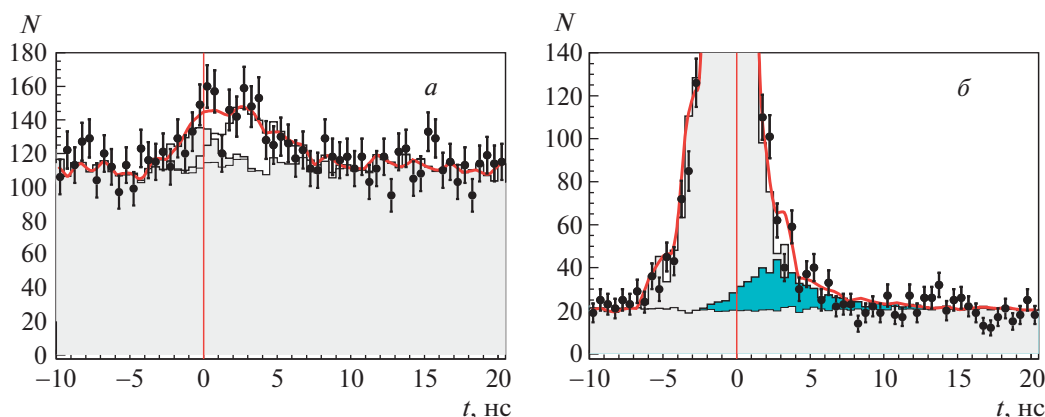


Рис. 6. Временные спектры при инвертированных условиях отбора. *a* — инвертированные условия второй группы при $E_b = 970$ МэВ, *б* — частично инвертированное условие третьей группы ($0.7E_b < E_{\text{cal}} < E_b$). Экспериментальные данные показаны точками с ошибками. Сплошная кривая — результат аппроксимации данных формулой (4). Светлая тонировка показывает вклад фона. Темная тонировка на рис. 6б — вклад событий $n\bar{n}$.

где n_0 (n_1) — число событий $n\bar{n}$ в эксперименте, отобранных со стандартными (инвертированными) условиями. Эти числа определяются при аппроксимации временного спектра формулой (4), как описано в разд. 4. Величины m_0 и m_1 относятся к соответствующим числам событий в моделировании. Примеры временных спектров с инверсными условиями отбора показаны на рис. 6.

В первую группу условий отбора входит требование отсутствия треков заряженных частиц в событии. При изучении инверсного отбора мы допускаем наличие одного или нескольких “нецентральных” заряженных треков, имеющих $D_{xy} > 0.5$ см, где D_{xy} — расстояние между треком и осью столкновения пучков. Здесь следует обсудить возможный фон от родственного процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$. В области энергии $E_b > 960$ МэВ протоны и антипротоны дают “центральные” треки в дрейфовой камере. События с такими треками отбрасываются условием $D_{xy} > 0.5$ см, также как и события других процессов с заряженными частицами в конечном состоянии. Однако при $E_b < 960$ МэВ протоны и антипротоны медленные, поэтому они остаются в стенке вакуумной камеры коллайдера. При этом антипротон аннигилирует с рождением нескольких заряженных частиц, которые в основном реконструируются как “нецентральные”. Но и здесь фон от событий $p\bar{p}$ подавляется при аппроксимации временного спектра, так как максимальное время от столкновения пучков до аннигиляции антипротона даже при $E_b = 945$ не превышает 1 нс. Для второй группы условий отбора использовались инверсные условия без изменений. Для третьей группы использовалась частичная инверсия, т.е. изучались события с условием $0.7E_b < E_{\text{cal}} < E_b$.

Дополнительная поправка возникает от части экспериментальных событий, в которых антинейтроны прошли через калориметр без взаимодействия, а также от событий с энерговыведением в калориметре $E_{\text{cal}} < 0.7E_b$, которые не берутся в анализ из-за большого фона и поэтому недоступны для внесения поправок описанным выше способом. Их доля в моделировании составляет от 1.9% при энергии $E_b = 945$ МэВ до 8.5% при $E_b = 1000$ МэВ. Ранее (разд. 4) отмечалось, что для описания формы временного спектра вклад процесса рассеяния $\bar{n}$ в МС следует уменьшить сравнительно с вкладом процесса аннигиляции $\bar{n}$ в калориметре в $\simeq 1.5$ раза. При таком изменении доля событий с $E_{\text{cal}} < 0.7E_b$ в моделировании уменьшается до 1.4% при $E_b = 945$ и 5.7% при $E_b = 1000$ МэВ. Разница между этими величинами учитывается в качестве дополнительной поправки δ_E к эффективности регистрации со 100%-ной неопределенностью.

Измеренные величины поправок по группам условий отбора δ_1 , δ_2 , δ_3 , а также δ_E и полная поправка $\delta_t = \delta_1\delta_2\delta_3\delta_E$, вычисленная перемножением отдельных поправок, приводятся в табл. 2. Из таблицы видно, что полная поправка δ_t изменяется с энергией в пределах 0.80–1.25, что объясняется сильной зависимостью длины поглощения антинейтрона в детекторе от энергии.

Корректированная эффективность регистрации получается из эффективности, вычисленной по моделированию, умножением на δ_t . В табл. 1 она приводится вместе с систематической ошибкой. В отличие от нашего предыдущего измерения [1], здесь поправки в каждой точке по энергии вычисляются независимо.

Таблица 2. Поправки к эффективности регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, описанные в разд. 6 (δ_1 , δ_2 , δ_3 , δ_E), и полная поправка (δ_t)

	E_b , МэВ	δ_1	δ_2	δ_3	δ_E	δ_t
1	945.5	0.991 ± 0.022	1.292 ± 0.092	0.971 ± 0.038	1.005 ± 0.005	1.249 ± 0.102
2	950.3	0.977 ± 0.018	1.214 ± 0.062	0.985 ± 0.030	1.009 ± 0.009	1.179 ± 0.072
3	960.3	9.966 ± 0.019	1.077 ± 0.050	0.992 ± 0.028	1.012 ± 0.012	1.044 ± 0.062
4	970.8	0.949 ± 0.021	1.198 ± 0.061	0.980 ± 0.050	1.018 ± 0.018	1.134 ± 0.084
5	968.8	0.958 ± 0.027	1.031 ± 0.080	0.896 ± 0.044	1.018 ± 0.018	0.901 ± 0.097
6	980.3	0.997 ± 0.031	1.102 ± 0.073	0.986 ± 0.043	1.021 ± 0.021	1.106 ± 0.093
7	990.4	0.925 ± 0.033	1.131 ± 0.080	0.889 ± 0.041	1.024 ± 0.024	0.952 ± 0.099
8	1003.5	0.915 ± 0.024	1.065 ± 0.056	0.796 ± 0.028	1.028 ± 0.028	0.797 ± 0.073

7. ИЗМЕРЕННОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ ПАР НЕЙТРОН–АНТИНЕЙТРОН

Используя число отобранных $n\bar{n}$ -событий, интегральную светимость L и эффективность регистрации из табл. 1, можно получить так называемое видимое сечение $\sigma_{\text{vis}}(E) = N_{n\bar{n}}/L\varepsilon$. Борновское сечение $\sigma(E)$ связано с видимым сечением $\sigma_{\text{vis}}(E)$ следующим образом:

$$\sigma_{\text{vis}}(E) = \sigma(E)(1 + \delta(E)) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(E', E) dE' \int_0^{x_{\text{max}}} W(s, x) \sigma(s(1-x)) dx, \quad (6)$$

где $W(s, x)$ — функция, описывающая вероятность излучения фотонов с энергией xE_b начальными электронами и позитронами [9], x_{max} — максимальная энергия излученного фотона, $G(E', E)$ — распределение Гаусса, описывающее энергетический разброс в системе центра масс. В функции $W(s, x)$ не учитывается вклад поляризации вакуума, поэтому борновское сечение является так называемым одетым сечением. Фактор $(1 + \delta(E))$ учитывает радиационные поправки и энергетический разброс. Этот фактор вычисляется для каждой из восьми энергетических точек, по борновскому сечению, полученному при аппроксимации видимого сечения формулой (6). Для энергетической зависимости борновского сечения используется формула (2), в которой формфактор нейтрона описывается полиномом второй степени, как это описано в следующем разделе.

Измеренное борновское сечение показано на рис. 7 и приводится в табл. 1. Доминирующий вклад в систематическую ошибку сечения вносит

поправка к эффективности регистрации, приведенная в табл. 2. Учитываются также погрешности в измерении светимости (1%) и радиационной поправке (2%). На рис. 7 в качестве ошибки приведена квадратичная сумма статистической и систематической ошибок. По сравнению с предыдущей работой [1] измеренное сечение имеет примерно в 2 раза лучшую статистическую ошибку и в 1.5 раза лучшую систематическую ошибку. Кроме того, следует учесть, что систематические ошибки в разных точках слабо коррелированы. При максимальной энергии $E = 2$ ГэВ наше сечение согласуется с результатом детектора BESIII [2].

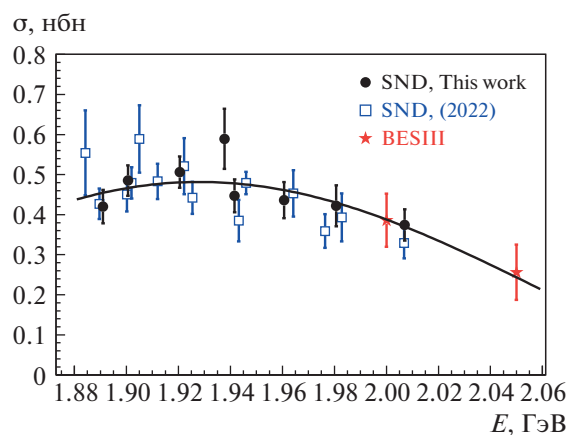


Рис. 7. Измеренное в настоящей работе сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ в сравнении с предыдущим результатом СНД [1] и результатом детектора BESIII [2]. Сплошная кривая — аппроксимация борновского сечения, в которой использовались новые данные СНД и данные BESIII.

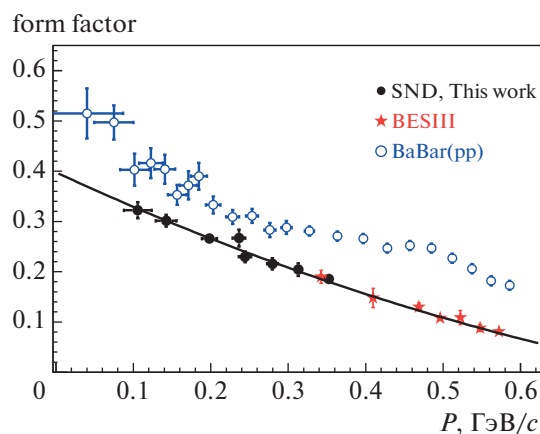


Рис. 8. Времениподобный эффективный формфактор нейтрона, измеренный в настоящей работе (сплошные кружки) и в эксперименте BESIII [2] (звездочки), как функция импульса нейтрона. Сплошная кривая — результат аппроксимации квадратичным полиномом. Для сравнения показан эффективный формфактор протона, измеренный в эксперименте BABAR [10].

8. ЭФФЕКТИВНЫЙ ВРЕМЕНИПОДОБНЫЙ ФОРМФАКТОР НЕЙТРОНА

Нейтронный формфактор вычисляется из измеренного сечения, используя формулу (2). Численные значения формфактора приводятся в табл. 1 и показаны на рис. 8 вместе с данными BESIII [2] и протонным формфактором, измеренным в эксперименте BABAR [10]. Кривая на рис. 8, аппроксимирующая формфактор — полином второй степени $|F_n| = a_0 + a_1 p_n + a_2 p_n^2$, в котором параметры a_i определены при аппроксимации видимого сечения, а p_n — импульс антинейтрона. Получены следующие значения параметров: $a_0 = 0.398 \pm 0.022$, $a_1 = -0.713 \pm 0.126$, $a_2 = 0.268 \pm 0.166$. При продолжении аппроксимирующей кривой к нулевому импульсу ожидаемое значение нейтронного формфактора на пороге составит $a_0 \simeq 0.4$. Из рис. 8 видно, что протонный формфактор значительно превышает нейтронный, а их отношение на пороге будет близким к $3/2$.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен эксперимент по измерению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД в области энергии от 1891 до 2007 МэВ. Измеренное сечение меняется с энергией в пределах 0.4–0.6 нбн, согласуется с предыдущим измерением СНД [1], но имеет в 2 раза лучшую статистическую точность. При максимальной энергии эксперимента сечение согласуется с измерениями детектора BESIII [2]. Эффективный времениподобный формфактор нейтрона извлекается из полученного сечения, используя уравнение (2). Формфактор уменьшается с энергией от 0.3 до 0.2. По величине формфактор нейтрона оказывается меньше формфактора протона в этой области энергии.

Данная работа выполнялась по гранту РНФ, No. 23-22-00011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), *Eur. Phys. J. C* **22**, 761 (2022); <http://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10696-0>
2. M. Ablikim *et al.* (BESIII Collab.), *Nat. Phys.* **17**, 1200 (2021); <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01345-6>
3. P. Yu. Shatunov *et al.*, *Part. Nucl. Lett.* **13**, 995 (2016); <http://dx.doi.org/10.1134/S154747711607044X>
4. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), *Nucl. Instrum. Methods A* **449**, 125 (2000); [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01302-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01302-9)
5. M. Astrua *et al.*, *Nucl. Phys. A* **697**, 209 (2002); [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)01252-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01252-0)
6. M. N. Achasov *et al.*, *JINST* **10**, T06002 (2015); <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/10/06/T06002>
7. A. V. Bozhenok *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **379**, 507 (1996); [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00548-7](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(96)00548-7)
8. J. Allison *et al.* (GEANT Collab.), *Nucl. Instrum. Methods A* **835**, 186 (2016); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>, <https://geant4-data.web.cern.ch/-ReleaseNotes/ReleaseNotes4.10.5.html>
9. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **41**, 466 (1985).
10. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), *Phys. Rev. D* **87**, 092005 (2013); *Phys. Rev. D* **88**, 072009 (2013); <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.87.092005> <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.88.072009>

MEASUREMENTS OF THE NEUTRON TIMELIKE ELECTROMAGNETIC FORM FACTOR WITH THE SND DETECTOR

M. N. Achasov^{1),2)}, A. Yu. Barnyakov^{1),2)}, E. V. Bedarev^{1),2)}, K. I. Beloborodov^{1),2)},
A. V. Berdyugin^{1),2)}, D. E. Berkaev¹⁾, A. G. Bogdanchikov¹⁾, A. A. Botov¹⁾, T. V. Dimova^{1),2)},
V. P. Druzhinin^{1),2)}, V. N. Zhabin^{1),2)}, Yu. M. Zharinov¹⁾, L. V. Kardapoltsev^{1),2)},
A. S. Kasaev¹⁾, D. P. Kovrizhin¹⁾, I. A. Koop^{1),2)}, A. A. Korol^{1),2)}, A. S. Kupich^{1),2)},
A. P. Kryukov¹⁾, A. P. Lysenko¹⁾, N. A. Melnikova^{1),2)}, N. Yu. Muchnoy^{1),2)},
A. E. Obrazovsky¹⁾, E. V. Pakhtusova¹⁾, K. V. Pugachev^{1),2)}, S. A. Rastigeev¹⁾,
Yu. A. Rogovsky^{1),2)}, S. I. Serednyakov^{1),2)}, Z. K. Silagadze^{1),2)}, I. K. Surin¹⁾, Yu. V. Usov¹⁾,
A. G. Kharlamov^{1),2)}, Yu. M. Shatunov^{1),2)}, D. A. Shtol¹⁾

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

²⁾*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

The results of the measurement of the $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ cross section and effective neutron timelike form factor are presented. The data taking was carried out in 2020–2021 at the VEPP-2000 e^+e^- collider in the center-of-mass energy range from 1891 to 2007 MeV. The general purpose nonmagnetic detector SND is used to detect neutron-antineutrons events. The selection of $n\bar{n}$ events is performed using the time-of-flight technique. The measured cross section is 0.4–0.6 nb. The neutron form factor in the energy range under study varies from 0.3 to 0.2.

ИЗМЕРЕНИЕ ДЕЙТРОННЫХ АНАЛИЗИРУЮЩИХ СПОСОБНОСТЕЙ Ay , Ayy И Axx В dp -УПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА НУКЛОТРОНЕ

© 2023 г. В. П. Ладыгин^{1)*}, А. В. Аверьянов¹⁾, Е. В. Черных¹⁾, Д. Еначе²⁾, Ю. В. Гурчин¹⁾, А. Ю. Исупов¹⁾, М. Янек³⁾, Ю. Т. Карачук²⁾, А. Н. Хренов¹⁾, Д. О. Кривенков¹⁾, П. К. Курилкин¹⁾, Н. Б. Ладыгина¹⁾, А. Н. Ливанов¹⁾, С. М. Пиядин¹⁾, С. Г. Резников¹⁾, А. А. Терёхин¹⁾, А. В. Тишевский¹⁾, Т. Уесака^{1,4)}, И. С. Волков¹⁾

Поступила в редакцию 18.06.2023 г.; после доработки 18.06.2023 г.; принята к публикации 18.06.2023 г.

Представлены результаты векторной Ay и тензорных Ayy и Axx анализирующих способностей в упругом дейтрон-протонном рассеянии при больших поперечных импульсах. Эти данные были получены на внутренней мишени Нуклотрона ОИЯИ в диапазоне энергий 400–1800 МэВ с использованием пучка поляризованных дейтронов от нового источника поляризованных ионов. Новые данные по дейтронным анализирующим способностям в широком энергетическом диапазоне демонстрируют чувствительность спиновой структуры изоскалярных нуклон-нуклонных корреляций на малых расстояниях.

DOI: 10.31857/S0044002723060089, EDN: OVJLEY

1. ВВЕДЕНИЕ

Основная цель экспериментальной программы коллаборации DSS — получение информации о спин-зависимых частях двух- и трехнуклонных корреляций в двух процессах: дейтрон-протонном упругом рассеянии в широком интервале энергий и безмезонном развале дейтрона с детектированием двух протонов при энергиях 300–500 МэВ [1–3] на станции внутренних мишеней (СВМ) [4].

Важность исследований dp -упругого рассеяния при высоких энергиях обсуждается в работе [5]. Экспериментальная программа на Нуклотроне была начата измерениями векторной Ay и тензорных Ayy и Axx анализирующих способностей в dp -упругом рассеянии при энергиях $Td = 880$ [6] и 2000 МэВ [7]. Также в последние годы были выполнены систематические измерения дифференциального сечения [8–10].

В настоящей работе представлены новые результаты по векторной Ay и тензорным Ayy и Axx анализирующим способностям в dp -упругом рассеянии, полученным на СВМ Нуклотрона [4] в энергетическом диапазоне 400–1800 МэВ.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Установка СВМ хорошо подходит для исследования энергетической зависимости поляризационных наблюдаемых для упругого дейтрон-протонного рассеяния и реакции развала дейтрона с детектированием двух протонов при больших углах рассеяния. Для этих целей для измерений используется CH_2 -мишень толщиной 10 мкм. Выход от содержания углерода в CH_2 -мишени оценивается в отдельных измерениях с использованием нескольких скрученных 8 мкм углеродных нитей. Контроль интенсивности осуществляется детектированием pp -квазиупругого рассеяния под углом 90° в с.ц.м. сцинтилляционными счетчиками, расположенными в горизонтальной плоскости. Детектирование dp -упругих событий осуществляется методом совпадений сигналов со сцинтилляционных детекторов для вторичных протонов и дейтронов. Детекторы расположены как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях для измерения анализирующих способностей. Отбор dp -упругих событий осуществляется методом корреляции потерь энергии в пластиковых сцинтилляторах для дейтрона и протона и их разности во времени полета. Использование большого количества сцинтилляционных счетчиков позволило покрыть широкий угловой диапазон [11]. Данный метод был использован для получения поляризационных данных в dp -упругом рассеянии при энергии 880 [6] и 2000 МэВ [7].

Модернизированная установка на СВМ [4] была использована для измерения векторной Ay и тензорных Ayy и Axx анализирующих способностей в

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Национальный институт исследования и развития электротехники, Бухарест, Румыния.

³⁾Жилинский университет, Физическое отделение, Жилина, Словакия.

⁴⁾Нишина Научный центр, РИКЕН, Вако, Япония.

*E-mail: vladygin@jinr.ru

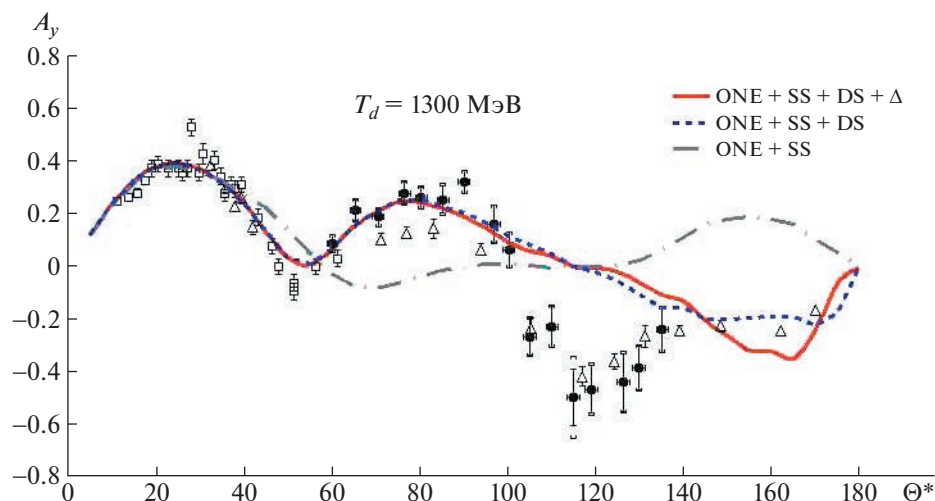


Рис. 1. Векторная анализирующая способность A_y при энергии 1300 МэВ. Закрашенные квадраты — данные, полученные на Нуклотроне. Открытые квадраты, треугольники и кружки — данные, полученные в США [14] и Франции [15] соответственно. Кривые — теоретические расчеты, выполненные в формализме релятивистского многократного рассеяния [16–19].

dp -упругом рассеянии при энергиях между 400 и 1800 МэВ с использованием пучка поляризованных дейтронов, полученного из созданного в ЛФВЭ ОИЯИ нового источника поляризованных ионов [12]. Данные измерения проводились с использованием СВМ на Нуклотроне [4] с новой системой управления и сбора данных [13]. Существующая установка [11] была модернизирована путем введения в эксплуатацию новой системы сбора данных на базе VME стандарта, новой системы высоковольтного питания MPod, новыми мониторными детекторами и т.д. Эта же установка была использована и в качестве поляриметра, основанного на использовании dp -упругого рассеяния на большие углы при энергии 270 МэВ [11]. Точность определения векторной и тензорной компонент поляризации дейтронного пучка составляет 2%.

3. ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Пучок поляризованных дейтронов обеспечивался новым источником поляризованных ионов [12]. В эксперименте были использованы спиновые моды с максимальными идеальными значениями $(P_z, P_{zz}) = (0, 0)$, $(+1/3, +1)$ и $(+1/3, +1)$. Поляризация пучка дейтронов была измерена при энергии 270 МэВ [11]. События для dp -упругого рассеяния отбирались с использованием корреляции потерь энергии и разности времени полета для дейтронных и протонных детекторов. Значения поляризации пучка для различных спиновых мод источника [12] были получены в виде средневзвешенных значений для восьми углов рассеяния для dp -упругого рассеяния. Типичные

значения поляризации пучка составили 65–75% от идеальных значений.

После измерения поляризации пучка дейтронов при энергии 270 МэВ пучок был ускорен до требуемой энергии между 400 и 1800 МэВ. Сцинтилляционные детекторы располагались в горизонтальной и вертикальной плоскостях в соответствии с кинематикой dp -упругого рассеяния для исследуемой энергии. Основная часть измерений была выполнена с использованием CH_2 -мишени. Углеродная мишень использовалась для оценки фона. Отбор dp -упругих событий осуществлялся по корреляции потерь энергии в пластиковых сцинтилляторах для дейтрона и протона и их разницы по времени полета. Нормированные числа событий dp -упругого рассеяния для каждой спиновой моды были использованы для вычисления значений анализирующих способностей A_y , A_{yy} и A_{xx} .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальные данные по угловым зависимостям векторной A_y , тензорных A_{yy} и A_{xx} анализирующих способностей дейтрона в реакции дейтрон-протонного упругого рассеяния были получены при нескольких энергиях от 400 до 1800 МэВ кинетической энергии налетающего дейтрона. Угловые зависимости векторной A_y , тензорных A_{yy} и A_{xx} анализирующих способностей дейтрона при кинетической энергии $T_d = 1300$ МэВ представлены на рис. 1, 2 и 3 соответственно. Закрашенные кружки — результаты эксперимента DSS на Нуклотроне. Открытые квадраты и треугольники — данные, полученные в США [14] и Франции [15] соответственно.

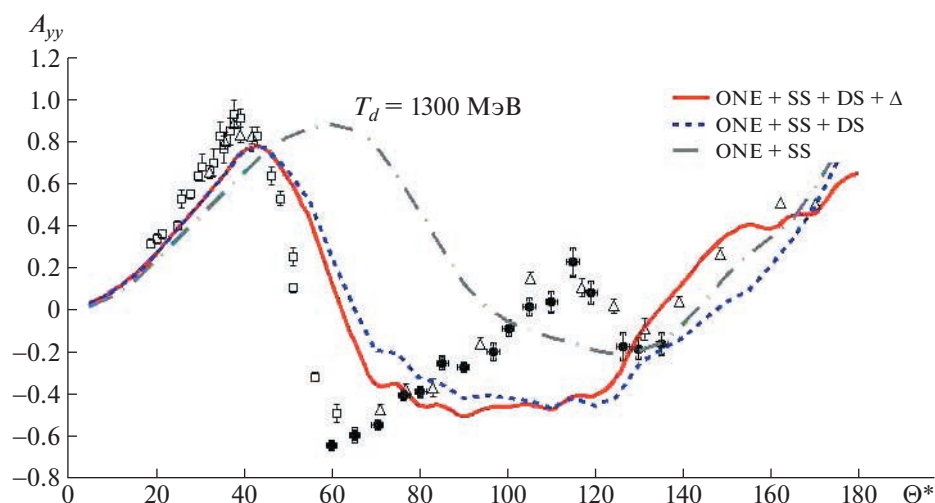


Рис. 2. Тензорная анализирующая способность A_{yy} при энергии 1300 МэВ. Закрашенные квадраты — данные, полученные на Нуклотроне. Открытые квадраты, треугольники и кружки — данные, полученные в США [14] и Франции [15] соответственно. Кривые — теоретические расчеты, выполненные в формализме релятивистского многократного рассеяния [16–19].

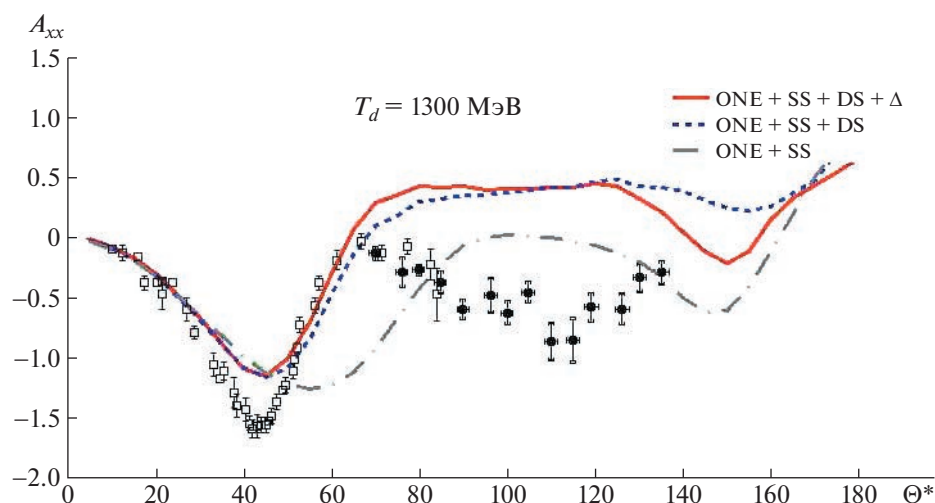


Рис. 3. Тензорная анализирующая способность A_{xx} при энергии 1300 МэВ. Закрашенные квадраты — данные, полученные на Нуклотроне. Открытые квадраты, треугольники и кружки — данные, полученные в США [14]. Кривые — теоретические расчеты, выполненные в формализме релятивистского многократного рассеяния [16–19].

Можно видеть хорошее совпадение новых данных, полученных на Нуклотроне, с данными более ранних экспериментов [14, 15]. Теоретические расчеты проводились в формализме релятивистского многократного рассеяния [16–19] с учетом четырех вкладов: однонуклонного обмена (ONE), однократного и двукратного рассеяния (SS и DS) и возбуждения дельта-изобары в промежуточном состоянии. Представленный подход был успешно применен для описания дифференциальных сечений при энергиях дейтронов до 1800 МэВ [8–10] во всем угловом диапазоне [18], а также анализирующих способностей [19]. Штриховая и сплошная линии — результаты расчетов, выполненные

в рамках релятивистской модели многократного рассеяния [16, 17] с учетом только однонуклонного обмена и однократного рассеяния (ONE + SS) и с дополнительным вкладом двукратного рассеяния (ONE + SS + DS). Вклад механизма с возбуждением дельта-изобары существенен только при углах больше 140° в с.ц.м. [18, 19]. Релятивистская модель многократного рассеяния [16, 17] неплохо описывает данные по A_y и A_{yy} за исключением области углов от 100° до 140° в с.ц.м., где наблюдается аномалия в поведении этих двух наблюдаемых. Векторная анализирующая способность A_y достигает значения около -0.4 , в то время

как тензорная анализирующая способность A_{yy} стремится к нулю. Модель также не описывает поведение тензорной анализирующей способности A_{xx} при углах больше 70° в с.ц.м. [18, 19]. Возможно, рассмотрение вклада трехнуклонных сил с их короткодействующей частью позволит улучшить согласие.

Энергетические зависимости векторной A_y и тензорной A_{yy} анализирующих способностей при фиксированных углах рассеяния в с.ц.м. показывают сильную зависимость от поперечного импульса P_T . Результаты, полученные в ходе данного эксперимента, неплохо совпадают с ранее полученными результатами на Нуклотроне [6, 7], во Франции, США и Японии [14, 15, 20–25]. Как A_y , так и A_{yy} анализирующие способности меняют знак при P_T около 600 МэВ/с и имеют тенденцию при больших поперечных импульсах достигать положительных и отрицательных постоянных значений соответственно. Эти особенности данных свидетельствуют о серьезном отклонении спиновой структуры двухнуклонных короткодействующих корреляций от стандартного описания нуклон-нуклонного взаимодействия. Требуется дальнейшие теоретические исследования, чтобы понять поведение полученных данных при больших P_T .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модернизированный Нуклотрон с новым источником поляризованных ионов [12] дает уникальную возможность для изучения спиновых эффектов и поляризационных явлений в малонуклонных системах. Реализация программы эксперимента DSS на СВМ Нуклотрона позволяет получить важнейшие данные о спиновой структуре двухнуклонных и трехнуклонных короткодействующих корреляций.

Проведено сканирование угловых зависимостей дейтронных анализирующих способностей в dp -упругом рассеянии по начальной энергии от 400 до 1800 МэВ. Полученные данные демонстрируют чувствительность к спиновой структуре дейтрона на малых межунонных расстояниях и возможно-му проявлению возбуждения резонансов.

Авторы благодарны коллективу Нуклотрона за хорошие условия проведения эксперимента. Они признательны А.С. Белову, В.Б. Шутову, В.В. Фимушкину за настройку источника поляризованных дейтронов. Авторы благодарят С.Н. Базылева, В.И. Максименкову, И.В. Слепнева, В.М. Слепнева, А.В. Шутова и Я.Т. Схоменко за помощь во время подготовки и проведения эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. P. Ladygin, T. Uesaka, V. V. Glagolev, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, K. Itoh, M. Janek, J.-T. Karachuk, T. Kawabata, A. N. Khrenov, A. S. Kiselev, V. A. Krasnov, A. B. Kurepin, A. K. Kurilkin, P. K. Kurilkin, N. B. Ladygina, *et al.*, *Phys. Part. Nucl.* **45**, 327 (2014).
2. V. P. Ladygin, Yu. V. Gurchin, S. M. Piyadin, A. A. Terekhin, A. Yu. Isupov, M. Janek, J.-T. Karachuk, A. N. Khrenov, V. A. Krasnov, A. K. Kurilkin, P. K. Kurilkin, N. B. Ladygina, A. N. Livanov, G. Martinska, V. L. Rapatsky, S. G. Reznikov, *et al.*, *Few Body Syst.* **55**, 709 (2014).
3. M. Janek, V. P. Ladygin, S. M. Piyadin, P. N. Batyuk, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, Julia-Tatiana Karachuk, A. K. Kurilkin, P. K. Kurilkin, A. N. Livanov, G. Martinska, S. P. Merts, S. G. Reznikov, G. Tarjanyiova, A. A. Terekhin, and I. E. Vnukov, *Few Body Syst.* **58**, 40 (2017).
4. A. I. Malakhov, S. V. Afanasiev, Yu. S. Anisimov, A. S. Artiomov, S. N. Bazilev, A. N. Khrenov, J. Kliman, V. A. Krasnov, V. Matoušek, M. Morháč, A. Yu. Starikov, A. V. Shabunov, V. M. Slepnev, and I. Turzo, *Nucl. Instrum. Methods A* **440**, 320 (2000).
5. V. P. Ladygin, I. Dobrin, V. V. Fimushkin, D. A. Finogenov, S. G. Genchev, Yu. V. Gurchin, A. P. Ierusalimov, A. Yu. Isupov, K. Itoh, M. Janek, E. V. Karpechev, J.-T. Karachuk, S. V. Khabarov, T. Kawabata, A. N. Khrenov, V. A. Krasnov, *et al.*, *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* **40**, 1660074 (2016).
6. P. K. Kurilkin *et al.* (DSS Collab.), *Phys. Lett. B* **715**, 61 (2012).
7. P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin, T. Uesaka, K. Suda, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, K. Itoh, M. Janek, J.-T. Karachuk, T. Kawabata, A. N. Khrenov, A. S. Kiselev, V. A. Kizka, V. A. Krasnov, N. B. Ladygina, A. N. Livanov, *et al.*, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **8**, 1081 (2011).
8. A. A. Terekhin *et al.* (DSS Collab.), *Phys. Part. Nucl. Lett.* **12**, 695 (2015).
9. A. A. Terekhin, V. P. Ladygin, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, A. K. Kurilkin, P. K. Kurilkin, N. B. Ladygina, S. M. Piyadin, S. G. Reznikov, and A. N. Khrenov, *Phys. At. Nucl.* **80**, 1061 (2017).
10. A. A. Terekhin, V. P. Ladygin, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, M. Janek, A. N. Khrenov, A. K. Kurilkin, P. K. Kurilkin, N. B. Ladygina, S. M. Piyadin, and S. G. Reznikov, *Eur. Phys. J. A* **55**, 129 (2019).
11. P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin, T. Uesaka, K. Suda, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, K. Itoh, M. Janek, J.-T. Karachuk, T. Kawabata, A. N. Khrenov, A. S. Kiselev, V. A. Kizka, J. Kliman, V. A. Krasnov, A. N. Livanov, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **642**, 45 (2011).
12. V. V. Fimushkin, A. D. Kovalenko, L. V. Kutuzova, Yu. V. Prokofichev, B. Shutov, A. S. Belov, V. N. Zubets, and A. V. Turbabin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **678**, 012058 (2016).

13. A. Yu. Isupov, V. A. Krasnov, V. P. Ladygin, S. M. Piyadin, and S. G. Reznikov, Nucl. Instrum. Methods A **698**, 127 (2013).
14. M. Haji-Saied, E. Bleszynski, M. Bleszynski, J. Carroll, G. J. Igo, T. Jaroszewicz, A. T. Wang, A. Sagle, J. B. McClelland, C. L. Morris, R. Klem, T. Joyce, Y. Makdishi, M. Marshak, B. Mossberg, E. A. Peterson, K. Ruddick, *et al.*, Phys. Rev. C **36**, 2010 (1987).
15. J. Arvieux, S. D. Baker, R. Beurtey, M. Boivin, J. M. Cameron, T. Hasegawa, D. Hutcheon, J. Banaigs, J. Berger, A. Codino, J. Duflo, L. Goldzahl, F. Plouin, A. Boudard, G. Gaillard, N. Van Sen, *et al.*, Nucl. Phys. A **431**, 613 (1984).
16. N. B. Ladygina, Phys. At. Nucl. **71**, 2039 (2008).
17. N. B. Ladygina, Eur. Phys. J. A **42**, 91 (2009).
18. N. B. Ladygina, Eur. Phys. J. A **52**, 199 (2016).
19. N. B. Ladygina, Eur. Phys. J. A **56**, 133 (2020).
20. K. Sekiguchi, H. Sakai, H. Witała, W. Glöckle, J. Golak, M. Hatano, H. Kamada, H. Kato, Y. Maeda, J. Nishikawa, A. Nogga, T. Ohnishi, H. Okamura, N. Sakamoto, S. Sakoda, Y. Satou, *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 034003 (2002).
21. K. Sekiguchi, H. Sakai, H. Witała, K. Ermisch, W. Glöckle, J. Golak, M. Hatano, H. Kamada, N. Kalantar-Nayestanaki, H. Kato, Y. Maeda, J. Nishikawa, A. Nogga, T. Ohnishi, H. Okamura, T. Saito, *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 014001 (2004).
22. R. V. Cadman, J. Brack, W. J. Cummings, J. A. Fedchak, B. D. Fox, H. Gao, W. Glöckle, J. Golak, C. Grosshauser, R. J. Holt, C. E. Jones, H. Kamada, E. R. Kinney, M. A. Miller, W. Nagengast, A. Nogga, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 967 (2001).
23. B. von Przewoski, H. O. Meyer, J. T. Balewski, W. W. Daehnick, J. Doskow, W. Haeblerli, R. Ibald, B. Lorentz, R. E. Pollock, P. V. Pancella, F. Rathmann, T. Rinckel, S. K. Saha, B. Schwartz, P. Thorngren-Engblom, *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 064003 (2006).
24. M. Garcon, B. Bonin, G. Bruge, J. C. Duchazeaubeneix, M. Rouger, J. Saudinos, B. H. Silverman, D. M. Sheppard, J. M. Cameron, W. J. McDonald, G. C. Neilson, W. C. Olsen, and K. R. Starko, Nucl. Phys. A **458**, 287 (1986).
25. V. Ghazikhanian, B. Aas, D. Adams, E. Bleszynski, M. Bleszynski, J. Bystricky, G. J. Igo, T. Jaroszewicz, F. Sperisen, C. A. Whitten, Jr., P. Chaumette, J. Deregél, J. Fabre, F. Lehar, A. de Lesquen, L. van Rossum, *et al.*, Phys. Rev. C **43**, 1532 (1991).

MEASUREMENT OF THE DEUTERON ANALYZING POWERS A_y , A_{yy} AND A_{xx} IN dp -ELASTIC SCATTERING AT NUCLOTRON

V. P. Ladygin¹⁾, A. V. Averyanov¹⁾, E. V. Chernykh¹⁾, D. Enache²⁾, Yu. V. Gurchin¹⁾, A. Yu. Isupov¹⁾, M. Janek³⁾, J. T. Karachuk²⁾, A. N. Khrenov¹⁾, D. O. Krivenkov¹⁾, P. K. Kurilkin¹⁾, N. B. Ladygina¹⁾, A. N. Livanov¹⁾, S. M. Piyadin¹⁾, S. G. Reznikov¹⁾, A. A. Terekhin¹⁾, A. V. Tishevsky¹⁾, T. Uesaka⁴⁾, I. S. Volkov¹⁾

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾National Institute for R&D in Electrical Engineering ICPE-CA, 030138, Bucharest, Romania

³⁾Physics Department, University of Zilina, 010 26, Žilina, Slovakia

⁴⁾Nishina Center for Accelerator-Based Science, RIKEN, Wako, Japan

The results on the vector A_y and tensor A_{yy} and A_{xx} analyzing powers in deuteron–proton elastic scattering at large scattering angles are presented. These data were obtained at internal target at JINR Nuclotron in the energy range 400–1800 MeV using polarized deuteron beam from new polarized ion source. New data on the deuteron analyzing powers in the wide energy range demonstrate the sensitivity to the short-range spin structure of the isoscalar nucleon–nucleon correlations.

ИЗМЕРЕНИЯ ВЕКТОРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДЕЙТРОННОГО ПУЧКА С ПОМОЩЬЮ КВАЗИУПРУГОГО ПРОТОН-ПРОТОННОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 500 И 650 МэВ/НУКЛОН

© 2023 г. И. С. Волков^{1)*}, В. П. Ладыгин¹⁾, Я. Т. Схоменко¹⁾, Ю. В. Гурчин¹⁾, А. Ю. Исупов¹⁾, М. Янек²⁾, Ю. Т. Карачук^{1),3)}, А. Н. Хренов¹⁾, П. К. Курилкин¹⁾, А. Н. Ливанов¹⁾, С. М. Пиядин¹⁾, С. Г. Резников¹⁾, А. А. Терехин¹⁾, А. В. Тишевский¹⁾, А. В. Аверьянов¹⁾, Е. В. Черных¹⁾, Д. Энаше³⁾, Д. О. Кривенков¹⁾, И. Е. Внуков⁴⁾

Поступила в редакцию 18.06.2023 г.; после доработки 18.06.2023 г.; принята к публикации 18.06.2023 г.

Векторная поляризация дейтронного пучка получена на станции внутренних мишеней Нуклотрона с использованием данных протон-протонного квазиупругого рассеяния на полиэтиленовой мишени. Отбор полезных событий был выполнен, используя временную и амплитудную информацию, полученную с помощью сцинтилляционных счетчиков. Для получения асимметрии на водороде было выполнено вычитание углеродного фона. Значения векторной поляризации были получены при энергиях пучка 500 и 650 МэВ/нуклон. Полученные значения сравнивались со значениями поляризации, полученными в дейтрон-протонном упругом рассеянии при энергии 135 МэВ/нуклон.

DOI: 10.31857/S0044002723060090, EDN: OVKVLN

1. ВВЕДЕНИЕ

В современной ядерной физике эксперименты по изучению дейтрон-протонного и протон-протонного упругого рассеяния являются фундаментальными для понимания нуклон-нуклонных взаимодействий. Большая база данных поперечных сечений и поляризационных наблюдаемых была получена для энергий ниже 1 ГэВ, что позволило провести парциально-волновой анализ [1]. Современные феноменологические потенциальные модели взаимодействия нуклонов обеспечивают хорошее описание данных до порога рождения пионов.

Расширение мезонной обменной модели для больших энергий требует включения вкладов неупругих каналов из-за возбуждения барионных резонансов. Упругое dp - и pp -рассеяние хорошо подходит для изучения короткодействующей части нуклон-нуклонных взаимодействий. Точные значения анализирующей способности при энергиях выше порога рождения пионов позволяют уточнить

вклад спин-орбитальных сил, чувствительных к обмену тяжелыми мезонами. Измерение поляризации пучков также являются важной частью этих исследований, что создает потребность в развитии новых методов исследования поляризации и анализирующей способности.

В ходе этой работы были получены значения векторной поляризации дейтронного пучка при энергиях 500 и 650 МэВ/нуклон с использованием данных, полученных с использованием протон-протонного квазиупругого рассеяния.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент выполнялся на станции внутренних мишеней сверхпроводящего синхротрона Нуклотрона, который располагается в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований. Пучок дейтронов для эксперимента обеспечивался источником поляризованных ионов [2], ускорялся RFQ и линейным ускорителем, после чего инжектировался в кольцо Нуклотрона. При достижении необходимой энергии диск с мишенями, расположенный внутри кольца ускорителя, вращался, выводя необходимую мишень на траекторию движения дейтронов. Регистрация частиц, полученных в ходе взаимодействия пучка с мишенью, производилась с помощью сцинтилляционных детекторов.

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Жилинский университет, Физическое отделение, Жилина, Словакия.

³⁾Национальный институт исследования и развития электротехники, Бухарест, Румыния.

⁴⁾Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия.

*E-mail: isvolkov@jinr.ru

Таблица 1. Усредненные значения поляризации дейтронного пучка, полученные с помощью дейтрон-протонного упругого рассеяния при энергии 135 МэВ/нуклон [9]

Компонента	p_z	Δp_z
(+1/3, +1)	-0.231	0.008
(+1/3, -1)	-0.245	0.006

Станция внутренних мишеней представляет собой сферическую вакуумную камеру с системой смены мишеней [3]. Камера фиксируется на ионопроводе ускорителя с помощью фланцевого соединения. Диск с различными мишенями (CH_2 , C, W, Cu и др.) зафиксирован внутри камеры на оси шагового двигателя, который используется для поворота диска и выведения нужной мишени на траекторию пучка. Для эксперимента использовались мишени из полиэтиленовой пленки толщиной 10 мкм и углеродных нитей толщиной 8 мкм. Для получения эффекта на водороде производилась процедура вычитания углеродного фона. Сигнал от датчика положения мишени использовался для привязки точки взаимодействия к центру ионопровода.

Сцинтилляционные детекторы, расположенные вокруг камеры рассеяния в направлении пучка, регистрировали частицы, полученные в ходе взаимодействия пучка с мишенью. Эти счетчики регистрировали продукты реакции протон-протонного квазиупругого рассеяния. Для регистрации протонов, рассеянных влево и вправо, использовались 22 детектора, которые располагались симметрично относительно оси ионопровода. Два отдельных детектора использовались для мониторингирования интенсивности пучка и располагались под углом 90° в с.ц.м. для обеспечения нечувствительности к векторной поляризации пучка. Данные по угловой зависимости анализирующей способности протон-протонного квазиупругого рассеяния были получены при энергиях 500 и 650 МэВ/нуклон на полиэтиленовой и углеродной мишенях.

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Полезные события отбирались с использованием критериев для разницы времени пролета пары сцинтилляционных счетчиков, корреляции энергетических потерь для сигналов кинематически сопряженных счетчиков, а также для положения мишени, которое записывалось для каждого события в ходе эксперимента.

При взаимодействии дейтронного пучка с полиэтиленовой мишенью в данных неизбежно появляется углеродный фон. Вклад углерода в данных от CH_2 -мишени оценивался из отдельных

измерений, в которых использовалась углеродная мишень. Предполагалось, что форма углеродного спектра была одинакова при рассеянии как на полиэтиленовой, так и на углеродной мишенях. Процедура вычитания углеродного фона состояла в определении коэффициента, на который необходимо умножить данные, полученные на углероде, для приближения к углеродному фону в данных, полученных на полиэтилене. Для проведения процедуры вычитания использовалась следующая формула:

$$N_p = N_{\text{CH}_2} - k N_C, \quad (1)$$

где N_p — число событий на протонах, N_{CH_2} — число событий на полиэтилене, N_C — число событий на углероде, k — искомый коэффициент.

Коэффициент k находился следующим образом: в данных от кинематически связанных счетчиков при рассеянии на полиэтиленовой мишени выделялась область полезных событий, соответствующих протон-протонному рассеянию. Этот критерий также переносился на гистограммы энергетических потерь для углеродной мишени. Учитывая только данные, находящиеся вне критерия, углеродный спектр приближался к полиэтиленовому спектру с помощью метода наименьших квадратов. В результате был получен коэффициент k , на который нужно умножить углеродный спектр, чтобы получить спектр, максимально близкий к углеродному фону в данных на полиэтилене.

Значения анализирующей способности pp -квазиупругого рассеяния вычислялись, используя данные, полученные с помощью вычитания углеродного фона из данных на полиэтиленовой мишени. На рис. 1 и 2 показаны значения анализирующих способностей протон-протонного квазиупругого рассеяния при энергиях пучка 500 и 650 МэВ/нуклон. Эти значения были получены с использованием поляризации, указанной в табл. 1. Полученные значения анализирующей способности говорят о том, что pp -квазиупругое рассеяние можно использовать для вычисления векторной поляризации дейтронного пучка.

Для вычисления векторной поляризации пучка были использованы следующие формулы, которые были выведены из [10] для случая, описанного в данной работе:

$$N_L = 1 + P_z A_y, \quad (2)$$

$$N_R = 1 - P_z A_y, \quad (3)$$

где N_L , N_R — выходы реакции, P_z — значение векторной поляризации, A_y — значение векторной анализирующей способности рассеяния. Следующие формулы были использованы для вычисле-

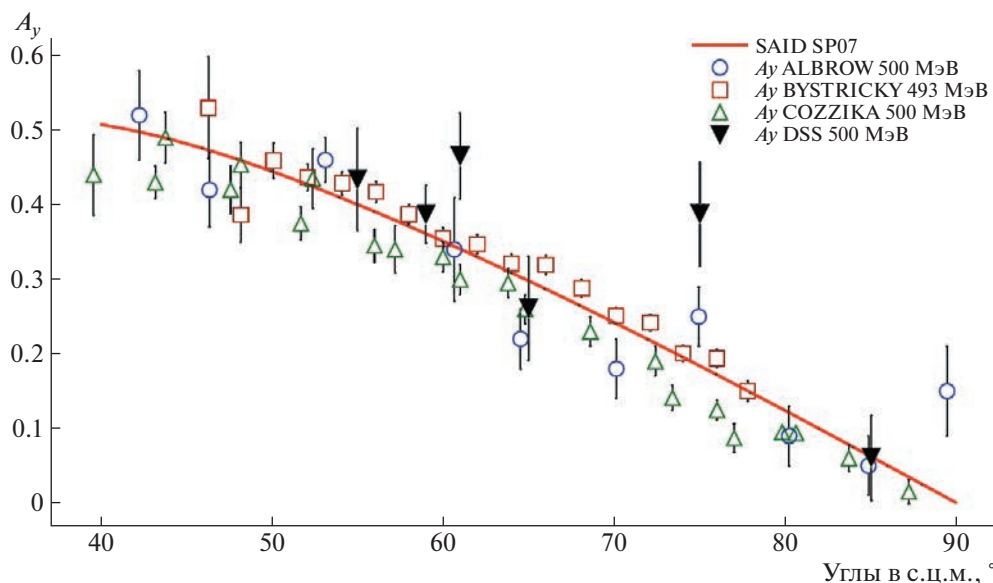


Рис. 1. Сравнение анализирующей способности в реакции pp -квазиупругого рассеяния при энергии 500 МэВ/нуклон с мировыми данными и результатами решения SP07 парциально-волнового анализа SAID. Заполненные символы — результаты данного эксперимента. Открытые символы — мировые данные [4–6]. Сплошная кривая — предсказания SAID [1].

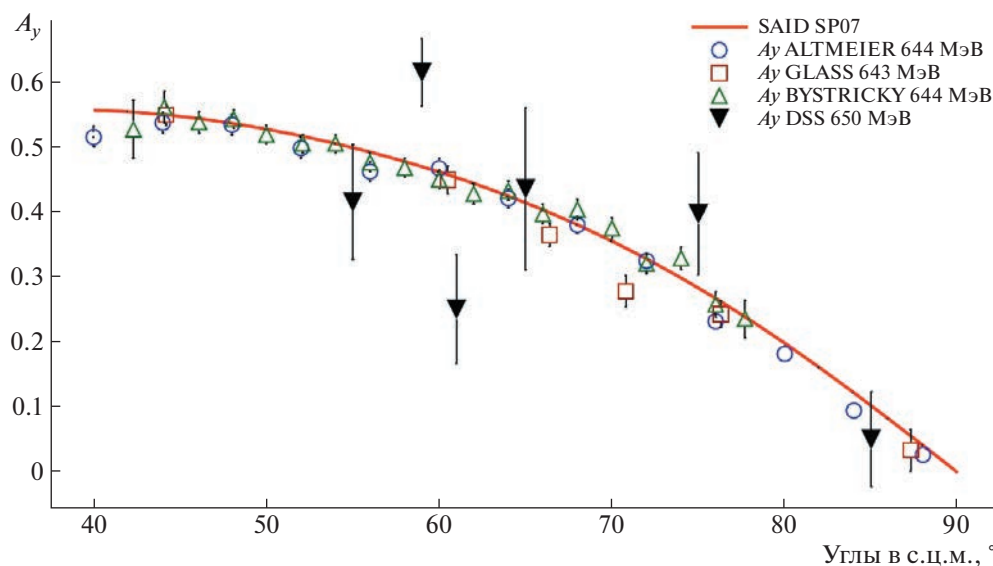


Рис. 2. Сравнение анализирующей способности в реакции pp -квазиупругого рассеяния при энергии 650 МэВ/нуклон с мировыми данными и результатами решения SP07 парциально-волнового анализа SAID. Заполненные символы — результаты данного эксперимента. Открытые символы — мировые данные [5, 7, 8]. Сплошная кривая — предсказания SAID [1].

ния векторной анализирующей способности pp -квазиупругого рассеяния:

$$P_z^+ = \frac{\frac{N_L^+ M^0}{N_L^0 M^+} - \frac{N_R^+ M^0}{N_R^0 M^+}}{2A_y}, \quad (4)$$

$$P_z^- = \frac{\frac{N_L^- M^0}{N_L^0 M^-} - \frac{N_R^- M^0}{N_R^0 M^-}}{2A_y}, \quad (5)$$

где P_z^+ и P_z^- — векторные поляризации для соответствующей поляризационной моды. N_L^+ , N_L^- и N_L^0 — количество событий для конкретного угла слева для двух поляризованных мод и неполяри-

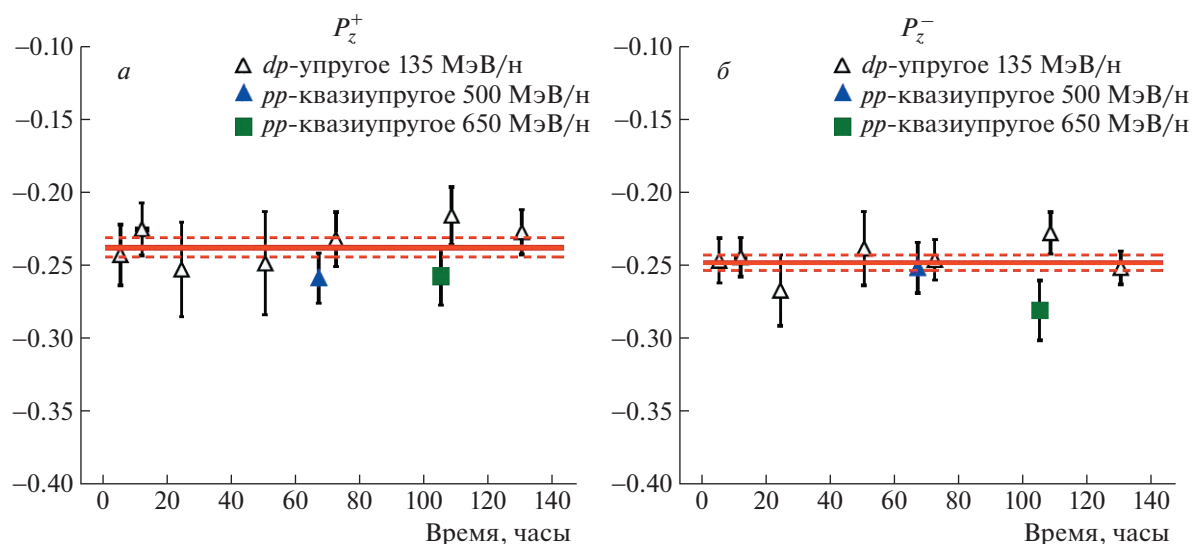


Рис. 3. Сравнение значений векторной поляризации дейтронного пучка, полученных при энергиях 500 и 650 МэВ/нуклон, со значениями поляризации, полученными с помощью дейтрон-протонного рассеяния при энергии 135 МэВ/нуклон [9]. *а* — Для поляризационной моды $(+1/3, +1)$, *б* — для поляризационной моды $(+1/3, -1)$.

зованной моды соответственно. N_R^+ , N_R^- и N_R^0 — количество событий для конкретного угла справа для двух поляризованных мод и неполяризованной моды соответственно. M^+ , M^- и M^0 — количество событий в мониторинговых счетчиках для соответствующих спиновых мод. A_y — значения векторной анализирующей способности для соответствующего угла в с.ц.м.

Для определения векторной поляризации использовались 13 различных пар детекторов: шесть пар при рассеянии частиц влево, шесть пар вправо и одна пара для рассеяния под 90° в с.ц.м. Получившиеся результаты для соответствующих углов затем усреднялись с помощью среднего взвешенного для двух поляризационных мод по отдельности.

Поляризация пучка также измерялась регулярно во время эксперимента с помощью дейтрон-протонного упругого рассеяния при энергии пучка 135 МэВ/нуклон [9]. В эксперименте использовались три спиновые моды источника поляризованных ионов: неполяризованная и две смешанных с идеальными значениями (p_z, p_{zz}) , равными $(0, 0)$, $(+1/3, +1)$ и $(+1/3, -1)$ соответственно.

Полученные значения векторной поляризации при энергиях дейтронного пучка 500 и 650 МэВ/нуклон можно сравнить с данными, полученными при энергии 135 МэВ/нуклон.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Угловые зависимости векторной анализирующей способности A_y в протон-протонном квазиупругом рассеянии при энергиях пучка 500 и

650 МэВ/нуклон представлены на рис. 1 и 2 соответственно. Заполненные символы — результаты этого эксперимента, который проводился на станции внутренней мишени Нуклотрона. Открытые символы — данные, полученные в других экспериментах [4–8]. Значения анализирующей способности также сравниваются с предсказаниями парциально-волнового анализа SP07 SAID [1]. Видно хорошее соответствие данных на Нуклотроне с результатами, полученными ранее, а также с решением SAID SP07. Следовательно, провести измерение поляризации пучка дейтронов, используя протон-протонное квазиупругое рассеяние, возможно.

Значения поляризации дейтронного пучка при энергиях 500 и 650 МэВ/нуклон представлены на рис. 3. Заполненные символы представляют собой результаты этого эксперимента, открытые символы — данные по поляризации, полученные при энергии пучка 135 МэВ/нуклон. Сплошная линия — средневзвешенное значение поляризации по всем точкам, штриховая — средневзвешенная ошибка измерений. Видно хорошее соответствие значений поляризации, представленных в этой работе, значениям, полученным при другой энергии [9].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На внутренней мишени Нуклотрона ОИЯИ была получена векторная поляризация дейтронного пучка. Для этого использовались данные, полученные в pp -квазиупругой кинематике для энергий 500

и 650 МэВ/нуклон. Поляризация дейтронного пучка была впервые измерена на Нуклотроне, используя протон-протонное квазиупругое рассеяние.

Полученные значения поляризации также сравнивались с данными, полученными с помощью дейтрон-протонного упругого рассеяния при энергии 135 МэВ/нуклон. Сравнение показало, что полученные результаты хорошо соответствуют поляризации, полученной с помощью другого метода [9].

Эксперимент проводился в тестовом режиме. Планируется, что в будущих исследованиях с поляризованными пучками протонов и дейтронов будет улучшена точность измерений поляризации и анализирующей способности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, *Phys. Rev. C* **76**, 025209 (2007).
2. V. V. Fimushkin, A. D. Kovalenko, L. V. Kutuzova, Y. V. Prokofichev, B. Shutov, A. S. Belov, V. N. Zubets, and A. V. Turbabin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **678**, 012058 (2016).
3. A. I. Malakhov, S. V. Afanasiev, Yu. S. Anisimov, A. S. Artiimov, S. N. Bazilev, A. N. Khrenov, J. Kliman, V. A. Krasnov, V. Matousek, M. Morhac, A. Yu. Starikov, A. V. Shabunov, V. M. Slepnev, and I. Turzo, *Nucl. Instrum. Methods A* **440**, 320 (2000).
4. M. Albrow, S. A. Almed, B. Bosnjakovic, C. Daum, F. Erne, J. Lagnaux, J. Sens, and F. Udo, *Nucl. Phys. B* **23**, 445 (1970).
5. J. Bystricky, P. Chaumette, J. Deregél, J. Fabre, F. Lehar, A. De Lesquen, L. Van Rossum, J. Fontaine, J. Gosset, F. Perrot, C. Whitten, J. Ball, P. Chesny, C. Newsom, J. Yonnet, T. Niinikoski, *et al.*, *Nucl. Phys. B* **262**, 727 (1985).
6. G. Cozzika, Y. Ducros, A. de Lesquen, J. Movchet, J. C. Raoul, L. van Rossum, J. Deregél, and J. M. Fontaine, *Phys. Rev.* **164**, 1672 (1967).
7. M. Altmeier, F. Bauer, J. Bisplinghoff, K. Bußer, M. Busch, T. Colberg, L. Demirors, H. P. Engelhardt, P. D. Eversheim, K. O. Eyser, O. Felden, R. Gebel, M. Glende, J. Greiff, F. Hinterberger, E. Jonas, *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **23**, 351 (2005).
8. G. Glass, T. S. Bhatia, J. C. Hiebert, R. A. Kenefick, S. Nath, L. C. Northcliffe, W. B. Tipples, and J. E. Simmons, *Phys. Rev. C* **47**, 1369 (1993).
9. Y. T. Skhomenko, V. P. Ladygin, Y. V. Gurchin, A. Y. Isupov, M. Janek, J. T. Karachuk, A. N. Khrenov, P. K. Kurilkin, A. N. Livanov, S. M. Piyadin, S. G. Reznikov, A. A. Terekhin, A. V. Tishevsky, A. V. Averyanov, A. S. Belov, E. V. Chernykh, *et al.*, *EPJ Web Conf.* **204**, 10002 (2019).
10. G. G. Ohlsen, *Rep. Prog. Phys.* **35**, 717 (1972).

DEUTERON BEAM VECTOR POLARIZATION MEASUREMENT USING PROTON-PROTON QUASIELASTIC SCATTERING AT THE ENERGIES 500 AND 650 MeV/NUCLEON

I. S. Volkov¹⁾, V. P. Ladygin¹⁾, Ya. T. Skhomenko¹⁾, Yu. V. Gurchin¹⁾, A. Yu. Isupov¹⁾,
M. Janek²⁾, J. T. Karachuk^{1),3)}, A. N. Khrenov¹⁾, P. K. Kurilkin¹⁾, A. N. Livanov¹⁾,
S. M. Piyadin¹⁾, S. G. Reznikov¹⁾, A. A. Terekhin¹⁾, A. V. Tishevsky¹⁾, A. V. Averyanov¹⁾,
E. V. Chernykh¹⁾, D. Enache³⁾, D. O. Krivenkov¹⁾, I. E. Vnukov⁴⁾

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Physics Department, University of Žilina, Žilina, Slovakia

³⁾National Institute for R&D in Electrical Engineering ICPE-CA, Bucharest, Romania

⁴⁾Belgorod State National Research University, Belgorod, Russia

The deuteron beam vector polarization was obtained at the Nuclotron Internal Target Station using quasielastic proton-proton scattering on the polyethylene target. The selection of useful events was performed using the time and amplitude information from scintillation counters. The asymmetry on hydrogen was obtained by the subtraction of the carbon background. The values of vector polarization were obtained at the beam energies of 500 and 650 MeV/nucleon. The obtained values are compared with the data obtained in the deuteron-proton elastic scattering at the beam energy of 135 MeV/nucleon.

О ЗНАЧИМОСТИ НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПРЯМОМ ПОИСКЕ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

© 2023 г. В. А. Бедняков^{1)*}

Поступила в редакцию 12.06.2023 г.; после доработки 12.06.2023 г.; принята к публикации 05.07.2023 г.

На основе предложенного ранее подхода к описанию рассеяния слабовазимодействующих нерелятивистских массивных нейтральных частиц были получены явные выражения и сделаны оценки для ожидаемой скорости счета событий прямого детектирования частиц темной материи (DM), одновременно учитывающие упругий (когерентный) и неупругий (некогерентный) каналы взаимодействия DM-частицы с ядром-мишенью. Впервые в данном подходе при расчете вклада неупругих процессов было учтено влияние энергии возбуждения ядра. Корреляции между энергией возбуждения и допустимыми значениями кинетической энергии отдачи возбужденного ядра заметным образом ограничивают возможности детектирования неупругого канала некоторыми ядрами. Помимо Стандартной модели распределения темной материи вблизи Земли было рассмотрено влияние других моделей, допускающих заметно большие скорости DM-частиц. С ростом энергии отдачи ядра T_A имеет место плавный переход от доминирования упругого канала к доминированию неупругого канала DM-ядерного взаимодействия. Если DM-детектор настроен на регистрацию (только) событий упругого рассеяния, то он ничего не может регистрировать, когда энергия отдачи ядра оказывается ниже порога регистрации. При возрастании T_A такой детектор теряет способность что-либо “видеть”, поскольку упругие процессы быстро сходят на нет. Единственным возможным свидетельством произошедшего взаимодействия становится излучение от снятия возбуждения ядра. В случае спин-независимого взаимодействия с ростом T_A неупругий вклад достаточно быстро становится основным. Дифференциальная скорость счета событий при этом уменьшается незначительно. Если DM-частица взаимодействует с нуклонами только спин-зависимым образом, то на ядрах с нулевым спином детекторы, традиционно ориентированные на регистрацию упругого спин-зависящего DM-сигнала, ничего не смогут зарегистрировать, поскольку весь сигнал “идет” через неупругий канал. Получается, что искомые взаимодействия DM-частиц вполне могут иметь заметную интенсивность, но прибор не способен их обнаружить. Таким образом, следует планировать эксперименты по прямому детектированию частиц темной материи в постановке, когда возможно детектирование двух сигналов — энергии отдачи ядра и γ -квантов с определенной энергией от снятия ядерного возбуждения. Такой эксперимент даст полную информацию о произошедшем DM-взаимодействии.

DOI: 10.31857/S0044002723060107, EDN: OUMUDA

1. ПРЯМОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЧАСТИЦ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

За прошедшие почти 100 лет присутствие темной материи (dark matter, DM) в космическом пространстве вокруг нас не только хорошо подтверждается разнообразными астрофизическими наблюдениями [1–6], но и стало одной из самых интригующих проблем фундаментальной науки [7–12]. Согласно современным представлениям эта дополнительная несветящаяся и небарионная материя, проявляющая себя пока только гравитационно, состоит из (микро) частиц неизвестного в рамках Стандартной модели (СМ) происхождения

[13–18]. Длительное время одним из лучших кандидатов на роль такой частицы считалась Слабо Взаимодействующая Массивная Частица (WIMP), поскольку, обладая массой в интервале от 1 ГэВ/ c^2 до 1 ТэВ/ c^2 , она достаточно естественным образом удовлетворяла космологическим требованиям ранней Вселенной.

Поиск WIMP-частиц велся в земных условиях в трех направлениях. Это так называемое прямое детектирование, нацеленное на регистрацию актов взаимодействия DM-частиц с обычным веществом, косвенное детектирование, которое направлено на обнаружение продуктов аннигиляции DM-частиц внутри тех или иных космических объектов, и поиск образования частиц кандидатов на роль DM в экспериментах на современных коллайдерах достаточно высоких энергий [19].

¹⁾Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова, ОИЯИ, 141980, Дубна, Россия.

*E-mail: bedny@jinr.ru

На фоне практически всеобщего признания самого факта существования темной материи результат этого поиска выглядит весьма противоречиво. С одной стороны, считается, что ни в одном из проведенных экспериментов WIMP-частиц не было обнаружено [7, 12]. В течение нескольких десятилетий проводился интенсивный поиск WIMP-частиц — кандидатов на роль галактической темной материи. На сечение их взаимодействия нуклонами было получено множество ограничений, которые были приближены почти вплотную к минимальному пределу — нейтринной подложке [20, 21] — для DM-масс масштаба $1 \text{ ГэВ}/c^2$ [22].

С другой стороны, никто до сих пор не смог опровергнуть результаты коллаборации DAMA, которая единственная в течение почти двух десятилетий наблюдала годовую модуляцию сигнала, соответствующую присутствию DM-частиц в нашей галактике на уровне достоверности 13σ [8, 9, 13, 23].

Считается, что вращение Земли (с находящимся на ней детектором) вокруг Солнца при движении их обоих сквозь галактическую DM-среду вызывает годовую модуляцию интенсивности DM-ядерного взаимодействия [24–27]. Когда движение Земли противоположно направлению движения Солнца, относительная скорость DM-частицы и детектора (и вероятность их взаимодействия) достигает минимального значения. Когда же Земля движется в том же направлении, что и Солнце, относительная скорость и вероятность взаимодействия максимальны. Это явление практически не зависит от характера взаимодействия между частицами, и, если взаимодействие в принципе возможно, оно определяется распределением скоростей DM-частиц в Галактике (а точнее, вблизи Солнца и Земли). Хотя эта модулирующая составляющая сигнала заметно меньше усредненного по времени полного ожидаемого сигнала, ее значение трудно переоценить. Она представляет собой единственную в настоящее время экспериментально достижимую сигнатуру, свидетельствующую именно о галактической природе взаимодействующих с материалом детекторов WIMP-частиц. Фактически только эта сигнатура, а следовательно только эксперимент по прямому DM-детектированию, позволяет доказать наличие темной материи в окружающем нас пространстве [26].

В связи с результатами коллаборации DAMA следует подчеркнуть два важных факта. Во-первых, модуляция, которая наблюдалась в этом эксперименте, имеет фазу, амплитуду и период, очень хорошо соответствующие именно галактической темной материи. Во-вторых, до сих пор никакой другой коллаборации не удалось наблюдать эту модуляцию. Более того, упомянутые

выше два других пути поиска DM-частиц способны лишь обнаружить потенциального DM-кандидата, принадлежность которого к галактической темной материи необходимо будет в дальнейшем доказать путем регистрации вызванного им модуляционного сигнала в эксперименте по прямому поиску DM.

Итак, несмотря на значительные технические трудности и серьезные систематические неопределенности²⁾, эксперименты по прямому поиску DM-частиц играют исключительно важную, решающую роль в определении природы окружающей нас темной материи [7, 14, 19, 24, 28–32]. Без них это сделать невозможно.

В ответ на длительное отсутствие положительных результатов широкого спектра уже имеющихся экспериментов по поиску WIMP-частиц темной материи (за исключением результатов DAMA/LIBRA) появилось множество новых, порой экзотических, альтернативных моделей и предложений как по возможному составу самой темной материи [33–37] и ее необычным свойствам [23, 38–44], так и в направлении более изощренных методов ее детектирования [45–52].

По существу, интерес сместился в сторону так называемой легкой темной материи, массы частиц которой сравнимы с массами электронов и/или нуклонов [53, 54]. Чувствительность к легким DM-частицам традиционных детекторов, нацеленных на прямой поиск WIMP-частиц, в силу измерения только энергии отдачи ядра очень сильно падает вместе с уменьшением DM-массы. Например, DM-частица с массой менее 1 ГэВ и типичной кинетической энергией в локальном гало не способна вызвать отдачу ядра выше порога 1 кэВ , что и приводит к быстрому снижению чувствительности [42].

Эта проблема с легкой темной материей, во-первых, потребовала новых идей и технологий в создании более чувствительных детекторов, как минимум с существенно пониженным энергетическим порогом [34, 51, 55–58]. Во-вторых, поскольку считалось, что легкие DM-частицы способны выбить электрон отдачи с энергией, превышающей более низкий порог регистрации такого электрона (около 0.186 кэВ для ксенона [59]), то было предложено регистрировать легкие DM-частицы за счет их взаимодействия с электронами из электронных оболочек атомов [42, 59, 60]. В-третьих,

²⁾Необходимы прецизионные низкофоновые и низкороговые детекторы, нужна защита от множества разнообразных фоновых процессов. Имеет место маленькая вероятность взаимодействия и малая скорость счета событий. Статистику надо набирать годами. Велика неопределенность распределения DM-частиц как в галактике, так и непосредственно в области Земли. Взаимодействие DM-частиц с одним типом мишени не гарантирует взаимодействия с другим, например из-за различного нуклонного и спинового состава, и т.д. и т.п.

эта проблема стала стимулом поиска разумных каналов увеличения энергии легких ДМ-частиц.

Один вариант такого увеличения энергии легких частиц-ДМ-кандидатов основан на применении ускорительных комплексов не столько высокой энергии, сколько высокой интенсивности, на которых предполагается достаточно обильное образование легких ДМ-частиц, например, напрямую в пучках лептонов или протонов, в распадах мезонов и барионов, путем тормозного излучения и т.п. [47, 54, 61].

Другой вариант опирается на “естественные” механизмы образования почти релятивистских ДМ-частиц в современной Вселенной, которые не противоречат наблюдательным и экспериментальным ограничениям. Как правило, считается, что потоки таких ускоренных ДМ-частиц менее интенсивны, но более энергичны, что позволяет преодолевать ограничения чувствительности низкопороговых детекторов [62].

Так, например, стало понятно, что легкие ДМ-частицы могут быть ускорены до релятивистских или почти релятивистских скоростей за счет упругого рассеяния космическими лучами в гало Млечного Пути [63–69]. Был предложен новый механизм ускорения ДМ-частиц, называемый блазарно-усиленной темной материей (Blazar-Boosted DM), когда за счет рассеяния на протонах высоких энергий в струе блазара ДМ-частицы могут разгоняться до высоких скоростей и иметь достаточно большие локальные плотности [39, 42, 70]. Были предложены и другие механизмы формирования так называемых boosted ДМ-популяций [42, 71–77]. Например, модель гравитационно взаимодействующей темной материи [78], так называемой HYPER ДМ-модели [79] и ускорения темной материи (millicharged) за счет ударных волн при взрывах сверхновых звезд [80, 81].

Наконец, был придуман механизм, позволяющий легким нерелятивистским ДМ-частицам производить вполне регистрируемые энергии ядер отдачи в том случае, когда модель, лежащая в основе темного сектора, допускает большую разницу масс между ДМ-частицами в начальном и конечном состояниях (неупругое рассеяние) [23, 35, 38, 40, 43, 82–84]. Понятно, что такие энергичные “вторичные” ДМ-частицы будут рассеиваться в детекторах и передавать достаточную энергию ядрам-мишеням, генерируя сигналы, превышающие порог обнаружения, что позволяет понизить нижний предел на регистрации в прямом ДМ-эксперименте ДМ-массы до уровня сотен кэВ [76].

Помимо этого, в работе [30] было обнаружено, что распределение скоростей в галактоцентрической системе отсчета имеет сильные отклонения от формы Максвелла–Больцмана, что указывает

на наличие высокоскоростной ДМ-субструктуры, скорости частиц в которой могут достигать величин 800 км/с при заметном увеличении локальной плотности ρ_{DM} .

Подчеркнем, резюмируя вводную часть, критическую значимость экспериментов по прямому поиску темной материи, и обратим внимание на то, что в настоящее время в этих экспериментах область возможных значений кинетических энергий ДМ-частиц (как малых, так и больших масс) значительно расширена за пределы стандартной модели ДМ-гало, в основе которой лежит распределение Максвелла–Больцмана с наиболее вероятной скоростью 220 км/с и скоростью покидания галактики 540 км/с.

В свете вышесказанного представляется несколько преждевременным в силу исключительной значимости [19, 26, 29, 85] предавать забвению традиционный путь прямого детектирования массивных слабовзаимодействующих частиц темной материи без критического анализа общепринятых в этом методе основополагающих предположений и деталей.

Такой анализ на базе подхода [86–89] был начат в работе [90], где было показано, что с ростом энергии отдачи ядра T_A имеет место хорошо контролируемый переход от доминирования упругого χA -взаимодействия к доминированию χA -неупругого взаимодействия при рассеянии массивной нейтральной нерелятивистской χ -частицы на ядре. В такой ситуации прибор, настроенный на поиск только упругого χA -рассеяния, при возрастании T_A начинает “слепнуть”, так как число упругих процессов становится все меньше и меньше, им на смену приходят неупругие χA -процессы, которые такой прибор не способен “видеть”. В работе [90] на уровне χA -сечений продемонстрировано, что это “явление” в наиболее критическом виде может проявляться как раз в эксперименте по прямому поиску темной материи, результаты которого обычно интерпретируются в терминах спин-независимого и спин-зависимого взаимодействия ДМ-частицы с нуклонами. Важно подчеркнуть, что оба эти взаимодействия лежат за рамками СМ и могут иметь совершенно неожиданный характер [90]. Упомянутое выше расширение области значений T_A , в силу допустимого возрастания скорости ДМ-частиц до уровня $|\mathbf{v}|/c = 10^{-2} - 10^{-1}$, только усугубляет эту ситуацию.

Помимо сказанного заметим, что если после χA -рассеяния энергия отдачи ядра оказывается ниже порога регистрации детектора, т.е. $T_A < T_A^{\min}$, то упругий сигнал вообще невозможно обнаружить. При таких “невидимых” T_A единственным свидетельством произошедшего χA -взаимодействия становится излучение от снятия

возбуждения ядра, т.е. неупругий сигнал, хотя его интенсивность при $T_A < T_A^{\min}$ может быть на порядок меньше интенсивности упругого сигнала [90]. В целом, когда регистрируется только энергия отдачи ядра T_A , невозможно понять, какой процесс, упругий или неупругий, имел место быть [7, 15, 19–21], т.е. непонятно, какие формулы следует применять при анализе данных.

Таким образом, задача данной работы состоит в поиске и исследовании на основе подхода [86–90] таких областей параметров (кинематических и физических), где скорость счета полезных событий (event rate), обусловленная неупругим (некогерентным) процессом $\chi A \rightarrow \chi A^*$, может составлять заметную конкуренцию скорости счета полезных событий, вызванных упругим (когерентным) $\chi A \rightarrow \chi A$ рассеянием. Наличие именно таких областей параметров в силу нестандартного характера искомого χA -взаимодействия может послужить объяснением “слепоты” детекторов темной материи, настроенных на прямой поиск событий χA -рассеяния только в упругом канале.

2. КИНЕМАТИКА И СЕЧЕНИЕ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО χA -РАССЕЯНИЯ

В случае взаимодействия двух частиц с образованием двух частиц (процесс $2 \rightarrow 2$):

$$\chi(k) + A(P_n) \rightarrow \chi(k') + A^{(*)}(P'_m), \quad (1)$$

4-импульсы падающего и уходящего нейтрального массивного лептона (χ -частицы) обозначены как $k = (k_0 = E_\chi, \mathbf{k})$ и $k' = (k'_0 = E'_\chi, \mathbf{k}')$, а 4-импульсы начального и конечного состояния ядра соответственно как $P_n = (P_n^0, \mathbf{P}_n)$ и $P'_m = (P'_m^0, \mathbf{P}_m)$ (см. рис. 1а). Полная энергия ядерного состояния $|P_n\rangle$ равна $P_n^0 = E_{\mathbf{P}} + \varepsilon_n$, где ε_n — внутренняя энергия n -го квантового состояния ядра. Если χ -частица с массой m_χ и импульсом $\mathbf{k}$ налетает вдоль z -оси на покоящееся ядро A и улетает под углом θ к z -оси с импульсом $\mathbf{k}'$ (y -ось всегда можно выбрать перпендикулярной плоскости рассеяния), то 4-импульсы можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} k &= (k_0 = \sqrt{m_\chi^2 + |\mathbf{k}|^2}, 0, 0, k_z = |\mathbf{k}|), \\ P_n &= (P_n^0 = m_A + \varepsilon_n, 0, 0, 0), \\ k' &= (k'_0 = \sqrt{m_\chi^2 + |\mathbf{k}'|^2}, \\ k'_x &= |\mathbf{k}'| \sin \theta, 0, k'_z = |\mathbf{k}'| \cos \theta), \\ P'_m &= (P'_m^0 = \varepsilon_m + \\ &+ \sqrt{m_A^2 + (P_m^x)^2 + (P_m^z)^2}, P_m^x, 0, P_m^z) = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= (P_m^0 = \varepsilon_m + \sqrt{m_A^2 + \mathbf{q}^2}, -|\mathbf{k}'| \sin \theta, \\ &0, |\mathbf{k}| - |\mathbf{k}'| \cos \theta), \end{aligned}$$

где m_A — масса ядра A , а ε_m — энергия возбуждения m -го уровня (состояния) этого ядра. Переданный ядру 4-импульс $q = (q_0, \mathbf{q})$ следующим образом связан с этими величинами:

$$\begin{aligned} q^2 &\equiv (k - k')^2 = 2(m_\chi^2 - (k k')) = \quad (2) \\ &= 2(m_\chi^2 - \sqrt{(m_\chi^2 + |\mathbf{k}'|^2)(m_\chi^2 + |\mathbf{k}|^2)} + \\ &\quad + |\mathbf{k}||\mathbf{k}'| \cos \theta), \\ q_0 &= k_0 - k'_0 = P_m^0 - P_n^0 = \Delta\varepsilon_{mn} + T_A, \\ \mathbf{q}^2 &= (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 = (-|\mathbf{k}'| \sin \theta)^2 + \\ &+ (|\mathbf{k}| - |\mathbf{k}'| \cos \theta)^2 = |\mathbf{k}|^2 + |\mathbf{k}'|^2 - 2|\mathbf{k}||\mathbf{k}'| \cos \theta. \end{aligned}$$

Кинетическая энергия движения ядра отдачи T_A определяется в виде

$$T_A = \sqrt{m_A^2 + \mathbf{q}^2} - m_A. \quad (3)$$

Закон сохранения энергии, т.е. равенства $k_0 + P_n^0 = k'_0 + P_m^0$, можно переписать в виде

$$\begin{aligned} k_0 + m_A - \Delta\varepsilon_{mn} &= \sqrt{m_\chi^2 + |\mathbf{k}'|^2} + \quad (4) \\ &+ \sqrt{m_A^2 + |\mathbf{k}'|^2 + |\mathbf{k}|^2 - 2|\mathbf{k}||\mathbf{k}'| \cos \theta}, \end{aligned}$$

где разность энергий ядерных $|m\rangle$ и $|n\rangle$ состояний обозначена следующим образом:

$$\Delta\varepsilon_{mn} \equiv \varepsilon_m - \varepsilon_n. \quad (5)$$

Из сохранения энергии выражения (4) также следует, что

$$\begin{aligned} T_A(|\mathbf{k}'|, \cos \theta) &= k_0 - k'_0 - \Delta\varepsilon_{mn} = \quad (6) \\ &= \sqrt{m_\chi^2 + |\mathbf{k}|^2} - \sqrt{m_\chi^2 + |\mathbf{k}'|^2} - \Delta\varepsilon_{mn}. \end{aligned}$$

В стандартной модели Гало [16, 17, 27, 91] оценка скорости движения ДМ-частиц вблизи Земли составляет примерно 10^{-3} от скорости света, т.е. $|\mathbf{v}| = |\mathbf{k}|/m_\chi \simeq 10^{-3}c \simeq 350$ км/с, при максимальном значении порядка 550 км/с. Согласно упомянутому во Введении работам максимальная скорость может достигать заметно больших значений, приближающихся к 1000 км/с. Тем не менее кинетическая энергия ДМ-частиц, налетающих на покоящееся ядро-мишень,

$$T_0 \equiv \frac{|\mathbf{k}|^2}{2m_\chi} = \frac{|\mathbf{v}|^2 m_\chi}{2} \simeq 10^{-(6-4)} \frac{m_\chi c^2}{2} \quad (7)$$

остается в области десятков МэВ, что заметно меньше массы покоя ДМ-частицы m_χ , хотя по другим оценкам эта энергия может достигать ГэВ-ного уровня. В традиционных задачах

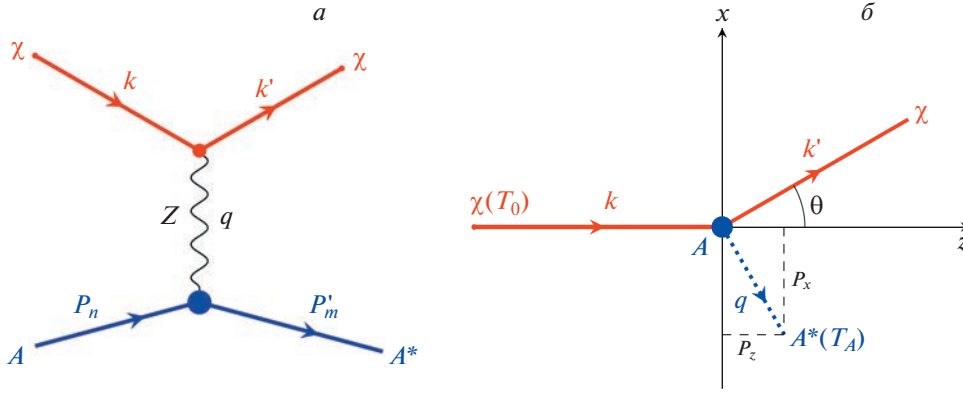


Рис. 1. “Внешний вид” χA -взаимодействия за счет обмена, например, нейтральным Z -бозоном (а). Кинематика этого процесса в лабораторной системе отсчета, где ядро A покоится (б).

прямого детектирования темной материи обычно $m_A \geq 10$ ГэВ/ c^2 , энергии отдачи ядер не превышают 200 кэВ, типичная разность энергий возбуждения ядер находится в области нескольких сотен кэВ. Иными словами, имеются характерные масштабы величин

$$\begin{aligned} 10 \leq m_A \leq 100 \text{ ГэВ}/c^2, \\ 1 < m_\chi < 10^4 \text{ ГэВ}/c^2, \quad 1 \text{ кэВ} \leq T_0 \leq 1 \text{ ГэВ}, \\ T_A \leq 200 \text{ кэВ}, \quad |\mathbf{q}| \leq 0.2 - 0.3 \text{ ГэВ}/c, \\ \Delta\varepsilon_{mn} \leq 1 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (8)$$

Поэтому в последующем изложении будет достаточно использовать нерелятивистское приближение, т.е. когда

$$\begin{aligned} k_0 &= (m_\chi^2 + |\mathbf{k}|^2)^{1/2} \simeq m_\chi + \frac{|\mathbf{k}|^2}{2m_\chi} = m_\chi + T_0, \\ \sqrt{m_\chi^2 + |\mathbf{k}'|^2} &\simeq m_\chi + \frac{|\mathbf{k}'|^2}{2m_\chi} \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} T_A(|\mathbf{k}'|, \cos \theta) &\simeq \frac{\mathbf{q}^2}{2m_A} = \\ &= \frac{|\mathbf{k}'|^2 + |\mathbf{k}|^2 - 2|\mathbf{k}||\mathbf{k}'| \cos \theta}{2m_A}. \end{aligned} \quad (9)$$

Наблюдаемое дифференциальное сечение процесса $\chi A \rightarrow \chi A^{(*)}$ представляет собой сумму двух слагаемых — некогерентного и когерентного [90], которые выражаются через скалярные произведения $(l_{s's}, h_{r'r}^{p/n})$ взаимодействующих лептонного и нуклонного токов:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{s's}}{dT_A}(\chi A \rightarrow \chi A^{(*)}) &= \\ &= \frac{d\sigma_{\text{inc}}^{s's}}{dT_A}(\chi_s A \rightarrow \chi_{s'} A^*) + \frac{d\sigma_{\text{coh}}^{s's}}{dT_A}(\chi_s A \rightarrow \chi_{s'} A), \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{inc}}^{s's}}{dT_A} &= c_A(T_0, m_A, m_\chi) g_{\text{inc}} \times \\ &\times \sum_{f=p,n} [1 - |F_f(\mathbf{q})|^2] \left[A_+^f \sum_{r'=\pm} |(l_{s's}, h_{r'r'}^{\eta,f})|^2 + \right. \\ &\quad \left. + A_-^f \sum_{r'=\pm} |(l_{s's}, h_{r'r'}^{\eta,f})|^2 \right], \\ \frac{d\sigma_{\text{coh}}^{s's}}{dT_A} &= c_A(T_0, m_A, m_\chi) \times \\ &\times g_{\text{coh}} \left| \sum_{f=p,n} F_f(\mathbf{q}) [A_+^f(l_{s's}, h_{r'r'}^{\eta,f}) + \right. \\ &\quad \left. + A_-^f(l_{s's}, h_{r'r'}^{\eta,f})] \right|^2, \end{aligned} \quad (11)$$

и $A_\pm^f$ — число нуклонов f -типа ($f = p, n$) с проекцией спина ± 1 на выделенное направление (например, направление прилета χ -частицы). В экспериментальной ситуации (или при расчетах) исходной внешней величиной является энергия отдачи T_A . Угол вылета χ -частицы в лабораторной системе отсчета как функции T_A , $\Delta\varepsilon_{mn}$ и T_0 имеет вид [90]

$$\begin{aligned} \cos \theta(T_A) &= \\ &= \frac{m_\chi(2T_0 - \Delta\varepsilon_{mn}) - T_A(m_\chi + m_A)}{2m_\chi \sqrt{T_0(T_0 - \Delta\varepsilon_{mn} - T_A)}}. \end{aligned} \quad (12)$$

В формулах (11) введен универсальный общий множитель

$$\begin{aligned} c_A &\equiv c_A(T_0, m_A, m_\chi) \equiv \\ &\equiv \frac{G_F^2 m_A}{2^6 \pi m^2 (2T_0 m_\chi)} = \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \frac{1}{2^4 m^2 |\mathbf{k}_\chi^l|^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где m — масса нуклона, и явно выделена зависимость от начальной энергии T_0 падающей на

покоящееся ядро χ -частицы. Интенсивность гипотетического взаимодействия χ -частицы с нуклонами (пропорциональная G_F^2) “спрятана в недрах” соответствующих скалярных произведений токов. Скалярные произведения лептонного (χ -частицы) и нуклонного токов для любых значений проекций спинов нуклона ($r', r = \pm 1$) и χ -частицы ($s', s = \pm 1$), отвечающие взаимодействию массивной нейтральной χ -частицы с нуклоном по каналу нейтрального слабого тока, определены следующим образом [92]:

$$(l_{s's}^w, h_{r'r}^{w,f}) = \alpha_f(l_{s's}^v h_{r'r}^v) + \beta_f(l_{s's}^v h_{r'r}^a) + \gamma_f(l_{s's}^a h_{r'r}^v) + \delta_f(l_{s's}^a h_{r'r}^a), \quad (14)$$

где

$$\alpha_f = \chi_V h_V^f = +g_V^f, \quad \beta_f = \chi_V h_A^f = -g_A^f, \\ \gamma_f = \chi_A h_V^f = -g_V^f, \quad \delta_f = \chi_A h_A^f = +g_A^f.$$

Правые равенства в этих выражениях дают значения констант для нейтрино Стандартной модели (поскольку у нейтрино $\chi_V = -\chi_A = 1$). Индекс f обозначает нейтрон или протон. В нерелятивистском приближении скалярные произведения имеют вид

$$(l_{\pm\pm}^w, h_{\pm\pm}^{w,f}) = m_c^2(\alpha_f - \delta_f), \quad (15) \\ (l_{\pm\pm}^w, h_{\mp\mp}^{w,f}) = m_c^2(\alpha_f + \delta_f), \\ (l_{\pm\mp}^w, h_{\mp\pm}^{w,f}) = -2m_c^2\delta_f, \\ (l_{\pm\mp}^w, h_{\mp\mp}^{w,f}) = \pm m_s^2 e^{\mp i\phi}(\alpha_f - \delta_f), \\ (l_{\pm\mp}^w, h_{\pm\pm}^{w,f}) = \pm m_s^2 e^{\mp i\phi}(\alpha_f + \delta_f), \\ (l_{\pm\pm}^w, h_{\pm\pm}^{w,f}) = \mp 2m_s^2 e^{\mp i\phi}\delta_f, \\ (l_{\pm\pm}^w, h_{\mp\mp}^{w,f}) = (l_{\pm\mp}^w, h_{\mp\pm}^{w,f}) \simeq 0.$$

Здесь введены используемые далее обозначения

$$m_c^2 \equiv 4m_\chi m \cos \frac{\theta}{2}, \quad m_s^2 \equiv 4m_\chi m \sin \frac{\theta}{2}. \quad (16)$$

Формулы (11) удобно переписать в терминах полного числа нуклонов f -типа A_f и разности числа нуклонов ΔA_f , имеющих положительную и отрицательную проекцию спина на выделенное направление:

$$A_\pm^f = \frac{1}{2}(A_f \pm \Delta A_f), \quad (17)$$

где $A_f \equiv A_+^f + A_-^f$ и $\Delta A_f \equiv A_+^f - A_-^f$.

В результате для нерелятивистского взаимодействия слабых токов набор когерентных χA -сечений имеет вид

$$\frac{d\sigma_{\text{coh}}^{\mp\mp}(\mathbf{q})}{g_{\text{coh}} dT_A} = \cos^2 \frac{\theta}{2} \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \times \quad (18)$$

$$\times \frac{m_\chi^2}{|\mathbf{k}_\chi^l|^2} \left[\sum_{f=p,n} F_f(\mathbf{q}) A_f \left(\alpha_f \pm \delta_f \frac{\Delta A_f}{A_f} \right) \right]^2, \\ \frac{d\sigma_{\text{coh}}^{\mp\pm}(\mathbf{q})}{g_{\text{coh}} dT_A} = \sin^2 \frac{\theta}{2} \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \times \\ \times \frac{m_\chi^2}{|\mathbf{k}_\chi^l|^2} \left[\sum_{f=p,n} F_f(\mathbf{q}) A_f \left(\alpha_f \mp \delta_f \frac{\Delta A_f}{A_f} \right) \right]^2, \\ \frac{d\sigma_{\text{coh}}^{\text{total}}(\mathbf{q})}{g_{\text{coh}} dT_A} = \frac{1}{2} \sum_{s's} \frac{d\sigma_{\text{coh}}^{s's}}{g_{\text{coh}} dT_A} = \\ = \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \frac{m_\chi^2}{|\mathbf{k}_\chi^l|^2} \left(\left[\sum_{f=p,n} \alpha_f A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[\sum_{f=p,n} \delta_f \Delta A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 \right).$$

Аналогичный набор сечений некогерентного χA -рассеяния таков:

$$\frac{d\sigma_{\text{inc}}^{\mp\mp}(\mathbf{q})}{g_{\text{inc}} dT_A} = \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \frac{m_\chi^2}{|\mathbf{k}_\chi^l|^2} \times \quad (19) \\ \times \sum_{f=p,n} [1 - F_f^2(\mathbf{q})] A_f \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} \alpha_f^2 + \right. \\ \left. + \left(1 + \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta_f^2 \pm \right. \\ \left. \pm \frac{2\Delta A_f}{A_f} \delta_f \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} \alpha_f + \sin^2 \frac{\theta}{2} \delta_f \right] \right\}, \\ \frac{d\sigma_{\text{inc}}^{\mp\pm}(\mathbf{q})}{g_{\text{inc}} dT_A} = \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \frac{m_\chi^2}{|\mathbf{k}_\chi^l|^2} \times \\ \times \sum_{f=p,n} [1 - F_f^2(\mathbf{q})] A_f \left\{ \sin^2 \frac{\theta}{2} \alpha_f^2 + \right. \\ \left. + \left(1 + \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta_f^2 \mp \right. \\ \left. \mp \frac{2\Delta A_f}{A_f} \delta_f \left[\sin^2 \frac{\theta}{2} \alpha_f + \cos^2 \frac{\theta}{2} \delta_f \right] \right\}, \\ \frac{d\sigma_{\text{inc}}^{\text{total}}(\mathbf{q})}{g_{\text{inc}} dT_A} = \frac{1}{2} \sum_{s's} \frac{d\sigma_{\text{inc}}^{s's}}{g_{\text{inc}} dT_A} = \\ = \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \frac{m_\chi^2}{|\mathbf{k}_\chi^l|^2} \sum_{f=p,n} A_f^2 [1 - F_f^2(\mathbf{q})] [\alpha_f^2 + 3\delta_f^2].$$

Наконец, измеряемое полное сечение χA -рассеяния за счет взаимодействия слабых лептонного и нуклонного токов в нерелятивистском приближении получается в виде

$$\frac{d\sigma_{\text{nonrel}}^{\text{weak}}}{dT_A}(\chi A \rightarrow \chi A^*) = \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \times \quad (20)$$

$$\times \frac{m_\chi^2}{|\mathbf{k}_\chi^l|^2} \left\{ g_{\text{inc}} \sum_{f=p,n} A^f [1 - F_f^2(\mathbf{q})] [\alpha_f^2 + 3\delta_f^2] + \right. \\ \left. + g_{\text{coh}} \left(\left[\sum_{f=p,n} \alpha_f A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 + \left[\sum_{f=p,n} \delta_f \Delta A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 \right) \right\}.$$

Здесь использовано, что

$$c_A (4m_\chi m)^2 = (4m_\chi m)^2 \frac{G_F^2 m_A}{2^6 \pi m^2 |\mathbf{k}_\chi^l|^2} = \quad (21) \\ = \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \frac{m_\chi^2}{|\mathbf{k}_\chi^l|^2}.$$

3. СКОРОСТЬ СЧЕТА СОБЫТИЙ РЕГИСТРАЦИИ χ -ЧАСТИЦ

Как известно (см., например, [19, 27, 91, 93–95]), в экспериментах по прямому детектированию ДМ-частиц измеряемой величиной является так называемая скорость счета событий или число полезных событий в единицу времени (event counting rate). Эта величина пропорциональна произведению скорости взаимного столкновения частиц и сечения их взаимодействия, $v\sigma(v, \dots)$, проинтегрированному по всем допустимым значениям этой относительной скорости v с соответствующим весом в виде некоторой функции распределения $f(v)$, которая определяет вероятность иметь данное значение скорости v в момент взаимодействия ДМ-частицы с детектором.

Для ДМ-частиц (с массой 100 ГэВ/ c^2) “классическая” оценка скорости счета опирается на довольно большое значение ожидаемого потока ДМ-частиц через Землю [94]:

$$\Phi_{\text{DM}} = \frac{\rho_{\text{DM}}}{m_{\text{DM}}} \langle v \rangle \cong \frac{6.6 \times 10^4}{\text{см}^2 \text{ с}} \left[\frac{\rho_{\text{DM}}}{0.3 \text{ ГэВ/см}^3} \right] \times \\ \times \left[\frac{100 \text{ ГэВ}}{m_{\text{DM}}} \right] \left[\frac{\langle v \rangle}{220 \text{ км/с}} \right],$$

и для мишени с атомным номером $A = 100$ и типичным сечением на уровне 10^{-38} см^2 составляет весьма незначительную величину:

$$R = \sigma \frac{N_{\text{Av}}}{A} \Phi_{\text{DM}} \cong \\ \cong 0.13 \frac{\text{событий}}{\text{кг год}} \left[\frac{100 \text{ г/моль}}{A} \right] \left[\frac{\rho_{\text{DM}}}{0.3 \text{ ГэВ/см}^3} \right] \times \\ \times \left[\frac{100 \text{ ГэВ}}{m_{\text{DM}}} \right] \left[\frac{\langle v \rangle}{220 \text{ км/с}} \right] \left[\frac{\sigma}{10^{-38} \text{ см}^2} \right].$$

Здесь $\langle v \rangle$ и ρ_{DM} — средняя скорость и плотность ДМ-частиц с массой m_{DM} у Земли, σ — сечение взаимодействия ДМ-частицы с нуклоном, $N_{\text{Av}} = 6.02 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ — число Авогадро.

Интегральная скорость счета полезных событий определяется выражением

$$R(T_A^{\text{min}}) = n_\chi N_A \int_{v_{\text{min}}}^{v_{\text{max}}} f(v) dv \times \quad (22) \\ \times \int_{T_A^{\text{min}}}^{T_A^{\text{max}}} \frac{v d\sigma}{dT_A}(v, T_A) dT_A.$$

Зависимость скорости счета от (регистрируемой) энергии отдачи ядра $T_A \in (T_A^{\text{min}}, T_A^{\text{max}})$ имеет вид

$$\frac{dR(T_A^{\text{min}})}{dT_A} = n_\chi N_A \int_{v_{\text{min}}}^{v_{\text{max}}} f(v) \frac{v d\sigma}{dT_A}(v, T_A) dv. \quad (23)$$

Здесь N_A — полное число рассеивающих χ -частицу центров (число ядер A -типа) в мишени детектора. Если масса мишени 1 г, то $N_A = \frac{N_{\text{Av}}}{A}$; $n_\chi \equiv \rho_\chi / m_\chi$ — плотность числа χ -частиц, где $\rho_\chi \simeq 0.35 \text{ ГэВ/см}^3$ — плотность гало вокруг Земли (состоящего по предположению полностью из χ -частиц темной материи), T_A^{min} — это минимальная энергия отдачи ядра (нижний порог по энергии), v_{min} — минимальная относительная скорость χ -частицы и A -ядра, при которой еще возможна отдача ядра T_A^{min} :

$$v_{\text{min}} = \sqrt{T_A^{\text{min}} \frac{(m_A + m_\chi)^2}{2m_A m_\chi^2}} = \sqrt{\frac{2T_A^{\text{min}}}{m_\chi \mu_A}}, \quad (24) \\ \text{где } \mu_A \equiv \frac{4m_\chi m_A}{(m_\chi + m_A)^2}.$$

При относительных скоростях $v < v_{\text{min}}$ регистрация событий уже невозможна. Далее, $v_{\text{max}} = v_{\text{esc}}$ — максимально возможная скорость ДМ-частиц для данного ДМ-распределения. Тогда максимальная кинетическая энергия ДМ-частицы и максимально возможная кинетическая энергия отдачи ядра, возникающая в результате упругого столкновения ДМ-частицы с массой m_χ с ядром-мишени M_A , соответственно определяются выражениями

$$T_\chi^{\text{max}} = \frac{m_\chi v_{\text{max}}^2}{2} \quad (25) \\ \text{и } T_A^{\text{max}} = \frac{q_{\text{max}}^2}{2m_A} = \frac{2m_A v_{\text{max}}^2 m_\chi^2}{(m_A + m_\chi)^2} = T_\chi^{\text{max}} \mu_A.$$

Согласно стандартной модели гало (SHM) [23, 83, 96], скорости ДМ-частиц вблизи детектора определяются распределением Максвелла–Больцмана:

$$f_{\text{SHM}}(\mathbf{w}) = \frac{1}{(\pi v_0^2)^{3/2}} \exp \left[-\frac{(\mathbf{w} - \mathbf{v}_\oplus)^2}{v_0^2} \right], \quad (26)$$

и

$$v_{\text{esc}} = |\mathbf{v}|_{\text{max}} = |\mathbf{w} + \mathbf{v}_\oplus|_{\text{max}} \simeq 550 \frac{\text{км}}{\text{с}},$$

где $v_0 \simeq 220$ км/с. Обычно считается [27], что скорость движения Солнца $v_\odot \equiv v_{\text{Sun}} \simeq v_0 = \bar{v} \sqrt{\frac{2}{3}} \simeq 232 \pm 20$ км/с, где $\bar{v}$ — дисперсия скоростей в гало ($\simeq 270 \pm 25$ км/с). Скорость движения Земли относительно гало Галактики $\mathbf{v}_\oplus \neq 0$.

Для одномерной функции распределения ДМ-частиц по скоростям $w = |\mathbf{w}|$ относительно Земли (и относительно покоящегося на ней детектора) было получено [27]

$$f_{\text{SHM}}(w)dw \equiv f_{\text{SHM}}(x)dx, \quad (27)$$

$$\text{где } f_{\text{SHM}}(x) = \frac{4x^2}{\sqrt{\pi}} e^{-(x^2 + \eta^2)} \frac{\sinh(2x\eta)}{2x\eta},$$

$$\int f_{\text{SHM}}(x)dx = 1.$$

Здесь $x = \frac{w}{v_0}$ — безразмерная скорость ДМ-частицы относительно Земли, $\eta = \frac{v_\oplus}{v_0}$ — безразмерная скорость Земли относительно гало Галактики. Она зависит от времени $\eta = \eta(t)$, поскольку Земля имеет годовое обращение вокруг Солнца, при этом $\langle \eta(t) \rangle_{\text{year}} = \eta_0 \simeq 1.05$.

В настоящее время считается, что SHM-распределение (26) недостаточно точно описывает распределения ДМ-частиц в Галактике. Имеются анизотропные структуры типа потоков ДМ-частиц, обусловленные воздействием ближайших галактик [97]. В дальнейших оценках будем использовать следующее “упрощенно-обобщенное” выражение из [97]:

$$f_{\text{str}}(\mathbf{w}) = \frac{1}{\pi^{3/2}(\epsilon v_0)^3} \times \quad (28)$$

$$\times \exp \left[-\frac{(\mathbf{w} - (\mathbf{v}_\oplus + \mathbf{v}_{\text{str}}))^2}{(\epsilon v_0)^2} \right],$$

$$\text{где } |\mathbf{v}_{\text{str}}| \simeq 300 \text{ км/с}.$$

Это распределение “внешнего ДМ-потока” имеет в ϵ раз более “широкий купол” (множитель $(\epsilon v_0)^2$ стоит вместо v_0^2) по сравнению со SHM-распределением из (26), а роль скорости Земли $\mathbf{v}_\oplus$ в нем играет векторная сумма скоростей

$(\mathbf{v}_\oplus + \mathbf{v}_{\text{str}})$. Последнее означает, что по аналогии с формулой (27) можно записать:

$$f_{\text{str}}(w)dw \equiv f_{\text{str}}(y)dy, \quad (29)$$

$$\text{где } f_{\text{str}}(y) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} y^2 e^{-(y^2 + \xi^2)} \frac{\sinh(2y\xi)}{2y\xi}$$

$$\text{и } \int f_{\text{str}}(y)dy = 1,$$

где $y = \frac{w}{\epsilon v_0}$ — безразмерная скорость ДМ-частицы (принадлежащей внешнему потоку) относительно Земли, а $\xi = \frac{|\mathbf{v}_\oplus + \mathbf{v}_{\text{str}}|}{\epsilon v_0}$ — безразмерная сумма скоростей Земли и скорости потока относительно гало Галактики (в пренебрежении их зависимостью от времени). Для простоты будем считать, что $\xi = \frac{v_\oplus + v_{\text{str}}}{\epsilon v_0} \equiv \frac{\eta_{\text{str}}}{\epsilon}$. Полное одномерное нормированное на единицу распределение ДМ-частиц по скоростям относительно Земли тогда имеет вид

$$f_{\text{SHM+str}}(w)dw =$$

$$= \left[\left(1 - \frac{\rho_{\text{str}}}{\rho}\right) f_{\text{SHM}}(w) + \frac{\rho_{\text{str}}}{\rho} f_{\text{str}}(w) \right] dw \equiv$$

$$\equiv \left(1 - \frac{\rho_{\text{str}}}{\rho}\right) f_{\text{SHM}}(x)dx + \frac{\rho_{\text{str}}}{\rho} f_{\text{str}}(y)dy.$$

Это выражение с учетом $y = \frac{x}{\epsilon}$ и $\xi = \frac{\eta_{\text{str}}}{\epsilon}$ можно переписать в окончательном виде

$$f(x)dx \equiv f_{\text{SHM+str}}(w)dw = \quad (30)$$

$$= \gamma_1 f_{\text{SHM}}(x)dx + \gamma_\eta f_{\text{str}}(x)dx,$$

где уже

$$f_{\text{str}}(x) = \frac{4x^2}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2 + \eta_{\text{str}}^2}{\epsilon^2}} \frac{\sinh(2x\eta_{\text{str}}/\epsilon^2)}{2x\eta_{\text{str}}}.$$

В формуле (30) введены веса распределений, сумма которых равна единице, $\gamma_1 + \gamma_\eta = 1$.

Итак, функцию $f(v)$, входящую в формулу для скорости счета событий (23) и определяющую вероятность ДМ-частице иметь скорость $w \equiv |\mathbf{w}|$ в момент ее взаимодействия с покоящимся ядром мишени, будем далее использовать в виде выражения (30).

Измеряемое полное (просуммированное по всем спиновым индексам χ -частицы) дифференциальное сечение, входящее в (22) и (23), согласно (10) и (20), представляет собой сумму когерентного и некогерентного вкладов в χA -сечение:

$$\frac{d\sigma}{dT_A}(v, T_A) \equiv \frac{d\sigma_{\text{total}}}{dT_A}(\chi A \rightarrow \chi A^{(*)}) =$$

$$= \frac{d\sigma_{i(nc)}}{dT_A}(\chi_s A \rightarrow \chi_{s'} A^*) + \frac{d\sigma_{c(oh)}}{dT_A}(\chi_s A \rightarrow \chi_{s'} A).$$

Тогда полная (интегральная) скорость счета событий (22) в интервале энергий отдачи ядра $T_A^{\min} \leq T_A \leq T_A^{\max}$ может быть представлена как сумма когерентной и некогерентной скоростей счета событий:

$$R(T_A^{\min}, T_A^{\max}) \equiv R_{coh}(T_A^{\min}, T_A^{\max}) + R_{inc}(T_A^{\min}, T_A^{\max}), \quad (31)$$

где

$$R_{coh/inc}(T_A^{\min}, T_A^{\max}) \equiv \int_{T_A^{\min}}^{T_A^{\max}} dT_A \frac{dR(T_A)_{coh/inc}}{dT_A},$$

и

$$\frac{dR(T_A)_{coh/inc}}{dT_A} = n_\chi v_0 N_A \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} f(x) dx \frac{d\sigma_{coh/inc}(xv_0, T_A)}{dT_A}.$$

Далее для дифференциальных скоростей счета событий имеется

$$\begin{aligned} \frac{dR(T_A)_{coh/inc}}{n_\chi v_0 N_A dT_A} &= \\ &= \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} [\gamma_1 f_{SHM}(x) + \gamma_\eta f_{str}(x)] dx \times \\ &\times \frac{d\sigma_{coh/inc}(xv_0, T_A)}{dT_A} = \\ &= \gamma_1 \int_{x_{\min}}^{x_1^{\max}} f_{SHM}(x) dx \frac{x d\sigma_{coh/inc}(x, T_A)}{dT_A} + \\ &+ \gamma_\eta \int_{x_{\min}}^{x_\eta^{\max}} f_{str}(x) dx \frac{x d\sigma_{coh/inc}(x, T_A)}{dT_A}. \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь согласно (24)

$$\begin{aligned} x_{\min} &= \frac{w_{\min}}{v_0} = \left[\frac{T_A^{\min}}{T_A^0} \right]^{1/2}, \\ \text{где } T_A^0 &\equiv \mu_A \frac{m_\chi v_0^2}{2}, \\ x_1^{\max} &= \frac{w_{\max}^{SHM}}{v_0} = \frac{v_{esc} + v_\oplus}{v_0} = \frac{v_{esc}}{v_0} + \eta_1, \\ \text{где } \eta_1 &= \frac{v_\oplus}{v_0} \simeq 1 \quad \text{и} \end{aligned} \quad (33)$$

$$x_\eta^{\max} = \frac{w_{\max}^{str}}{v_0} = \frac{v_{esc} + v_\oplus + v_{str}}{v_0} = \frac{v_{esc}}{v_0} + \eta,$$

$$\text{где } \eta = \frac{v_\oplus + v_{str}}{v_0}$$

отвечают максимальным скоростям столкновения ДМ-частиц с детектором, когда скорости покидания Галактики и движения Солнца (вместе со скоростью внешнего ДМ-потока) складываются в противоположном направлении.

Если считать, что фундаментальное взаимодействие массивного χ -лептона с нуклонами ядра представимо как слабое взаимодействие общего вида (14), то измеряемое полное сечение χA -рассеяния в нерелятивистском приближении дается формулой (20), содержащей в явном виде когерентный и некогерентный вклады в χA -сечение:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{inc}^{weak}(x, T_A)}{dT_A} &= \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \times \\ &\times \frac{1}{x^2 v_0^2} \left\{ g_{inc} \sum_{f=p,n} A_f^2 [1 - F_f^2(\mathbf{q})] [\alpha_f^2 + 3\delta_f^2] \right\}_{inc}, \\ \frac{d\sigma_{coh}^{weak}(x, T_A)}{dT_A} &= \\ &= \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \frac{1}{x^2 v_0^2} \left\{ g_{coh} \left[\sum_{f=p,n} \alpha_f A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 + \right. \\ &\left. + \left[\sum_{f=p,n} \delta_f \Delta A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 \right\}_{coh}. \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь учтено, что в нерелятивистском приближении импульс налетающего на покоящееся ядро χ -лептона $|\mathbf{k}_\chi^l|^2 = m_\chi^2 w^2$, и, следовательно, $\frac{m_\chi^2}{|\mathbf{k}_\chi^l|^2} = \frac{1}{x^2 v_0^2}$. При этом вся зависимость этих выражений от параметра x сосредоточена только в этом множителе. В результате дифференциальные скорости счета событий когерентного и некогерентного взаимодействия (32) принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{dR(T_A)_{coh/inc}}{n_\chi v_0 N_A dT_A} &= \\ &= \gamma_1 \int_{x_{\min}}^{x_1^{\max}} f_{SHM}(x) dx \frac{x d\sigma_{coh/inc}(x, T_A)}{dT_A} + \\ &+ \gamma_\eta \int_{x_{\min}}^{x_\eta^{\max}} f_{str}(x) dx \frac{x d\sigma_{coh/inc}(x, T_A)}{dT_A} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{G_F^2 m_A}{4\pi v_0^2} \left[\gamma_1 \int_{x_{\min}}^{x_1^{\max}} f_{\text{SHM}}(x) \frac{xdx}{x^2} \left\{ \dots \right\}_{\text{coh/inc}} + \right. \\
&\quad \left. + \gamma_\eta \int_{x_{\min}}^{x_\eta^{\max}} f_{\text{str}}(x) \frac{xdx}{x^2} \left\{ \dots \right\}_{\text{coh/inc}} \right] = \\
&= \frac{G_F^2 m_A}{4\pi v_0^2} \left\{ \dots \right\}_{\text{coh/inc}} \left[\gamma_1 \int_{x_{\min}}^{x_1^{\max}} f_{\text{SHM}}(x) \frac{dx}{x} + \right. \\
&\quad \left. + \gamma_\eta \int_{x_{\min}}^{x_\eta^{\max}} f_{\text{str}}(x) \frac{dx}{x} \right].
\end{aligned}$$

Или окончательно с учетом $\left\{ \dots \right\}_{\text{coh/inc}}$ -скобок из (34) и обозначений (33):

$$\begin{aligned}
&\frac{dR(T_A)_{\text{coh/inc}}}{dT_A} = \\
&= R_0(A, \chi) \left\{ g_{\text{coh/inc}} \dots \right\}_{\text{coh/inc}} \times \\
&\times \left[\gamma_1 S_1(x_{\min}, x_1^{\max}) + \gamma_\eta S_\eta(x_{\min}, x_\eta^{\max}, \epsilon) \right].
\end{aligned} \quad (35)$$

Здесь введены вспомогательные обозначения, задающие масштаб скорости счета и вклады от распределений ДМ-частиц:

$$R_0(A, \chi) \equiv \frac{G_F^2 m_A}{4\pi} \frac{n_\chi N_A}{v_0}, \quad (36)$$

$$S_1(x_{\min}, x_1^{\max}) \equiv \quad (37)$$

$$\equiv \int_{x_{\min}}^{x_1^{\max}} f_{\text{SHM}}(x) \frac{dx}{x} = S(x_{\min}, \eta_1, 1) - S(x_1^{\max}, \eta_1, 1),$$

$$S_\eta(x_{\min}, x_\eta^{\max}, \epsilon) \equiv$$

$$\equiv \int_{x_{\min}}^{x_\eta^{\max}} f_{\text{str}}(x) \frac{dx}{x} = S(x_{\min}, \eta, \epsilon) - S(x_\eta^{\max}, \eta, \epsilon),$$

а также единая функция распределения:

$$\begin{aligned}
S(x, \eta, \epsilon) &\equiv \epsilon \frac{\text{erf}\left(\frac{x+\eta}{\epsilon}\right) - \text{erf}\left(\frac{x-\eta}{\epsilon}\right)}{2\eta} = \\
&= \frac{\epsilon}{\sqrt{\pi}\eta} \int_{\frac{x-\eta}{\epsilon}}^{\frac{x+\eta}{\epsilon}} e^{-t^2} dt.
\end{aligned} \quad (38)$$

Общее значение $x_{\min}$ из (33) пропорционально квадратному корню из порога регистрации энергии отдачи ядра $T_A^{\min}$. В случае упругого χA -

взаимодействия $x_\eta^{\max}$, согласно (25) и (33), определяет максимальную энергию отдачи ядра как функцию максимальной скорости данного ДМ-распределения

$$T_{A,\eta}^{\max} = \mu_A \frac{m_\chi (v_0 x_\eta^{\max})^2}{2} = \mu_A T_{\chi,\eta}^{\max}. \quad (39)$$

В случае неупругого χA -столкновения, когда $\Delta\epsilon_{mn} > 0$, максимальную энергию отдачи ядра можно получить, подставив максимальную энергию ДМ-частицы (25) в формулу (12), и учесть, что падающая на ядро χ -частица “отражается” строго в противоположном направлении, т.е. из условия

$$\begin{aligned}
&\cos \theta(T_A^*) = \\
&= \frac{m_\chi (2T_\chi^{\max} - \Delta\epsilon_{mn}) - T_A^* (m_\chi + m_A)}{2m_\chi \sqrt{T_\chi^{\max} (T_\chi^{\max} - \Delta\epsilon_{mn} - T_A^*)}} = -1.
\end{aligned}$$

Решение этого уравнения дается в виде

$$\begin{aligned}
&T_{A^*,\eta}^{\max}(r, \Delta\epsilon_{mn}) = \\
&= T_{\chi,\eta}^{\max} \frac{\mu_A}{2} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{(r+1)\Delta\epsilon_{mn}}{T_{\chi,\eta}^{\max}}} \right] - \\
&- \frac{r\Delta\epsilon_{mn}}{r+1}, \quad \text{где } r \equiv \frac{m_\chi}{m_A}.
\end{aligned} \quad (40)$$

Если $T_{\chi,\eta}^{\max} \gg (r+1)\Delta\epsilon_{mn}$ (или $\Delta\epsilon_{mn} = 0$), то $T_{A^*,\eta}^{\max}(r, \Delta\epsilon_{mn})$ переходит в (39)³⁾. Решение (40) существует только тогда, когда

$$T_{\chi,\eta}^{\max} \geq \left(\frac{m_\chi}{m_A} + 1 \right) \Delta\epsilon_{mn} \quad (41)$$

$$\text{или } (x_\eta^{\max})^2 \frac{v_0^2}{2} \geq \left(1 + \frac{m_A}{m_\chi} \right) \frac{\Delta\epsilon_{mn}}{m_A}.$$

При равенстве $T_{\chi,\eta}^{\max} = (r+1)\Delta\epsilon_{mn}$ достигается минимальное значение энергии отдачи:

$$T_{A^*,\eta}^{\max}(r, \Delta\epsilon_{mn}) = T_{\chi,\eta}^{\max} \frac{\mu_A}{4}.$$

Это единственное значение энергии отдачи ядра, при котором еще возможно возбуждение ядра с энергией $\Delta\epsilon_{mn}$. Иными словами, если для ядра массы m_A , минимальная энергия возбуждения которого $\Delta\epsilon_{mn}^{\min}$, и ДМ-частицы с массой m_χ , максимальная кинетическая энергия которой $T_{\chi,\eta}^{\max}$, условие (41) не выполняется, то неупругий процесс не может иметь место. В такой ситуации ДМ-частице не хватает энергии для возбуждения ядра

³⁾ Действительно, так как $\mu_A = \frac{4r}{(1+r)^2}$, то $T_{A^*}^{\max} = T_\chi^{\max} \mu_A - \frac{2r\Delta\epsilon_{mn}}{1+r} = T_\chi^{\max} \mu_A \left(1 - \frac{\Delta\epsilon_{mn}}{T_\chi^{\max}} \frac{(r+1)}{2} \right) \simeq T_\chi^{\max} \mu_A$.

и последующего его движения, поскольку в силу закона сохранения импульса возбуждение ядра ударом сопровождается возникновением импульса движения возбужденного ядра, т.е. энергией его отдачи.

С учетом введенных обозначений формулы (35) для скорости счета событий когерентного и некогерентного нерелятивистского слабого χA -взаимодействия как функции T_A распадаются на два слагаемых, отвечающих разным ДМ-распределениям с разными допустимыми максимальными энергиями отдачи ядер:

$$\begin{aligned} \frac{dR(T_A)_{\text{coh}}}{g_{\text{coh}} R_0 dT_A} = & \quad (42) \\ = & \gamma_1 S_1(x_{\min}, x_1^{\max}) \left\{ \left[\sum_{f=p,n} \alpha_f A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 + \right. \\ & + \left. \left[\sum_{f=p,n} \delta_f \Delta A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 \right\} \Theta(T_{A,\eta_1}^{\max} - T_A) + \\ & + \gamma_\eta S_\eta(x_{\min}, x_\eta^{\max}) \left\{ \left[\sum_{f=p,n} \alpha_f A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 + \right. \\ & + \left. \left[\sum_{f=p,n} \delta_f \Delta A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 \right\} \Theta(T_{A,\eta}^{\max} - T_A), \\ \frac{dR(T_A)_{\text{inc}}}{g_{\text{inc}} R_0 dT_A} = & \gamma_1 S_1(x_{\min}, x_1^{\max}) \times \\ & \times \left\{ \sum_{f=p,n} A^f [1 - |F_f(\mathbf{q})|^2] [\alpha_f^2 + 3\delta_f^2] \right\} \times \\ & \times \Theta(T_{A^*,\eta_1}^{\max} - T_A) + \gamma_\eta S_\eta(x_{\min}, x_\eta^{\max}) \times \\ & \times \left\{ \sum_{f=p,n} A^f [1 - |F_f(\mathbf{q})|^2] [\alpha_f^2 + 3\delta_f^2] \right\} \times \\ & \times \Theta(T_{A^*,\eta}^{\max} - T_A). \end{aligned}$$

Здесь $T_{A^{(*)},\eta_1,\eta}^{\max}$ определены формулой (40), а T_A — это измеряемая энергия отдачи как возбужденного ядра, так и невозбужденного ядра. Она связана с переданным ядру импульсом движения формулами (6) и (9) или $\mathbf{q}^2 \simeq 2m_A T_A$. Напомним, что детектор, нацеленный на регистрацию только энергии отдачи ядер, не способен отличить “упругую” отдачу ядра T_A от “неупругой” отдачи T_{A^*} .

Формулы (42) представляют собой наиболее общие выражения для дифференциальных скоростей счета событий слабого χA -взаимодействия в нерелятивистском приближении для двух различных распределений частиц темной материи в нашей Галактике.

Будем далее считать, что поправочные коэффициенты с достаточной точностью равны единице $g_{\text{coh}} = g_{\text{inc}} \simeq 1$ [98] и ядерные формфакторы одинаковы для протонов и нейтронов:

$$F(\mathbf{q}) \equiv F_p(\mathbf{q}) = F_n(\mathbf{q}). \quad (43)$$

Тогда после введения обобщенных слабых зарядов ядер

$$\begin{aligned} Q_{\text{coh}}(A) \equiv & \quad (44) \\ \equiv & \left[\sum_{f=p,n} \alpha_f A_f \right]^2 + \left[\sum_{f=p,n} \delta_f \Delta A_f \right]^2 \\ \text{и } Q_{\text{inc}}(A) \equiv & \sum_{f=p,n} A^f [\alpha_f^2 + 3\delta_f^2] \end{aligned}$$

и T_A -зависящих когерентной и некогерентной ядерно-формфакторных функций

$$\begin{aligned} \Phi(T_A)_{\text{coh}} \equiv & |F(\mathbf{q})|^2 \quad (45) \\ \text{и } \Phi(T_A)_{\text{inc}} \equiv & 1 - |F(\mathbf{q})|^2, \end{aligned}$$

общие выражения (42) для скоростей счета событий принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{dR(T_A)_{\text{coh/inc}}}{dT_A} = & R_0(A, \chi) Q_{\text{coh/inc}}(A) \times \quad (46) \\ & \times \Phi(T_A)_{\text{coh/inc}} C_{\text{coh/inc}}(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} C_{\text{coh/inc}}(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A) \equiv & \\ \equiv & \gamma_1 S_1(x_{\min}, x_1^{\max}) \Theta(T_{A/A^*,1}^{\max} - T_A) + \\ & + \gamma_\eta S_\eta(x_{\min}, x_\eta^{\max}, \epsilon) \Theta(T_{A/A^*,\eta}^{\max} - T_A). \end{aligned}$$

Поскольку $x_\eta^{\max} > x_1^{\max}$ и, следовательно, $T_{A,\eta}^{\max} > T_{A,1}^{\max}$, то при возрастании энергии отдачи T_A будет возрастать роль второго слагаемого, и в конечном итоге при $T_{A,1}^{\max} < T_A < T_{A,\eta}^{\max}$ останется только его вклад.

Отношение некогерентной дифференциальной скорости счета к когерентной дифференциальной скорости счета событий из (46) получается в виде

$$\begin{aligned} \frac{dR_{\text{inc}}}{dT_A} / \frac{dR_{\text{coh}}}{dT_A} = & \quad (47) \\ = & \frac{Q_{\text{inc}}(A) \Phi(T_A)_{\text{inc}} C_{\text{inc}}(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A)}{Q_{\text{coh}}(A) \Phi(T_A)_{\text{coh}} C_{\text{coh}}(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A)}. \end{aligned}$$

Полные скорости счета событий (31) в случае нерелятивистского слабого χA -взаимодействия после интегрирования дифференциальных скоростей счета событий (42) принимают вид

$$\frac{R(T_A^{\min})_{\text{coh}}}{g_{\text{coh}} R_0(A, \chi)} = \gamma_1 S_1(x_{\min}, x_1^{\max}) \times \quad (48)$$

$$\begin{aligned}
& \times \int_{T_A^{\min}}^{T_{A,1}^{\max}} dT_A \left\{ \left[\sum_{f=p,n} \alpha_f A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 + \right. \\
& + \left. \left[\sum_{f=p,n} \delta_f \Delta A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 \right\} + \gamma_\eta S_\eta(x_{\min}, x_\eta^{\max}) \times \\
& \times \int_{T_A^{\min}}^{T_{A,\eta}^{\max}} dT_A \left\{ \left[\sum_{f=p,n} \alpha_f A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 + \right. \\
& + \left. \left[\sum_{f=p,n} \delta_f \Delta A_f F_f(\mathbf{q}) \right]^2 \right\}, \\
& \frac{R(T_A^{\min})_{\text{inc}}}{g_{\text{inc}} R_0(A, \chi)} = \gamma_1 S_1(x_{\min}, x_1^{\max}) \times \\
& \times \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,1}^{\max}} dT_A \left\{ \sum_{f=p,n} A^f [1 - F_f^2(\mathbf{q})] [\alpha_f^2 + 3\delta_f^2] \right\} + \\
& + \gamma_\eta S_\eta(x_{\min}, x_\eta^{\max}) \times \\
& \times \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,\eta}^{\max}} dT_A \left\{ \sum_{f=p,n} A^f [1 - F_f^2(\mathbf{q})] [\alpha_f^2 + 3\delta_f^2] \right\}.
\end{aligned}$$

Отметим, что при достаточно значимых энергиях возбуждения ядра $\Delta\epsilon_{mn}$, т.е. когда не выполняется условие $T_{\chi,\eta}^{\max} \gg (r+1)\Delta\epsilon_{mn}$, интегрирование некогерентных вкладов проводится по более узкому интервалу возможных значений энергии отдачи ядра, так как $T_{A^*,\eta}^{\max} < T_{A,\eta}^{\max}$.

В приближении (43) с учетом (44) и (45) эти формулы упрощаются:

$$\begin{aligned}
R(T_A^{\min})_{\text{coh/inc}} &= \\
&= R_0(A, \chi) \gamma_1 S_1(x_{\min}, x_1^{\max}) Q_{\text{coh/inc}}(A) \times \\
&\times \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,1}^{\max}} dT_A \Phi(T_A)_{\text{coh/inc}} + \\
&+ R_0(A, \chi) \gamma_\eta S_\eta(x_{\min}, x_\eta^{\max}) Q_{\text{coh/inc}}(A) \times \\
&\times \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,\eta}^{\max}} dT_A \Phi(T_A)_{\text{coh/inc}}.
\end{aligned} \tag{49}$$

Тогда отношение полных скоростей счета как функция порога регистрации $T_A^{\min}$ таково:

$$\begin{aligned}
\frac{R_{\text{inc}}(T_A^{\min})}{R_{\text{coh}}} &= \frac{Q_{\text{inc}}(A)}{Q_{\text{coh}}(A)} \times \\
&\times \frac{\gamma_1 S_1(x_{\min}, x_1^{\max}) \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,1}^{\max}} dT_A \Phi(T_A)_{\text{inc}} + \gamma_\eta S_\eta(x_{\min}, x_\eta^{\max}) \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,\eta}^{\max}} dT_A \Phi(T_A)_{\text{inc}}}{\gamma_1 S_1(x_{\min}, x_1^{\max}) \int_{T_A^{\min}}^{T_{A,1}^{\max}} dT_A \Phi(T_A)_{\text{coh}} + \gamma_\eta S_\eta(x_{\min}, x_\eta^{\max}) \int_{T_A^{\min}}^{T_{A,\eta}^{\max}} dT_A \Phi(T_A)_{\text{coh}}}.
\end{aligned} \tag{50}$$

Из приведенных выше формул следует, что как для когерентной, так и для некогерентной скоростей счета событий имеет место зависимость от одного и того же значения $T_A^{\min}$ — энергетического порога регистрации событий или минимально возможной энергии отдачи ядра, при которой в детекторе еще вызывается поддающийся регистрации эффект (например, ионизация или выделение тепла). При $T_A < T_A^{\min}$ такой эффект просто не виден на уровне фона и никаким другим образом нельзя зарегистрировать событие χA -взаимодействия.

Эта логика была полностью применима в случае когерентного (или упругого) χA -взаимодействия, когда единственным потенциальным источником информации о произошедшем взаимодействии (по каналу нейтральных слабых токов) была энергия

движения (отдачи) ядра T_A . Именно эта энергия совпадала с энергией ΔE_χ , переданной ядру падающей на него χ -частицей (ею потерянной), только эта энергия отдачи ядра $T_A = \Delta E_\chi$ “производилась”, и только ее можно было пытаться регистрировать. Иными словами, при $T_A < T_A^{\min}$ всегда когерентная скорость счета событий $R_{\text{coh}}(T_A^{\min}) = 0$, собственно именно в этом и состоял смысл аргумента $T_A^{\min}$ в левой части формулы $R_{\text{coh}}(T_A^{\min})$.

Однако в случае некогерентной скорости счета $R_{\text{inc}}(T_A^{\min})$ помимо энергии движения отдачи ядра T_A , регистрируемой или даже не регистрируемой выше порога $T_A^{\min}$, другой, вообще говоря, обязательной и потенциально регистрируемой (хотя и не связанной напрямую с T_A) сигнатурой некогерентного (неупругого) события будет процесс сня-

тия возбуждения ядра [86, 88, 89]. Это снятие возбуждения ядра может проявляться по-разному, например, в виде испускания γ -квантов или других (массивных) частиц с энергией $\Delta\epsilon_{mn}$, равной разности m - и n -уровней энергии возбуждения конкретного ядра-мишени, которая может составлять заметную долю от всей энергии, потерянной падающей частицей.

Данное наблюдение — другая сигнатура события — кардинальным образом изменяет (усиливает) роль некогерентной скорости счета событий $R_{\text{inc}}(T_A^{\text{min}})$. Во-первых, снимается ограничение на полное отсутствие регистрируемого сигнала $R_{\text{inc}}(T_A^{\text{min}}) = 0$, когда энергия отдачи ядра ниже порога ее регистрации $T_A < T_A^{\text{min}}$, поскольку энергия снятия возбуждения ядра $\Delta\epsilon_{mn}$ может быть зарегистрирована тем или иным другим способом. Во-вторых, величины этой энергии снятия возбуждения строго характерны для каждого ядра и, как правило, больше максимально допустимой для регистрации (в том или ином конкретном ДМ-детекторе) энергии движения ядра отдачи $T_A \leq \leq 150\text{--}200$ кэВ.

Последнее означает, что регистрация $\Delta\epsilon_{mn}$, специфической для данного ядра-мишени энергии снятия возбуждения за пределами энергетического интервала, традиционно доступного для ДМ-детекторов (типа $T_A \leq 150$ кэВ)⁴, есть, по существу, новый способ прямого детектирования ДМ-частиц на Земле. Иными словами, традиционный низкофоновый ДМ-детектор надо окружить прецизионными детекторами, способными достаточно точно регистрировать гамма-кванты, спектр энергий которых отвечает характерным для данного ядра энергиям снятия возбуждения $\Delta\epsilon_{mn}$. При этом никакого внешнего источника возбуждения ядер мишени (типа пучка электронов или космических лучей) не должно быть.

Годовая вариация (модуляция) такого, снимающего возбуждение сигнала [99, 100], была бы характерной сигнатурой некогерентного взаимодействия ДМ-частиц с соответствующим образом подобранным детектором.

4. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ СКОРОСТИ СЧЕТА СОБЫТИЙ И ОБСУЖДЕНИЯ

4.1. Распределения темной материи и кинематика

Для дальнейшего анализа сделаем численные оценки величин из (33). Всегда $x_{\text{min}} > 0$ и, как правило, $x_{\text{min}} \leq 1$. Далее

$$x_1^{\text{max}} = \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} + \eta_1 \simeq \frac{550 + 220}{220} = 3.5 \quad (51)$$

⁴Где скорость счета когерентных событий, R_{coh} , на достаточно массивных ядрах уже полностью отсутствует.

$$\text{и } x_\eta^{\text{max}} = \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} + \eta_1 + \eta_{\text{str}} = 3.5 + \frac{300}{220} \simeq 4.9,$$

где $\eta_1 = \frac{v_\oplus}{v_0} \simeq 1$ и $\eta \equiv \eta_{\text{str}} = \xi\epsilon = \frac{v_{\text{str}}}{v_0} \simeq 1.4$. Напомним, что вклады ДМ-распределений в ожидаемую скорость счета событий (35) задаются формулами (37) и имеют вид

$$S_1(x_{\text{min}}, x_1^{\text{max}}) = S(x_{\text{min}}, 1, 1) - S(x_1^{\text{max}}, 1, 1), \\ S_\eta(x_{\text{min}}, x_\eta^{\text{max}}, \epsilon) = S(x_{\text{min}}, \eta, \epsilon) - S(x_\eta^{\text{max}}, \eta, \epsilon),$$

где была введена общая вспомогательная функция (38):

$$S(x, \eta, \epsilon) = \frac{\epsilon}{2\eta} \left[\text{erf}\left(\frac{x + \eta}{\epsilon}\right) - \text{erf}\left(\frac{x - \eta}{\epsilon}\right) \right]. \quad (52)$$

На рис. 2 представлена функция (52) в зависимости от x , η и ϵ . Поскольку $x_1^{\text{max}} \equiv x_{\eta=1}^{\text{max}} \simeq 2.5 + 1$, а $x_\eta^{\text{max}} = 2.5 + \eta$, то на графиках максимально допустимые значения x_η^{max} как функции η таковы: {3.5; 4.5; 5.5; 6.5}.

Видно, что при $x \leq 1$ функция (синяя кривая) $S(x_{\text{min}} \leq 1, 1, 1) \geq 0.5$, в то время как при $x \simeq 3.0 \leq x_1^{\text{max}}$ функция $S(x_{\text{max}} > 3, 1, 1) \leq 0.001$. Поэтому в силу монотонного убывания этой функции можно пренебречь ее вкладом при значениях $x > x_1^{\text{max}} = 3.5$, т.е. считать, что $S(x > x_1^{\text{max}} = 3.5, 1, 1) \simeq 0$. Следовательно, всегда будет справедливо приближение:

$$S_1(x_{\text{min}}, x_1^{\text{max}}) = S(x_{\text{min}}, 1, 1).$$

Как видно из рис. 2, функция $S(x, \eta, \epsilon)$ при $\eta, \epsilon \neq 1$ не обращается так стремительно в нуль, как $S(x > 3.5, 1, 1)$. Поэтому будем далее, когда $\eta > 1$, использовать выражение

$$S_\eta(x_{\text{min}}, x_\eta^{\text{max}}, \epsilon) = \quad (53) \\ = S(x_{\text{min}}, \eta, \epsilon) - S(2.5 + \eta, \eta, \epsilon) \equiv \Delta S(x_{\text{min}}, \eta, \epsilon),$$

которое при $\eta, \epsilon = 1$ превращается в $S(x_{\text{min}}, 1, 1)$.

Тогда формула (46) для дифференциальной скорости счета событий принимает вид

$$\frac{dR(T_A)_{\text{coh/inc}}}{dT_A} = R_0(A, \chi) Q_{\text{coh/inc}}(A) \times \quad (54) \\ \times \Phi(T_A)_{\text{coh/inc}} C_{\text{coh/inc}}(x_{\text{min}}, \eta, \epsilon, T_A),$$

где

$$C_{\text{coh/inc}}(x_{\text{min}}, \eta, \epsilon, T_A) = \\ = \left\{ \gamma_1 S(x_{\text{min}}, 1, 1) \Theta(T_{A/A^*, 1}^{\text{max}} - T_A) + \right. \\ \left. + \gamma_\eta \Delta S(x_{\text{min}}, \eta, \epsilon) \Theta(T_{A/A^*, \eta}^{\text{max}} - T_A) \right\}.$$

Входящие в “космические” множители $C_{\text{coh/inc}}(x_{\text{min}}, \eta, \epsilon, T_A)$ явные выражения для максимальных энергий отдачи ядра приведены ниже в формуле (66).

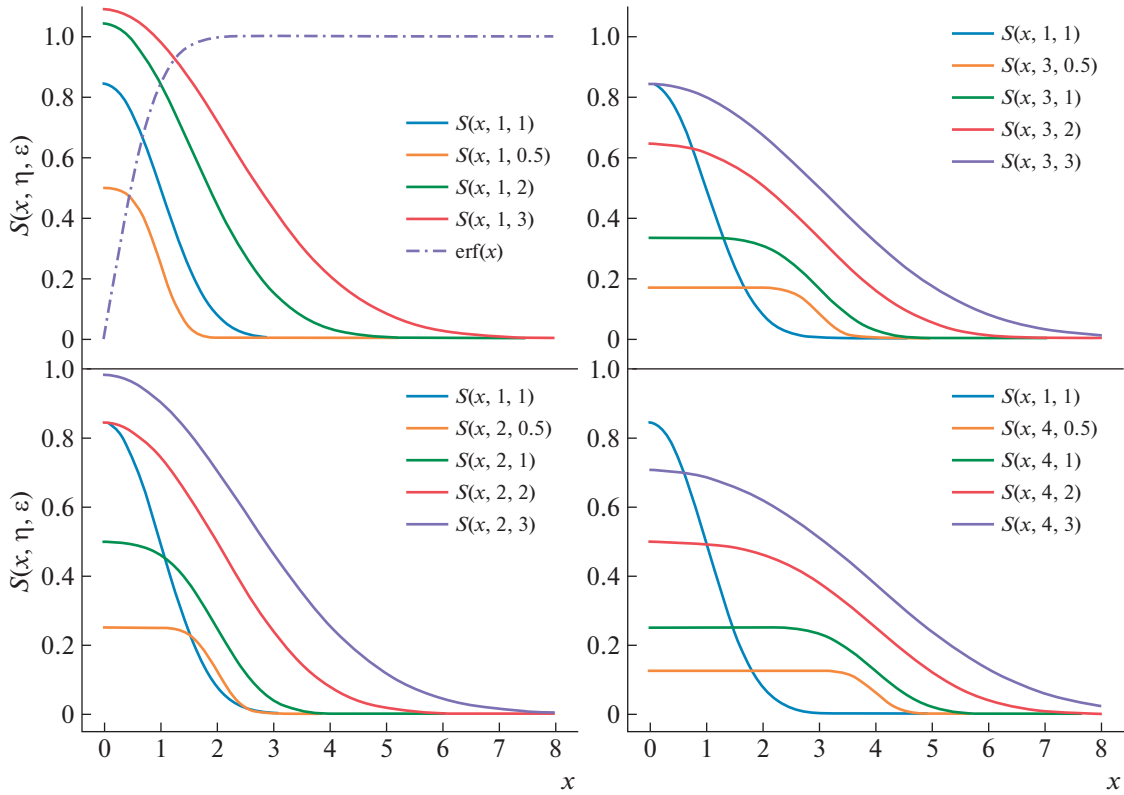


Рис. 2. Зависимость от x функции ошибок $\text{erf}(x)$ и функции (52) при $\eta = \{1; 2; 3; 4\}$ и $\epsilon = \{0.5; 1; 2; 3\}$. При этом $x_{\eta}^{\max}(\eta) = \{3.5; 4.5; 5.5; 6.5\}$.

Аналогично, для полных скоростей счета событий из (49) получается:

$$\begin{aligned} & \frac{R(T_A^{\min})_{\text{coh/inc}}}{R_0(A, \chi)} = \\ & = \gamma_1 S(x_{\min}, 1, 1) Q_{\text{coh/inc}}(A) \times \\ & \times \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^{(*)},1}^{\max}} dT_A \Phi(T_A)_{\text{coh/inc}} \Theta(T_{A^{(*)},1}^{\max} - T_A) + \\ & + \gamma_{\eta} \Delta S(x_{\min}, \eta, \epsilon) Q_{\text{coh/inc}}(A) \times \\ & \times \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^{(*)},\eta}^{\max}} dT_A \Phi(T_A)_{\text{coh/inc}} \Theta(T_{A^{(*)},\eta}^{\max} - T_A). \end{aligned} \quad (55)$$

Это выражение для скоростей счета событий (или числа событий в данном детекторе за единицу времени) явным образом зависит от порога регистрации ядер отдачи $T_A^{\min}$ через соотношение $x_{\min} =$

$$= \left[\frac{T_A^{\min}}{T_A^0} \right]^{1/2}. \text{ Поскольку согласно (33)}^{(5)}$$

$$\begin{aligned} T_A^0 & \equiv \mu_A \frac{m_{\chi} v_0^2}{2} = \frac{4r}{(1+r)^2} \frac{m_{\chi} c^2}{2} \left(\frac{v_0}{c} \right)^2 \simeq \\ & \simeq \frac{4r^2 0.269}{(1+r)^2} \left[\frac{m_A}{1 \text{ ГэВ}} \right] \text{кэВ}, \end{aligned}$$

то безразмерная минимальная скорость ДМ-частицы (относительно покоящегося ядра) равна:

$$\begin{aligned} x_{\min} & \simeq \sqrt{\frac{\left[\frac{T_A^{\min}}{1 \text{ кэВ}} \right]}{\frac{1.076r^2}{(1+r)^2} \left[\frac{m_A}{1 \text{ ГэВ}} \right]}} \simeq \\ & \simeq \frac{(1+r)}{1.037r} \sqrt{\frac{\left[\frac{T_A^{\min}}{1 \text{ кэВ}} \right]}{\left[\frac{m_A}{1 \text{ ГэВ}} \right]}}. \end{aligned} \quad (56)$$

Сравнивая рис. 3 с рис. 2, можно заключить, что при весьма малых m_{χ} и достаточно больших m_A

⁵⁾Так как $\frac{m_{\chi} c^2}{2} \left(\frac{v_0}{c} \right)^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{m_{\chi}}{1 \text{ ГэВ}} \right] \left[\frac{220 \text{ км/с}}{300 \times 10^3 \text{ км/с}} \right]^2 \times$
 $\times 10^6 \text{ кэВ} \simeq 0.269 \left[\frac{r m_A}{1 \text{ ГэВ}} \right] \text{кэВ}.$

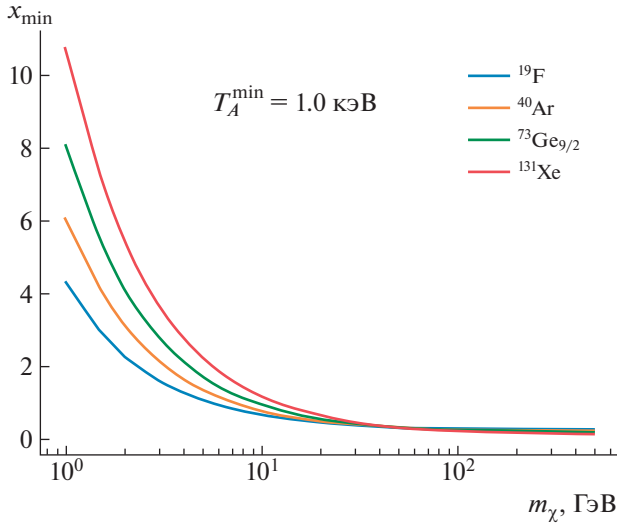


Рис. 3. Зависимость $x_{\min}$ от m_A и m_χ при пороговом значении $T_A^{\min} = 1$ кэВ. При фиксированных m_A и m_χ величина $x_{\min}$ пропорциональна квадратному корню из $T_A^{\min}$ согласно (56).

практически при всех разумных значениях параметров функция $S(x, \eta, \epsilon)$ из (52) обращается в нуль (фактически из-за большого значения $x = x_{\min} \geq 8$). Последнее означает, что все дифференциальные скорости счета как когерентных, так и некогерентных событий обращаются в нуль, согласно формулам (54).

Выражение (55) для полных скоростей счета событий также зависит от максимальных значений безразмерных скоростей ДМ-распределений $x_1^{\max} \simeq 3.5$ и $x_\eta^{\max} = 2.5 + \eta$ (т.е. от скорости потока η) через соотношения (39) и (40).

Итак, для вычислений скоростей счета событий по формулам (54) и (55) необходимо задать следующие параметры: m_χ , $n_\chi = \rho/m_\chi$, v_0^2 , γ_1 , γ_η , η , ϵ , а также m_A , N_A , $T_A^{\min}$ и $\Delta\epsilon_{mn}$. Для оценки T_A -зависящих когерентной и некогерентной формфакторов функций (45)

$$\begin{aligned} \Phi_c(T_A) &\equiv |F(\mathbf{q})|^2 \\ \text{и } \Phi_i(T_A) &\equiv 1 - |F(\mathbf{q})|^2, \\ \text{где } \mathbf{q}^2 &\simeq 2m_A T_A, \end{aligned}$$

далее используется вид ядерного формфактора Хельма [101] для нуклонов:

$$F(\mathbf{q}) = 3 \frac{j_1(qR_0)}{qR_0} e^{-\frac{(sq)^2}{2}}, \quad (57)$$

$$\begin{aligned} j_1(x) &= \frac{\sin x}{x^2} - \frac{\cos x}{x}, \\ s &= 0.9 \text{ фм}, \quad R_0 = 1.14 A^{1/3} \text{ фм}, \end{aligned}$$

а также величины $1 \text{ фм} = (0.197 \text{ ГэВ})^{-1}$, $G_F = 1.166 \times 10^{-5} / \text{ГэВ}^2$ и $m = 0.938 \text{ ГэВ}$.

Согласно определению (14) скалярного произведения для слабых токов [92] в нерелятивистском приближении следующие эффективные константы связи не равны нулю:

$$\alpha_p = +\frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W = -\gamma_p \simeq 0.02, \quad (58)$$

$$\delta_p = \frac{g_A}{2} = -\beta_p \simeq 0.64;$$

$$\alpha_n = -\frac{1}{2} = -\gamma_n = -0.5,$$

$$\delta_n = -\frac{g_A}{2} = -\beta_n \simeq -0.64.$$

Здесь их численные значения даны для примера в СМ с учетом $\sin^2 \theta_W = 0.23865$ и $g_A = 1.27$. Эти параметры определяют обобщенные слабые заряды ядер из (44):

$$\begin{aligned} Q_{\text{coh}}(A) &= \quad (59) \\ &= \left[\sum_{f=p,n} \alpha_f A_f \right]^2 + \left[\sum_{f=p,n} \delta_f \Delta A_f \right]^2 = \\ &= [\alpha_p A_p + \alpha_n A_n]^2 + [\delta_p \Delta A_p + \delta_n \Delta A_n]^2, \\ Q_{\text{inc}}(A) &= \sum_{f=p,n} A_f^2 [\alpha_f^2 + 3\delta_f^2] = \\ &= A^p [\alpha_p^2 + 3\delta_p^2] + A^n [\alpha_n^2 + 3\delta_n^2]. \end{aligned}$$

В системе покоя ядра при вычислениях сечений и их отношений варьируются только кинетическая (регистрируемая) энергия отдачи ядра T_A в интервале от $T_A^{\min} > 0$ до некоторого максимального для данного ядра значения $T_A^{\max}$, которое определяется для каждого из принятых ДМ-распределений из условия (40).

В приближении (43) с учетом (44), (45) и “космических” множителей из (54):

$$\begin{aligned} C_{\text{inc/coh}}(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A) &= \quad (60) \\ &= \gamma_1 S(x_{\min}, 1, 1) \Theta(T_{A^*/A,1}^{\max} - T_A) + \\ &+ \gamma_\eta \Delta S(x_{\min}, \eta, \epsilon) \Theta(T_{A^*/A,\eta}^{\max} - T_A), \end{aligned}$$

отношение (47) некогерентной дифференциальной скорости счета к когерентной дифференциальной скорости счета событий принимает вид

$$\begin{aligned} R_l(A, T_A) &= \quad (61) \\ &= \frac{dR_{\text{inc}}}{dT_A} / \frac{dR_{\text{coh}}}{dT_A} = R_l(A) R_A(T_A) R_C(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A), \end{aligned}$$

где

$$R_{\text{In}}(A) = \frac{A Q_{\text{inc}}(A)}{Q_{\text{coh}}(A)}, \quad R_A(T_A) = \frac{1 - |F(T_A)|^2}{A |F(T_A)|^2}$$

и

$$R_C(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A) = \frac{C_{\text{inc}}(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A)}{C_{\text{coh}}(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A)}. \quad (62)$$

Аналогичным образом в приближении (43) с уче-

том (44) и (45) отношение (50) некогерентной пол-

ной скорости счета событий к когерентной полной

скорости счета событий получается в виде

$$\begin{aligned} \frac{R_{\text{inc}}}{R_{\text{coh}}}(T_A^{\min}) &= \frac{Q_{\text{inc}}(A)}{Q_{\text{coh}}(A)} \Theta(T_A - T_A^{\min}) \times \\ &\times \frac{\gamma_1 S(x_{\min}, 1, 1) \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,1}^{\max}} dT_A \Phi_{\text{inc}}(T_A) + \gamma_\eta \Delta S(x_{\min}, \eta, \epsilon) \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,\eta}^{\max}} dT_A \Phi_{\text{inc}}(T_A)}{\gamma_1 S(x_{\min}, 1, 1) \int_{T_A^{\min}}^{T_{A,1}^{\max}} dT_A \Phi_{\text{coh}}(T_A) + \gamma_\eta \Delta S(x_{\min}, \eta, \epsilon) \int_{T_A^{\min}}^{T_{A,\eta}^{\max}} dT_A \Phi_{\text{coh}}(T_A)}. \end{aligned} \quad (63)$$

Отношения $R_A(T_A)$ из (61) не зависят от характера взаимодействия и для каждого конкретного ядра A полностью определяют всю T_A -зависимость формулы (61). Тем не менее, в отличие от рассмотренного в [90] отношения нерелятивистских дифференциальных сечений некогерентного и когерентного χA -рассеяния:

$$\frac{d\sigma_{\text{inc}}^{\text{total}}}{dT_A}(\chi A \rightarrow \chi A^*) = R_{\text{In}}(A) R_A(T_A), \quad (64)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{coh}}^{\text{total}}}{dT_A}(\chi A \rightarrow \chi A)$$

отношения скоростей счета событий из (61) имеют смысл только для энергий отдачи ядра в интервале

$$T_A^{\min} \leq T_A \leq T_{A^*,\eta}^{\max}(r, \Delta\epsilon_{mn}). \quad (65)$$

Вне этой области как дифференциальная неупругая, так и полная неупругая скорости счета событий равны нулю (неупругие процессы невозможны). В явном виде правая часть условия (65) с учетом обозначения $r = \frac{m_\chi}{m_A}$ и того, что “упругая” энергия отдачи ядра имеет вид

$$T_{A,\eta}^{\max}(r, 0) \equiv T_{A^*,\eta}^{\max}(r, \Delta\epsilon_{mn} = 0) = \frac{4T_\eta^{\max}r}{(r+1)^2},$$

выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} T_{A^*,\eta}^{\max}(r, \Delta\epsilon_{mn}) &= \\ &= T_{A,\eta}^{\max}(r, 0) \frac{1 - \omega/2 + \sqrt{1 - \omega}}{2} \leq T_{A,\eta}^{\max}(r, 0), \end{aligned} \quad (66)$$

где

$$\omega \equiv \frac{(r+1)\Delta\epsilon_{mn}}{T_\eta^{\max}},$$

и согласно сноске 5)

$$T_\eta^{\max} = (x_\eta^{\max})^2 T_\chi^0 \simeq 0.27(2.5 + \eta)^2 \left[\frac{rm_A}{1 \text{ ГэВ}} \right] \text{кэВ}.$$

Видно, что при прочих равных условиях максимально возможная энергия отдачи ядра в упругом столкновении всегда больше аналогичной величины в неупругом столкновении. В формуле (66) безразмерная скорость ДМ-потока $\eta \geq 1$.

Формула (66) имеет смысл, т.е. значение $T_{A^*,\eta}^{\max}(r, \Delta\epsilon_{mn})$ существует как действительное (неотрицательное) число, только при условии (41), записанном в виде⁶⁾

$$\omega = (r+1) \frac{\Delta\epsilon_{mn}}{T_\eta^{\max}} \leq 1 \quad (67)$$

$$\text{или } 0.27(2.5 + \eta)^2 \geq \left(1 + \frac{1}{r}\right) \left[\frac{\Delta\epsilon_{mn}}{\frac{1 \text{ кэВ}}{\frac{rm_A}{1 \text{ ГэВ}}}} \right].$$

Случай $\omega = 1$ означает, что только максимальной (при данном ДМ-распределении) энергии ДМ-частицы, $T_\eta^{\max}$, хватает для перевода ядра-мишени на возбужденный уровень с энергией $\Delta\epsilon_{mn}$, если отношение масс ДМ-частицы и ядра равно r . Причем эта максимальная энергия однозначно определяется как раз данной энергией возбуждения ядра $T_\eta^{\max} = (r+1)\Delta\epsilon_{mn}$. Или, наоборот, если ядру-мишени “посчастливилось” иметь уровень возбуждения с энергией $\Delta\epsilon_{mn}$, строго связанной с максимальной энергией ДМ-частиц формулой $\Delta\epsilon_{mn} = T_\eta^{\max}/(r+1)$, то

⁶⁾Если $\omega > 1$, то некогерентный процесс при таких m_A, m_χ, η и $\Delta\epsilon_{mn}$ невозможен.

Таблица 1. Характеристики некоторых ядер-мишеней ($Z = A_p$, $N = A_n$ и $\Delta A_p \equiv \Delta Z = Z_+ - Z_-$, $\Delta A_n \equiv \Delta N = N_+ - N_-$; величины $R_{SM}(A)$ из формулы (71) получены при эффективных константах связи (58))

$^A\text{Ядро}(Z, N)$	Z_+	Z_-	ΔZ	N_+	N_-	ΔN	$\Delta\epsilon$, кэВ	$R_{SM}(A)$
$^4\text{He}^{0+}(2, 2)$	1	1	0	1	1	0	$20210^{0+}, 21010^{0-}, 21840^{2-}$	23.44
$^6\text{Li}^{1+}(3, 3)$	2	1	1	2	1	1	$2186^{3+}, 3563^{0+}, 4310^{2+}$	23.44
$^{12}\text{C}^{0+}(6, 6)$	3	3	0	3	3	0	$4438^{2+}, 7654^{0+}, 9641^{3-}$	23.44
$^{19}\text{F}^{\frac{1}{2}+}(9, 10)$	5	4	1	5	5	0	$110^{\frac{1}{2}-}, 197^{\frac{5}{2}+}, 1346^{\frac{5}{2}-}, 1459^{\frac{3}{2}-}$	20.69
$^{23}\text{Na}^{\frac{3}{2}+}(11, 12)$	6	5	1	7	5	2	$440^{\frac{5}{2}+}, 2076^{\frac{7}{2}+}, 2391^{\frac{1}{2}+}$	21.18
$^{35}\text{Cl}^{\frac{3}{2}+}(17, 18)$	9	8	1	10	8	2	$1220^{\frac{1}{2}+}, 1763^{\frac{5}{2}+}, 2693^{\frac{3}{2}+}$	21.06
$^{40}\text{Ar}^{0+}(18, 22)$	9	9	0	11	11	0	$1461^{2+}, 2121^{0+}, 2524^{2+}$	19.22
$^{48}\text{Ti}^{0+}(24, 24)$	12	12	0	12	12	0	$984^{2+}, 2296^{4+}, 2421^{2+}$	19.84
$^{69}\text{Ga}^{\frac{3}{2}-}(31, 38)$	16	15	1	20	18	2	$319^{\frac{1}{2}-}, 574^{\frac{5}{2}-}, 872^{\frac{3}{2}-}, 1029^{\frac{1}{2}-}$	19.14
$^{73}\text{Ge}^{\frac{9}{2}+}(32, 41)$	16	16	0	25	16	9	$13.3^{\frac{5}{2}+}, 67^{\frac{1}{2}-}, 69^{\frac{7}{2}+}, 354^{\frac{5}{2}-}$	17.00
$^{74}\text{Ge}^{0+}(32, 42)$	16	16	0	21	21	0	$596^{2+}, 1204^{2+}, 1483^{0+}$	18.00
$^{127}\text{I}^{5/2+}(53, 74)$	27	26	1	39	35	4	$58^{\frac{7}{2}+}, 203^{\frac{3}{2}+}, 375^{\frac{1}{2}+}, 418^{\frac{5}{2}+}$	17.01
$^{129}\text{Xe}^{\frac{1}{2}+}(54, 75)$	27	27	0	38	37	1	$40, 236, 318^{\frac{3}{2}+}, 322^{\frac{5}{2}+}, 412^{\frac{1}{2}+}$	17.13
$^{131}\text{Xe}^{\frac{3}{2}+}(54, 77)$	27	27	0	40	37	3	$80^{\frac{1}{2}+}, 164^{\frac{11}{2}+}, 365^{\frac{5}{2}+}, 405^{\frac{3}{2}+}$	16.72
$^{133}\text{Cs}^{\frac{7}{2}+}(55, 78)$	28	27	1	46	32	6	$81, 161^{\frac{5}{2}+}, 384^{\frac{3}{2}+}, 437^{\frac{1}{2}+}, 633^{\frac{11}{2}+}$	16.72
$^{207}\text{Pb}^{\frac{1}{2}-}(82, 125)$	41	41	0	63	62	1	$570^{\frac{5}{2}-}, 898^{\frac{3}{2}-}, 1633^{\frac{13}{2}+}, 2340^{\frac{7}{2}-}$	15.86

возможно возбуждение ядра на этот “уникальный уровень”. Тогда кинетическая энергия отдачи ядра, неизбежно сопровождающая возбуждение именно этого уровня ядра, согласно (66) равна:

$$T_{A^*,\eta}^{\omega=1}(r) = \frac{T_{A,\eta}^{\max}(r, 0)}{4} = \left[\frac{r}{r+1} \right]^2 0.27(2.5 + \eta)^2 \left[\frac{m_A}{1 \text{ ГэВ}} \right] \text{кэВ}. \quad (68)$$

Из формулы (68) находится “пороговое” значение r (и m_χ), при котором имеет место описанный выше процесс “уникального возбуждения”:

$$\frac{1}{r} = \sqrt{\frac{\left[\frac{m_A}{1 \text{ ГэВ}} \right]}{\left[\frac{T_{A^*,\eta}^{\omega=1}}{1 \text{ кэВ}} \right]}} \sqrt{0.27(2.5 + \eta)} - 1 \quad (69)$$

или $m_\chi^{\min}(T_A^*) = \frac{m_A}{\frac{\sqrt{0.27(2.5 + \eta)}}{\sqrt{\left[\frac{T_{A^*,\eta}^{\omega=1}}{1 \text{ кэВ}} \right] \left[\frac{m_A}{1 \text{ ГэВ}} \right]^{-1}}} - 1}$

Обращение знаменателя последнего выражения в нуль означает, что возбуждение ядра на уровень $\Delta\epsilon_{mn} = T_\eta^{\max} \frac{1}{r+1}$, сопровождающееся энергией

отдачи возбужденного ядра $T_{A^*,\eta}^{\omega=1}$ из (68), возможно лишь в пределе бесконечно большой массы $m_\chi \simeq \infty$. Иными словами, ни при каких m_χ такой процесс не идет.

На рис. 4 показано поведение выражения (66) для максимально возможной энергии отдачи возбужденного ядра, $T_{A^*,\eta}^{\max}$, как функции отношения масс ДМ-частицы и ядра, r , для некоторых типичных максимальных энергий ДМ-частиц, $T_\eta^{\max}$, и энергий возбуждения ядерных уровней ΔE . Видно, что при прочих равных условиях максимально возможная энергия отдачи возбужденного ядра, $T_{A^*,\eta}^{\max}$, достигается при “оптимальной кинематике”, когда массы ДМ-частицы и ядра совпадают ($r = 1$). С дальнейшим ростом отношения r максимально возможная энергия отдачи возбужденного ядра весьма быстро уменьшается (примерно в 5 раз) и входит в зону регистрации энергии упругой отдачи ядра.

Резкое падение ряда кривых в нуль происходит в момент, когда $\omega = \frac{(r+1)\Delta\epsilon_{mn}}{T_\eta^{\max}}$ из (67) возрастает и достигает единицы. Например, когда $T_\eta^{\max} = 250$ кэВ и $\Delta E = 50$ кэВ это происходит при $r = 4$. Имеются заметные области параметров r и $T_\eta^{\max}$ (например, при достаточно больших энергиях

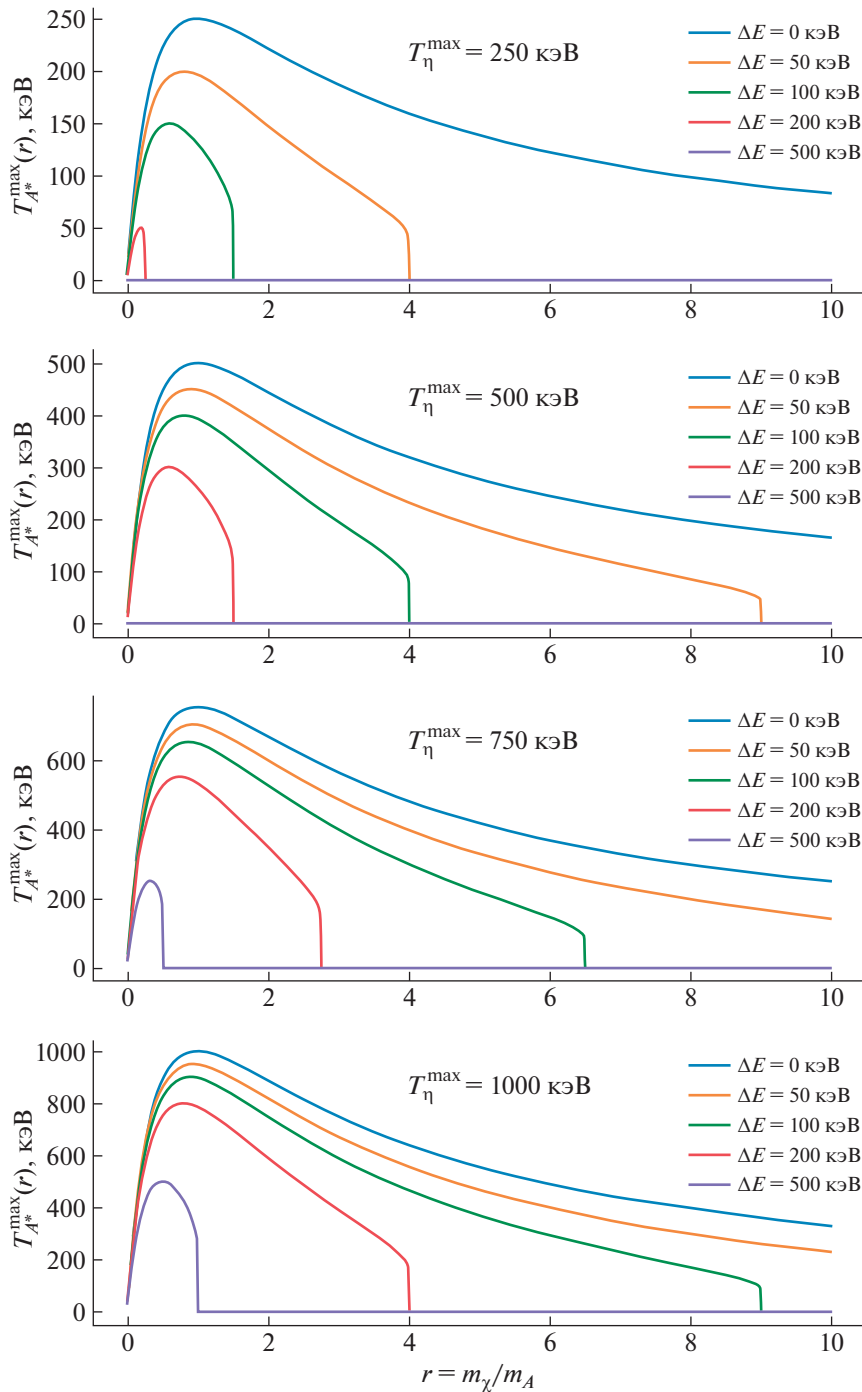


Рис. 4. Теоретическая зависимость максимально возможной энергии отдачи возбужденного ядра, $T_{A*,\eta}^{\max}$ (выражение (66)) от отношения масс ДМ-частицы и ядра, r , для четырех “пробных” максимальных энергий ДМ-частиц, $T_\eta^{\max}$, и пяти возможных энергий возбуждения ядерных уровней ΔE .

возбуждения ядерных уровней, $\Delta E \geq 200$ кэВ), где $\omega > 1$. В этих областях $T_{A*,\eta}^{\max}$ “положено” равным нулю, что отражает полное отсутствие возможности возбуждения ядра. На рис. 5 зависимость (66) показана в “практической плоскости”. Здесь максимально возможная энергия отдачи возбужденного ядра представлена в виде функции массы ДМ-

частицы при некоторых значениях безразмерной скорости ДМ-потока η для ряда типичных ядер-мишеней (с конкретными значениями их масс и энергий возбуждения первых уровней, приведенных в табл. 1).

Видно, что в случае Стандартной модели ДМ-гало ($\eta = 1$) только на тяжелых ядрах йода и

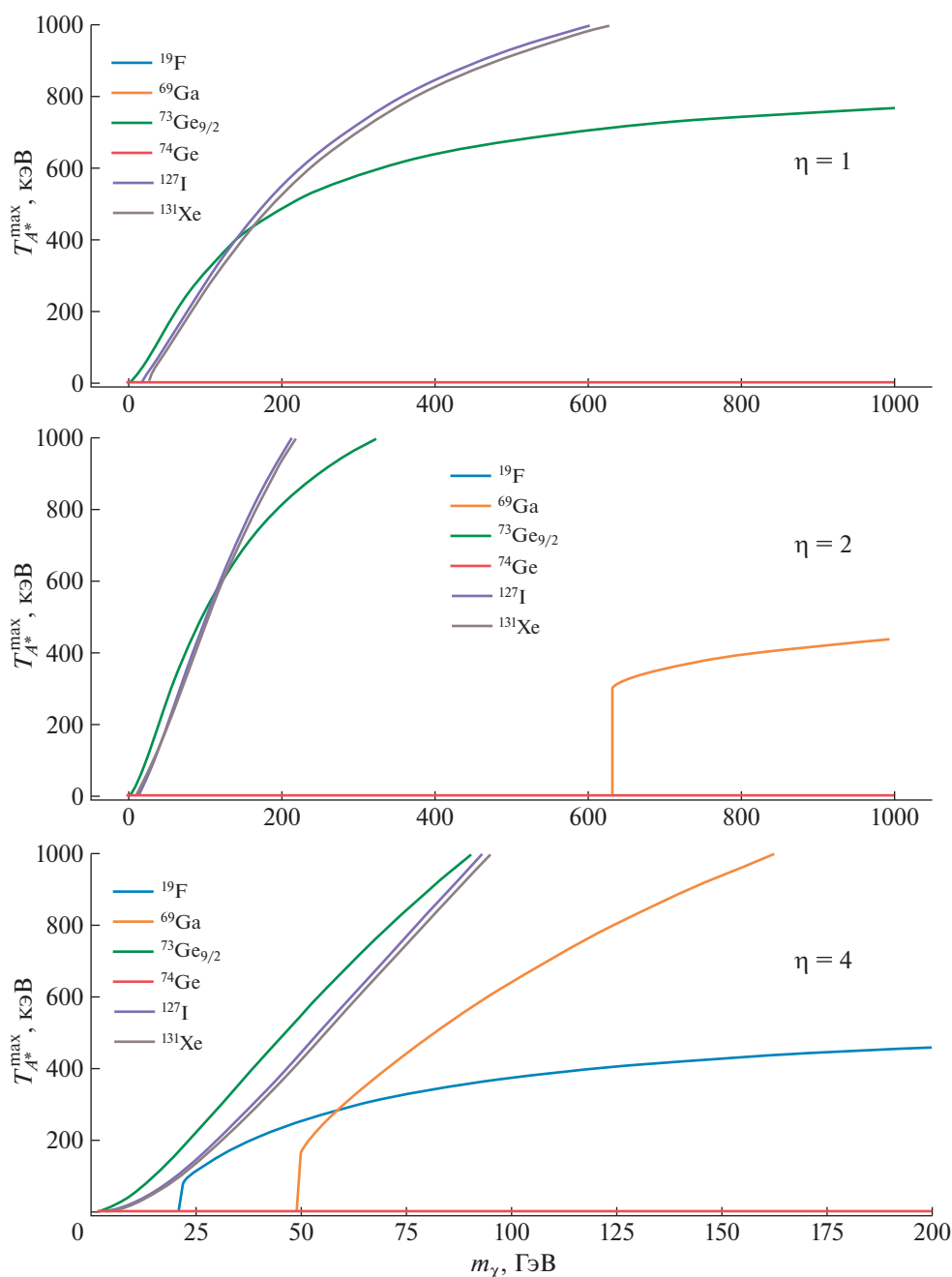


Рис. 5. “Практическая” зависимость максимально допустимой энергии отдачи возбужденных ядер $T_{A^*, \eta}^{\max}(r, \Delta \varepsilon_{mn})$ из (66) от DM-массы m_χ для типичных ядер-мишеней и скоростей DM-потока $\eta = 1; 2; 4$. Случай $\eta = 1$ отвечает Стандартной гало модели (SHM).

ксенона (в силу относительно небольших энергий возбуждения их первых уровней) возможны неупругие процессы возбуждения этих ядер DM-частицами любых масс. При этом значения энергии отдачи этих (возбужденных) ядер возможны вплоть до МэВ-ного масштаба. Для более легких ядер, таких как фтор, галлий и германий, несмотря на заметное различие в энергиях их уровней воз-

буждения DM-частицы, подчиняющиеся SHM-распределению, не способны вызвать неупругий процесс ни при каких значениях m_χ .

При относительно слабом DM-потоке ($\eta = 2$) ситуация меняется незначительно. Заметно возрастает лишь масштаб энергий отдачи для тяжелых ядер, и открывается неупругий канал на галлиевой мишени при достаточно больших массах m_χ .

Наконец, в случае достаточно сильного ДМ-потока ($\eta = 4$) энергии ДМ-частиц вполне хватает для возбуждения всех ядер с весьма заметными энергиями отдачи, быстро растущими с ростом m_χ -массы. Небольшое исключение составляет фтор, где рост энергии отдачи в силу малости массы ядра фтора не такой “быстрый”, и германий, для которого неупругий канал χA -реакции открывается при нескольких больших ДМ-массах ($m_\chi \geq 90$ ГэВ) из-

за большой энергии возбуждения первого уровня (равной 596 кэВ).

“Обращение” соотношения (66) дает T_{A^*} -зависимость минимально допустимого значения масс ДМ-частицы, $m_\chi^{\min}$, начиная с которого становится возможно возбуждение A -ядра, сопровождающееся энергией отдачи ядра T_{A^*} . Эта зависимость имеет вид

$$m_\chi^{\min}(T_{A^*}, A, \eta) = \frac{m_A T_{A^*}}{\sqrt{2m_A T_{A^*} (x_\eta^{\max})^2 v_0^2 - (T_{A^*} + \Delta\epsilon_{mn})}} = \quad (70)$$

$$= \frac{m_A}{2(2.5 + \eta)\sqrt{0.27} \sqrt{\left[\frac{m_A}{1 \text{ ГэВ}}\right] \left[\frac{T_{A^*}}{1 \text{ кэВ}}\right]^{-1} - 1 - \frac{\Delta\epsilon_{mn}}{T_{A^*}}}}.$$

Для нескольких ядер и четырех вариантов ДМ-распределений с максимальными скоростями ДМ-потока $\eta = 1$ (зеленая кривая), $\eta = 2$ (красная кривая), $\eta = 3$ (фиолетовая кривая) и $\eta = 4$ (черная кривая) зависимость (70) показана на рис. 6 и рис. 7. Из рис. 6 на примере ядра ^{131}Xe видно, что при максимальной скорости ДМ-потока $\eta = 2$ (красная кривая) энергию отдачи (у возбужденного) ядра ^{131}Xe , равную $T_A \simeq 50$ кэВ, могут вызвать только ДМ-частицы, массы которых превышают значение $\simeq 25$ ГэВ/ c^2 . При максимальной скорости ДМ-потока $\eta = 1$ (зеленая кривая — SHM) та же энергия отдачи ядра $T_A \simeq 50$ кэВ может быть вызвана только ДМ-частицами, массы которых больше $\simeq 40$ ГэВ/ c^2 . В целом, для этих ядер (за исключением, быть может, малых T_A) практически отсутствуют серьезные ограничения на возможные значения m_χ , при которых открываются неупругие каналы взаимодействия.

На рис. 7 показаны аналогичные зависимости для легкого ядра ^{19}F ($\Delta\epsilon_{mn} = 110$ кэВ) и ядра ^{69}Ga ($\Delta\epsilon_{mn} = 319$ кэВ). По сравнению с рис. 6 имеется заметное отличие в поведении кривых⁷⁾. При $\eta = 1$ (SHM) для обоих ядер зеленая кривая “лежит” полностью при нулевых значениях m_χ (ее не видно на рисунке). Это означает, что ни при каких значениях ДМ-массы m_χ в этом случае ядра ^{19}F и ^{69}Ga не поддаются возбуждению (с образованием хоть какого-нибудь значения энергии отдачи

в указанных на графиках интервалах). При возрастании максимальной скорости ДМ-потока (фиолетовая и черная кривые) уже становится возможным возбуждение ядра ^{19}F в сопровождении энергии отдачи T_A в интервале 25–575 кэВ (40–320 кэВ) при $\eta = 4(3)$ соответственно. При этом для достижения энергии отдачи ядра T_{A^*} на краях этих интервалов необходима бесконечная кинетическая энергия ДМ-частиц, что эквивалентно $m_\chi \simeq \infty$. Об этом свидетельствуют резкие полюсные пики кривых и запрещенные области для T_A вне этих пиков как при малых T_A , так и при больших T_A . Эти (в данном случае два) полюса отвечают обращению в нуль знаменателя в формуле (70). Аналогичное полюсное поведение можно заметить на рис. 6 для ^{129}I и ^{131}Xe в области очень малых значений T_A (которую можно обрезать, введя большее значение $T_A^{\min}$).

Возбуждение ядра ^{69}Ga “открывается” уже при $\eta = 2$ и тоже возможно лишь в ограниченных интервалах значений энергии отдачи ядра. Однако, как видно из рис. 7, в отличие от ^{19}F , эти разрешенные интервалы T_A практически полностью лежат при (очень) больших значениях T_A , где когерентный (упругий) вклад давно уже равен нулю, о чем свидетельствует обращение в нуль квадрата формфактора.

Итак, на примере ^{19}F и ^{69}Ga видно, что область возможных значений энергии отдачи, T_{A^*} , сопровождающих возбуждение этих ядер на их первые уровни, во-первых, ограничена, а во-вторых, ее ширина зависит от максимально допустимой скорости ДМ-частиц.

⁷⁾ Оно фактически обусловлено меньшей величиной отношения $\frac{m_A}{\Delta\epsilon_{mn}}$ для ^{19}F и ^{69}Ga , чем для ^{131}Xe и ^{73}Ge , соответственно, несмотря на относительно малую разность по энергии возбуждения первого уровня.

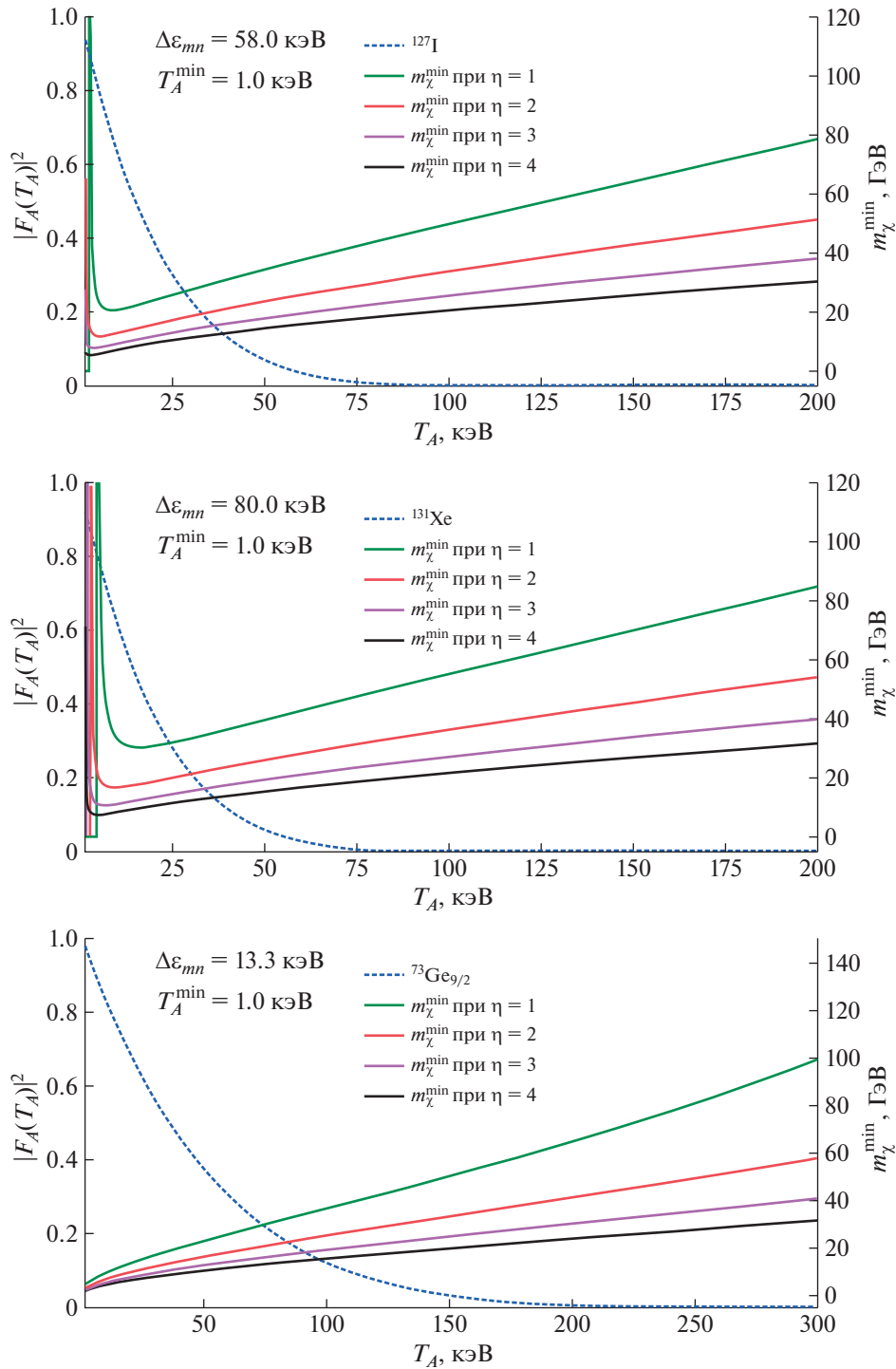


Рис. 6. Минимально допустимые значения масс $m_{\chi}^{\min}$ как функции энергии отдачи, T_A , (возбужденных) ядер ^{131}Xe , ^{127}I и ^{73}Ge показаны (правая вертикальная ось) для ДМ-распределений с максимальными скоростями потока $\eta = 1$ (зеленая кривая), $\eta = 2$ (красная кривая), $\eta = 3$ (фиолетовая кривая) и $\eta = 4$ (черная кривая). Левая вертикальная ось иллюстрирует поведение квадрата модуля формфактора соответствующего ядра.

Иными словами, если на ядре-мишени из ^{19}F регистрируются γ -кванты с характерной энергией $\simeq 110$ кэВ совместно с энергией отдачи этого ядра, например, при $T_A^* \simeq 370$ кэВ, то это означает, что

масса ДМ-частицы, вызвавшей такое излучение, превышает $100 \text{ ГэВ}/c^2$ и имеет место интенсивный ДМ-поток, максимальная скорость которого нахо-

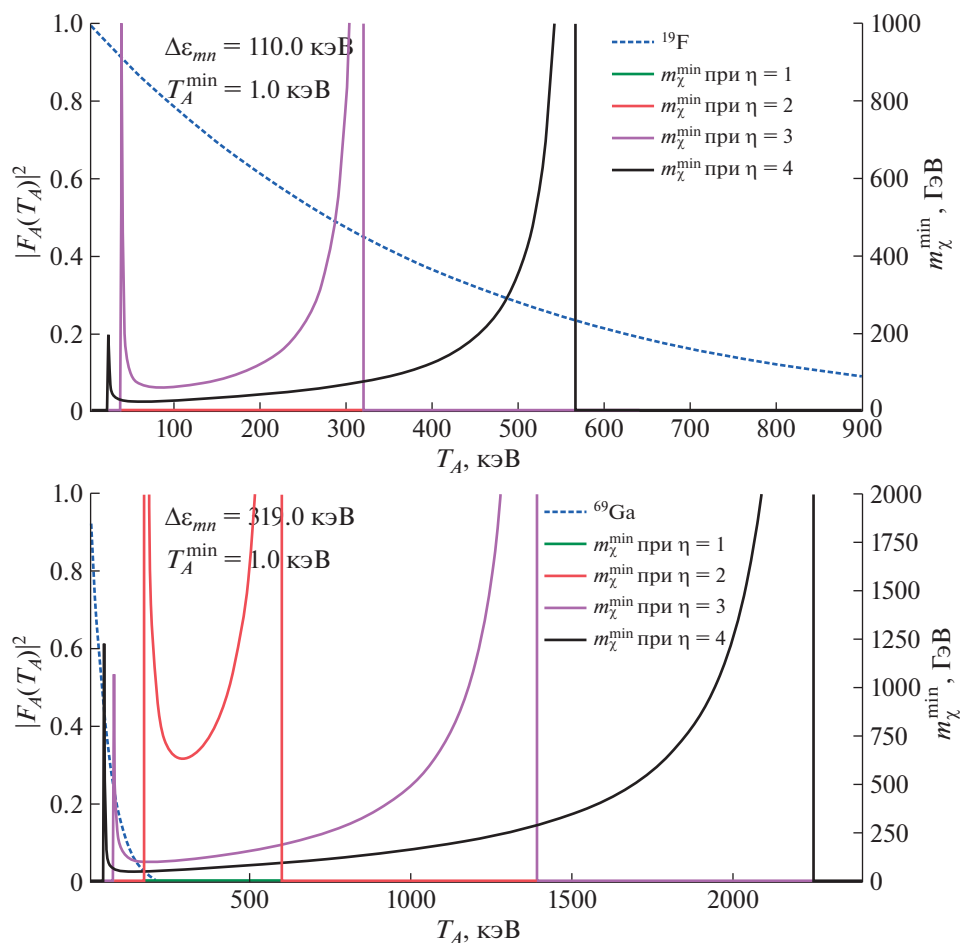


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для ядер ^{19}F и ^{69}Ga .

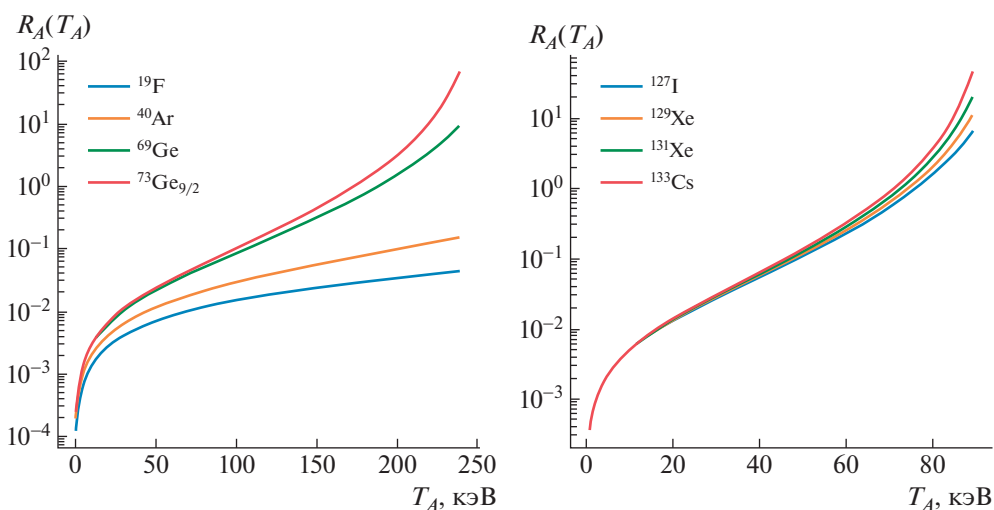


Рис. 8. “Ядерные” отношения $R_A(T_A)$ (61) в зависимости от энергии отдачи ядра T_A .

дится на уровне $\eta \simeq 4$. Аналогичное количественное заключение можно сделать для ядра ^{69}Ga .

На рис. 8 для нескольких типичных ядер-

мишеней показано T_A -поведение ядерного множителя $R_A(T_A)$ из формулы для отношения скоростей счета событий (61), который иллюстрирует эффект

“чисто ядерной некогерентности” и полностью задается поведением квадрата формфактора ядра с ростом T_A . Из формулы (61) видно, что выражение $R_A(T_A)$ имеет полюс, когда $|F(T_A)|^2 \simeq 0$. Именно из этого условия были выбраны максимальные значения энергии отдачи ядра $T_A^{\max}$ на графиках. Ядерный множитель $R_A(T_A)$ определяет возможность использования того или иного ядра-мишени (с конкретными m_A и $\Delta\epsilon_{mn}$) для регистрации неупругого процесса возбуждения этого ядра при взаимодействии с ним ДМ-частиц. Зависимость дифференциального “эффекта некогерентности”, т.е. отношения некогерентной скорости счета к когерентной скорости счета событий, от характера взаимодействия χ -частицы с нуклонами полностью задает первый, “зарядово-ядерный”, множитель из формулы (61), записанный в виде

$$R_{\text{In}}(A) = A \frac{Q_{\text{inc}}(A)}{Q_{\text{coh}}(A)} = \quad (71)$$

$$= \frac{(A_p + A_n)[A^p(\alpha_p^2 + 3\delta_p^2) + A^n(\alpha_n^2 + 3\delta_n^2)]}{(\alpha_p A_p + \alpha_n A_n)^2 + (\delta_p \Delta A_p + \delta_n \Delta A_n)^2}.$$

В рассматриваемом нерелятивистском случае он определяется только эффективными константами связи лептон-нуклонных слабых токов $\alpha_{p,n}$ и $\delta_{p,n}$, “взвешенными” с соответствующими им параметрами протон-нейтронной структуры конкретного ядра. Множитель $R_{\text{In}}(A)$ может как усиливать, так и ослаблять “чистый” эффект ядерной структуры, представленный на рис. 8. Значения этого множителя в рамках СМ для ряда ядер-мишеней приведены в табл. 1. Видно, что наличие “зарядово-ядерных” факторов $R_{\text{SM}}(A)$ из (71) приводит к более чем 10-кратному усилению “эффекта некогерентности”. Доминирование неупругого вклада начинается почти при вдвое более низких энергиях отдачи T_A , т.е. возбуждение (низших) уровней этих ядер может сопровождаться энергиями отдачи T_A , как правило, уже близкими к традиционному интервалу регистрации сигналов ДМ-детекторов $T_A \leq 50$ кэВ (для тяжелых ядер).

Третий, “космический” множитель в формуле (61), т.е. отношение $R_C(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A)$ из (62), всегда равно единице, если принимается во внимание только одна возможность для ДМ-распределения по скоростям (например, SHM). Когда учитываются, как это представлено в формуле (62), одновременно два возможных ДМ-распределения (SHM и $\eta > 1$), то отношение $R_C(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A)$ также практически во всей доступной области параметров равно единице или нулю. Обращение его в нуль происходит тогда, когда увеличивающееся значение T_A становится больше $T_{A^*,\eta}^{\max}$, но все еще меньше $T_{A,\eta}^{\max}$, что приводит к обращению в нуль

некогерентного вклада, т.е. числителя этого отношения и самого отношения.

Влияние множителя $R_C(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A)$ на поведение полного отношения некогерентной скорости счета событий к когерентной скорости счета событий (61) заметно только для достаточно малых значений $m_\chi = 10\text{--}35$ ГэВ/ c^2 . В целом это влияние практически полностью исчезает с ростом m_χ и η . Конкретные специальные случаи отдельных ядер (m_A и $\Delta\epsilon_{mn}$) и значений m_χ , где это не так, требуют более внимательного анализа. По существу, отсутствие заметного влияния фактора $R_C(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A)$ означает, что с ростом m_χ и η кинетической энергии ДМ-частиц становится достаточно, чтобы начать возбуждать низколежащие уровни ядер мишени в сопровождении с достаточно большими (и хорошо измеряемыми) значениями энергий отдачи этих ядер, T_A . Это делает неупругую скорость счета событий постоянно присутствующей компонентой взаимодействия ДМ-частиц с ядрами, в отличие от упругой компоненты, которая с ростом T_A быстро исчезает.

Ограничимся в дальнейшем учетом только одного типа распределения ДМ-частиц вблизи поверхности Земли с возможными максимальными безразмерными скоростями $\eta = 1, 2, 4$ и весом $\gamma_\eta = 1$. Тогда “космические” множители (60) становятся одинаковыми по величине и различаются только “протяженностью” по T_A :

$$C_{\text{coh/inc}}(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A) =$$

$$= C(x_{\min}, \eta, \epsilon) \Theta(T_{A/A^*,\eta}^{\max} - T_A),$$

поскольку $T_{A,\eta}^{\max}$ всегда не меньше $T_{A^*,\eta}^{\max}$. (см. рис. 9). Здесь введено обозначение

$$C(x_{\min}, \eta, \epsilon) \equiv S(x_{\min}, \eta, \epsilon) - S(2.5 + \eta, \eta, \epsilon). \quad (72)$$

Полная (сумма когерентного и некогерентного вкладов) дифференциальная скорость счета событий (54) принимает в результате вид

$$\frac{dR(T_A)}{R_0^w dT_A} = C(x_{\min}, \eta, \epsilon) \frac{m_A}{Am_\chi} \times \quad (73)$$

$$\times [Q_{\text{coh}}(A) \Phi_{\text{coh}}(T_A) \Theta(T_{A,\eta}^{\max} - T_A) +$$

$$+ Q_{\text{inc}}(A) \Phi_{\text{inc}}(T_A) \Theta(T_{A^*,\eta}^{\max} - T_A)],$$

$$\text{где } R_0^w \equiv \frac{G_F^2 \rho_\chi N_{\text{Av}}}{4\pi v_0} \simeq 10^3 \frac{\text{событий}}{\text{кг кэВ год}}. \quad (74)$$

Отношения (61) и (63) также упрощаются (т.к. $T_{A,\eta}^{\max} \geq T_{A^*,\eta}^{\max}$):

$$R(A, T_A, T_A^{\min}) = \quad (75)$$

$$= \frac{dR_{\text{inc}}}{dT_A} \bigg/ \frac{dR_{\text{coh}}}{dT_A} = \frac{Q_{\text{inc}}(A)}{Q_{\text{coh}}(A)} \frac{1 - |F(T_A)|^2}{|F(T_A)|^2} \times$$

$$\times \Theta(T_A - T_A^{\min}) \Theta(T_{A^*,\eta}^{\max} - T_A),$$

$$R(A, T_A^{\min}) \equiv \frac{R_{\text{inc}}}{R_{\text{coh}}}(T_A^{\min}) = \frac{\int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,\eta}^{\max}} dT_A [1 - |F(T_A)|^2]}{\int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,\eta}^{\max}} dT_A |F(T_A)|^2} \cdot \frac{Q_{\text{inc}}(A)}{Q_{\text{coh}}(A)} \Theta(T_A - T_A^{\min}).$$

Полная, интегральная скорость счета событий как функция энергетического порога $T_A^{\min}$, массы ядра-мишени A и энергии первого уровня возбуждения этого ядра, а также в зависимости от параметров $m_\chi, \eta, \gamma_\eta, \epsilon$ получается в виде

$$R_{\text{inc+coh}}(T_A^{\min}) = C(x_{\min}, \eta, \epsilon) \times \left[Q_{\text{inc}}(A) \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,\eta}^{\max}} dT_A \Phi_{\text{inc}}(T_A) + Q_{\text{coh}}(A) \int_{T_A^{\min}}^{T_{A^*,\eta}^{\max}} dT_A \Phi_{\text{coh}}(T_A) \right]. \quad (76)$$

Формулы (73), (75) и (76) являются основными для дальнейшего рассмотрения.

Как известно, результаты “классических” экспериментов по прямому поиску частиц темной материи [8, 12, 16, 18, 28, 31, 32, 90, 93, 94, 102–104] обычно интерпретируются в терминах спин-независимого и спин-зависимого сечений взаимодействия ДМ-частицы с нуклонами, поэтому остановимся подробнее именно на этих двух типах χA -взаимодействия. Случай нерелятивистского лептон-нуклонного слабого ($V \pm A$) взаимодействия Стандартной модели рассмотрен в [105].

4.2. Спин-независимые скорости счета событий

Скалярное, в терминологии прямого поиска темной материи спин-независимое, взаимодействие в нерелятивистском приближении подхода [86–88] имеет такой же вид, как и чисто векторное, когда в общей формуле для скалярного произведения (14) отличными от нуля остаются только эффективные константы связи α_p и α_n [90]. Тогда обе аксиальные константы связи следует взять нулевыми $\delta_p = \delta_n = 0$ в выражении (71), и формулу (61) можно записать в виде

$$R_{\text{Scalar}}(A, T_A) = R_A(T_A) A \frac{A_p \alpha_p^2 + A_n \alpha_n^2}{(A_p \alpha_p + A_n \alpha_n)^2} \times \Theta(T_A - T_A^{\min}) \Theta(T_{A^*,\eta}^{\max}(r, \Delta \varepsilon_{mn}) - T_A). \quad (77)$$

В изоскалярном случае, когда $\alpha_p = \alpha_n$, зависимость от констант полностью сокращается, и эта формула с ростом T_A ведет себя как “чисто ядерное отношение” $R_A(T_A)$, т.е. $R_I(A) = 1$:

$$R_{\text{Scalar}}^{\text{iso}}(A, T_A) = R_A(T_A) \Theta(T_A - T_A^{\min}) \times \Theta(T_{A^*,\eta}^{\max}(r, \Delta \varepsilon_{mn}) - T_A). \quad (78)$$

Если один из параметров значительно меньше другого, например, как это имеет место в СМ, где $\alpha_p \ll \alpha_n$ (или, для простоты, $\alpha_p \simeq 0$), то

$$R_{\text{Scalar}}^{\alpha_p=0}(A, T_A) = R_A(T_A) \frac{A_p + A_n}{A_n} = \frac{1 - F_A^2(T_A)}{A_n F_A^2(T_A)},$$

что также не зависит от α_n и отличается от $R_A(T_A)$ только множителем порядка 2.

Для ^{73}Ge и ^{127}I отношение (78) показано на рис. 10 вместе с соответствующими дифференциальными полными (когерентный плюс некогерентный) скоростями счета событий, вычисленными на основе формул (73) с равными скалярными константами связи $a_p = a_n = 0.5$. В данном случае скалярное неупругое (некогерентное) χA -взаимодействие практически не дает заметного вклада в суммарную дифференциальную скорость счета событий. Отношение $R_{\text{Scalar}}^{\text{iso}}(A, T_A)$ практически везде меньше единицы.

В антиизоскалярном варианте, когда как и в СМ имеет место $\alpha_n = -\alpha_p$, получается

$$R_{\text{Scalar}}^{\text{SM}}(A, T_A) = R_A(T_A) (A_p + A_n) \frac{A_p \alpha_p^2 + A_n \alpha_n^2}{(A_p \alpha_p - A_n \alpha_n)^2} = R_A(T_A) \left(\frac{p+1}{p-1} \right)^2, \quad \text{где } p = \frac{A_n}{A_p}.$$

Из табл. 1 видно, что для самых легких ядер в данном случае когерентный вклад отсутствует, поскольку число протонов совпадает с числом нейтронов и $p = 1$. Для фтора, натрия и хлора когерентный (упругий) вклад сильно подавлен, неупругий зарядовый множитель на порядок превышает упругий. И далее, чем тяжелее ядро-мишень, тем больше величина p , и тем меньше отличие $R_{\text{Scalar}}^{\text{SM}}(A, T_A)$ от $R_A(T_A)$, представленного на рис. 10.

Рис. 11 иллюстрирует данный случай на примере ядер ^{73}Ge и ^{127}I . Полная, интегральная, скорость счета событий как функция m_χ для ядер ^{73}Ge и ^{127}I в приближении (76) и чисто скалярного взаимодействия СМ представлена на рис. 12, где для простоты взято $\alpha_n = -\alpha_p$, $R_0 = 1.0$.

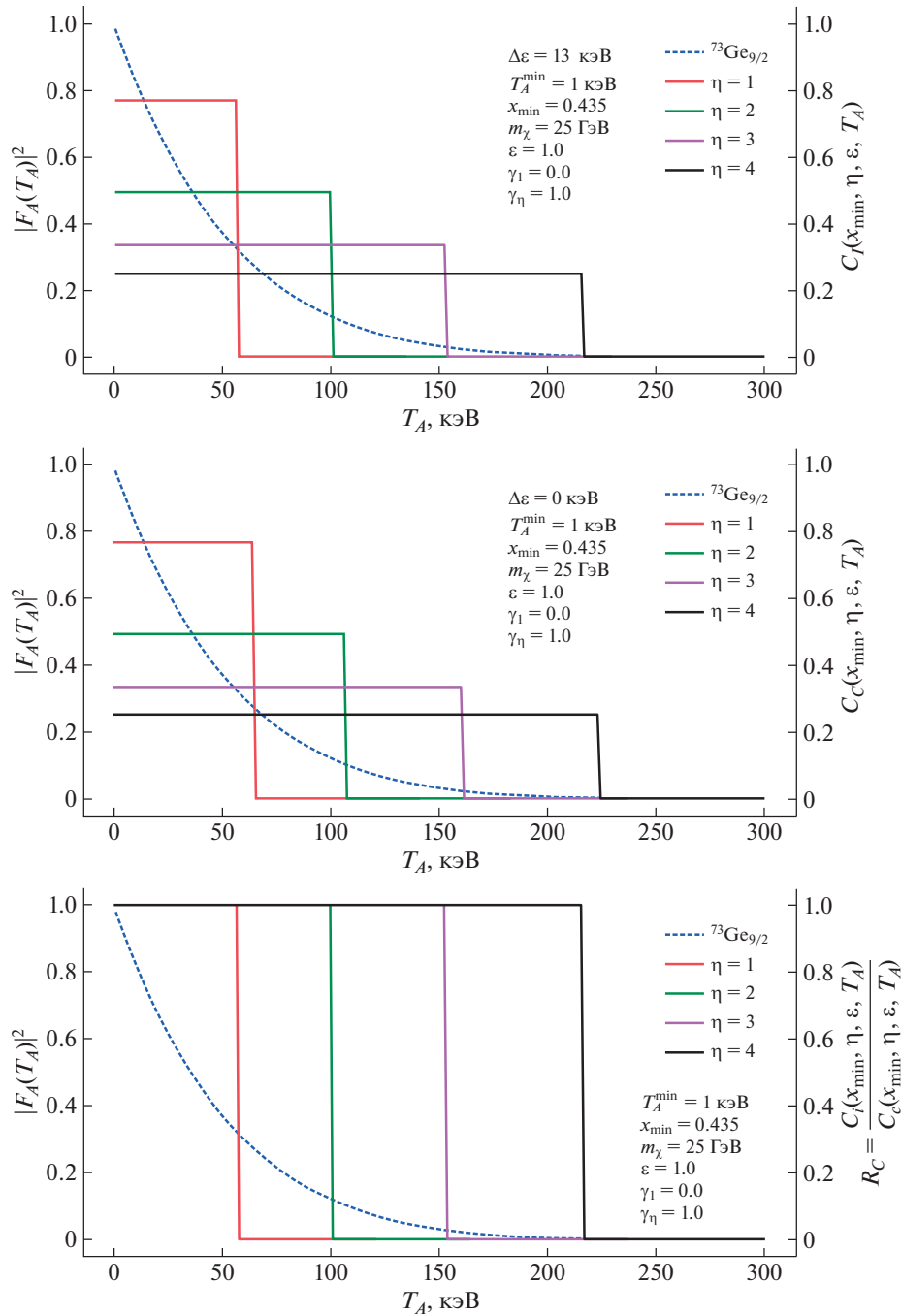


Рис. 9. На примере ядра ^{73}Ge показано поведение “космических” множителей и множителя $R_C(x_{\min}, \eta, \epsilon, T_A)$ в случае одного DM-распределения с различными параметрами η . Синей пунктирной кривой показан квадрат ядерного формфактора $|F_A(T_A)|^2$.

Из рис. 10 и 11 видна основная тенденция: с ростом T_A происходит плавная смена “наполнения” измеряемой скорости счета событий — упругий вклад в скорость счета событий заменяется неупругим (некогерентным) вкладом. При этом суммарная скорость счета событий уменьшается, однако не более чем на порядок величины. Из рис. 12 видно, что неупругий вклад в полную ин-

тегральную скорость счета событий доминирует с увеличением m_χ ($m_\chi > 30\text{--}50$ GeV/ c^2).

Если детектор настроен на регистрацию только упругого рассеяния, то при возрастании T_A он начинает терять возможность вообще что-либо регистрировать, поскольку упругих процессов становится все меньше и меньше. Одновременно заметно растет число неупругих процессов, которые

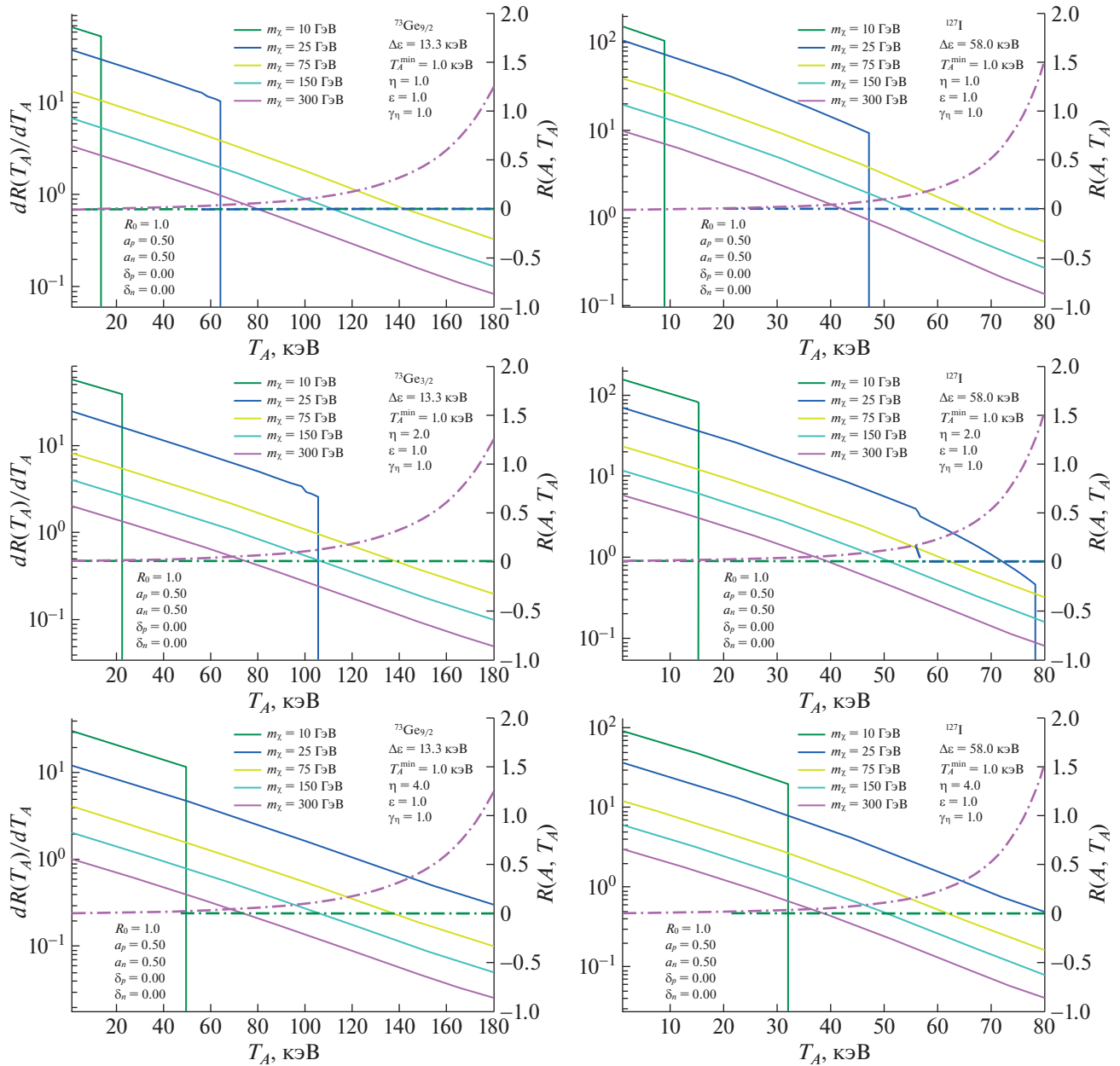


Рис. 10. Для ^{73}Ge и ^{127}I представлены отношения $R_{\text{Scalar}}^{\text{iso}}(A, T_A)$ из (78) некогерентной к когерентной скорости счета событий (правая ось) и (левая ось) полная дифференциальная скорость счета событий (73) (в относительных единицах, пропорциональных $\frac{\text{события}}{\text{кэВ год кг}}$) как функции энергии отдачи ядра T_A в случае скалярного χA -взаимодействия с $\alpha_p = \alpha_n = 0.5$.

такой прибор не способен “видеть” (скажем, он не может регистрировать фотоны от девозбуждения ядер). Его способность зарегистрировать ДМ-частицы достаточно большой массы также сильно падает. Получается ситуация, когда искомые χA -взаимодействия потенциально возможны, но типовой детектор их не может зарегистрировать. Отметим, что в отличие от утверждений авторов работ [99, 106], скалярное χA -взаимодействие в рассмотренном варианте вполне может давать

заметный вклад в неупругие χA -процессы (см. рис. 11–12).

4.3. Спин-зависимые скорости счета событий

Обратимся к чисто аксиал-векторному χA -взаимодействию, которое в терминологии прямого поиска темной материи носит название спин-зависимого. Тогда в формуле (71) векторные

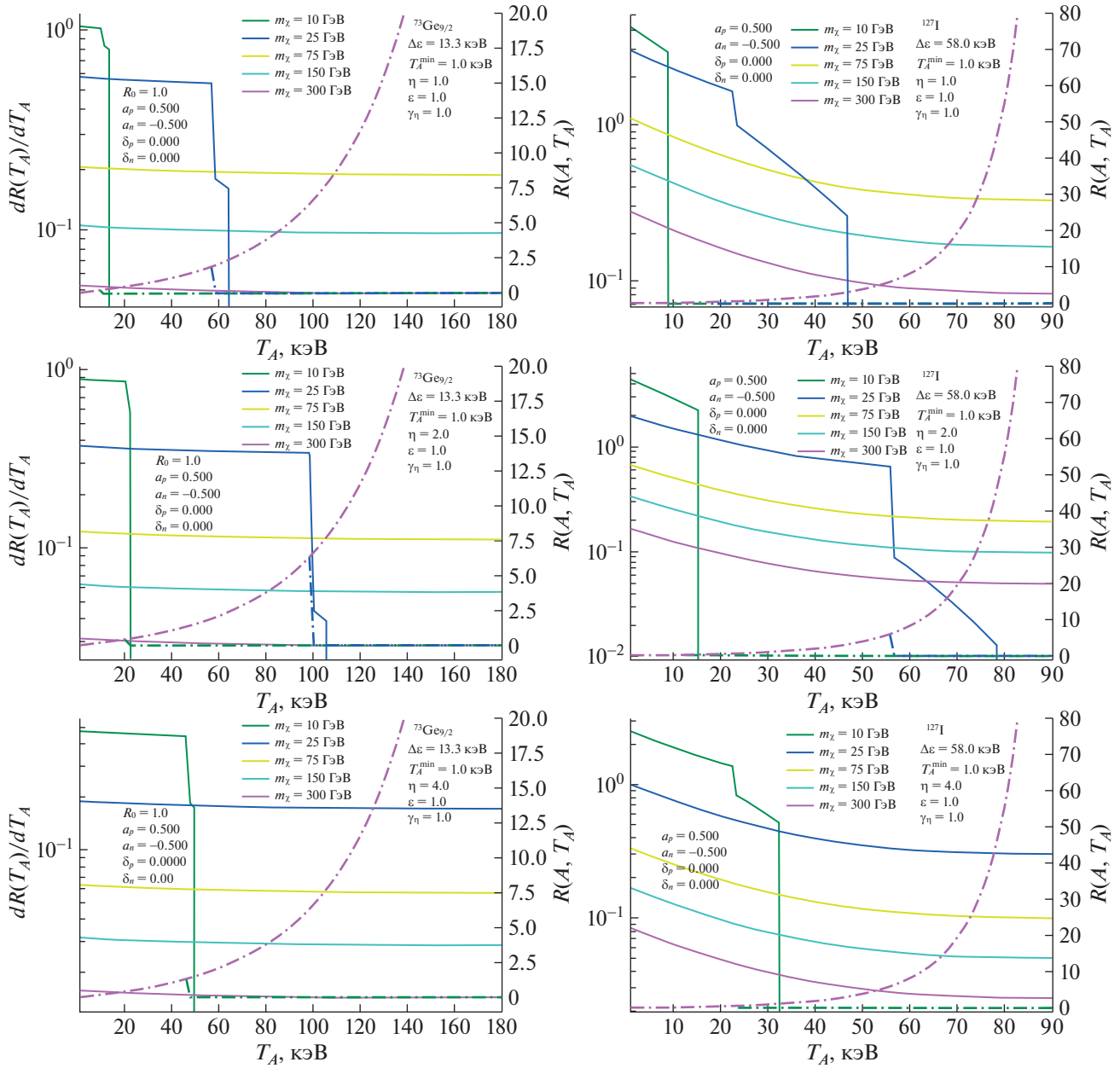


Рис. 11. То же, что и на рис. 10, но для скалярного χA -взаимодействия с $\alpha_p = -\alpha_n = 0.5$.

эффективные константы связи протона и нейтрона $\alpha_p = \alpha_n = 0$, и отношение (61) принимает вид

$$R_{\text{Axial}}(A, T_A) = \quad (79)$$

$$= R_A(T_A) \frac{3A(A^p \delta_p^2 + A^n \delta_n^2)}{(\delta_p \Delta A_p + \delta_n \Delta A_n)^2} \times$$

$$\times \Theta(T_A - T_A^{\min}) \Theta(T_{A^*, \eta}^{\max}(r, \Delta \varepsilon_{mn}) - T_A).$$

Видно, что для ядер с нулевым спином (точнее, когда $\Delta A_{p/n} = 0$) когерентный вклад в полное сечение от чисто аксиал-векторного взаимодействия отсутствует, и это отношение теряет смысл. Поскольку в СМ аксиальные эффективные константы

протона и нейтрона связаны соотношением $\delta_n = -\delta_p$, то отношение

$$R_{\text{Axial}}^{\text{SM}}(A, T_A) = \frac{3R_A(T_A)A^2}{(\Delta A_p - \Delta A_n)^2}$$

не зависит от значения самой аксиальной константы связи δ_p и, что более значимо, не только не подавлено величиной A , а, наоборот, прямо пропорционально ей, при условии, что $\Delta A_p \neq \Delta A_n$ (см. рис. 13). В противном случае отношение (79) теряет смысл.

Полная интегральная скорость счета событий (76) на ядрах ^{73}Ge и ^{127}I как функция m_χ для

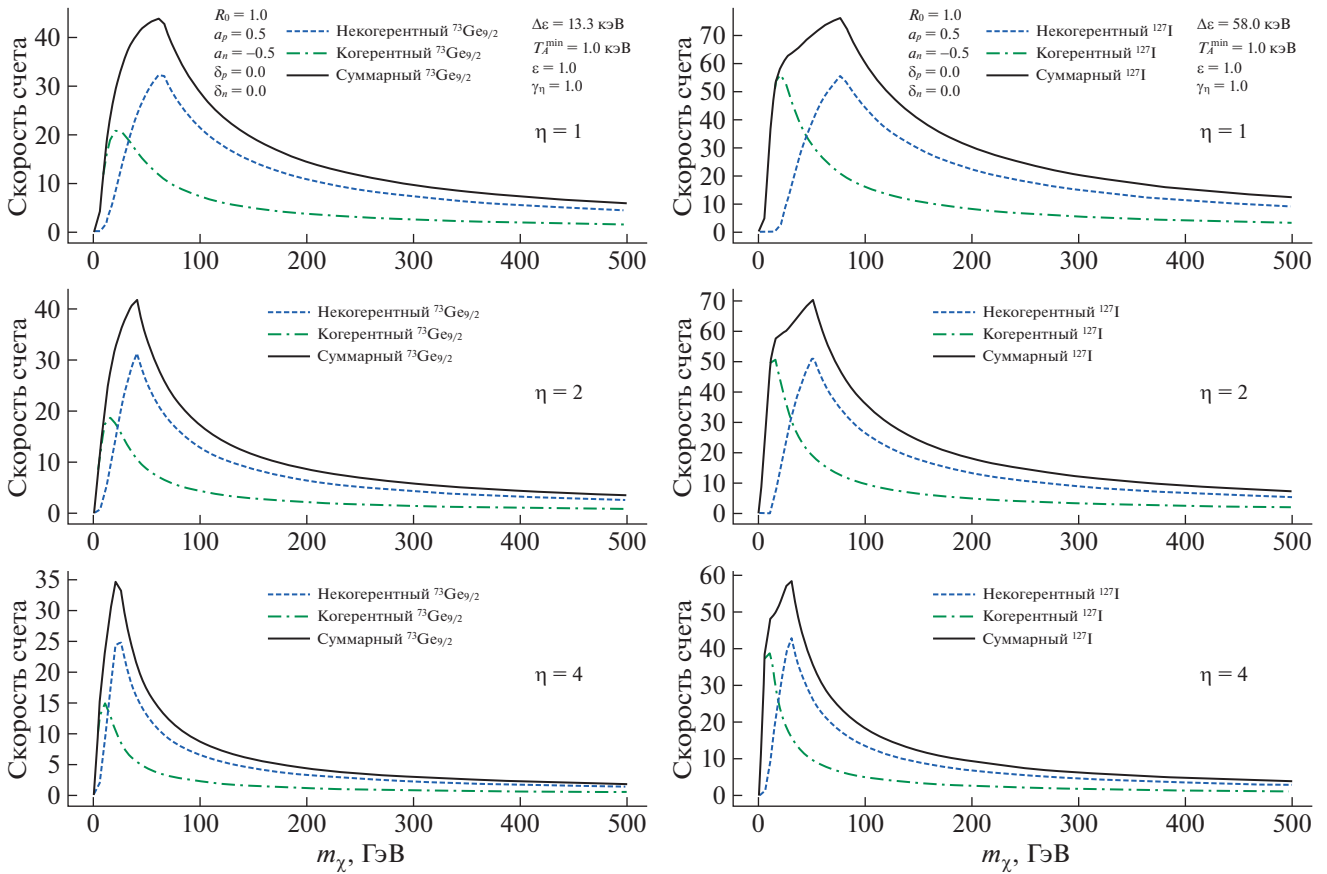


Рис. 12. Интегральная скорость счета событий (в единицах $\frac{\text{события}}{\text{год кг}}$) на ядах ^{73}Ge и ^{127}I как функция массы m_χ и других “космических характеристик” в случае скалярного χA -взаимодействия с $\alpha_p = -\alpha_n = 0.5$. Показаны также когерентный и некогерентный вклады в полную скорость счета событий.

аксиал-векторного взаимодействия СМ (когда $\delta_n = -\delta_p$ и для простоты $R_0 = 1.0$) представлена на рис. 14. Из этих рисунков видно, что доля когерентного вклада либо очень мала, либо полностью отсутствует.

Когда $\delta_n = \delta_p$, из отношения (79) также полностью выпадает зависимость от конкретного значения аксиальной константы связи, и оно принимает похожий вид:

$$R_{\text{Axial}}^{\text{spin}}(A, T_A) = \frac{3R_A(T_A)A^2}{(\Delta A_p + \Delta A_n)^2},$$

где $\Delta A \equiv \Delta A_p + \Delta A_n$ играет роль полного спина ядра A . Этот случай можно считать полным аналогом традиционного спин-зависимого взаимодействия χ -частицы (темной материи) с веществом детектора, поскольку когерентное сечение здесь пропорционально квадрату спина ядра. На рис. 15 представлены отвечающие этому случаю графики. Полная интегральная скорость счета событий (76) для ядер ^{73}Ge и ^{127}I как функция m_χ в случае изоскалярного аксиал-векторного взаимодей-

ствия, когда $\delta_n = \delta_p$ (а также $R_0 = 1.0$), представлена на рис. 16.

Из рис. 13 и 15 упомянутая выше для случая скалярного взаимодействия “общая тенденция” в балансе когерентности и некогерентности становится ярко выраженной. Действительно, если χ -частица взаимодействует с нуклонами ядра только аксиал-векторным образом, то на мишени, состоящей из ядер с нулевым спином, невозможно обнаружить взаимодействие этой частицы по когерентному (упругому) каналу. Его просто нет. Единственный путь регистрации ДМ-частицы лежит через обнаружение ее неупругого (некогерентного) взаимодействия с нуклонами. Более того, даже если мишень состоит из ядер с ненулевым спином, то когерентный (упругий, пропорциональный квадрату спина ядра) вклад в ожидаемую полную скорость счета полезных событий “не виден” на фоне некогерентного (неупругого, пропорционального атомной массе ядра A) вклада практически во всем интервале возможных значений энергии отдачи ядра мишени T_A .

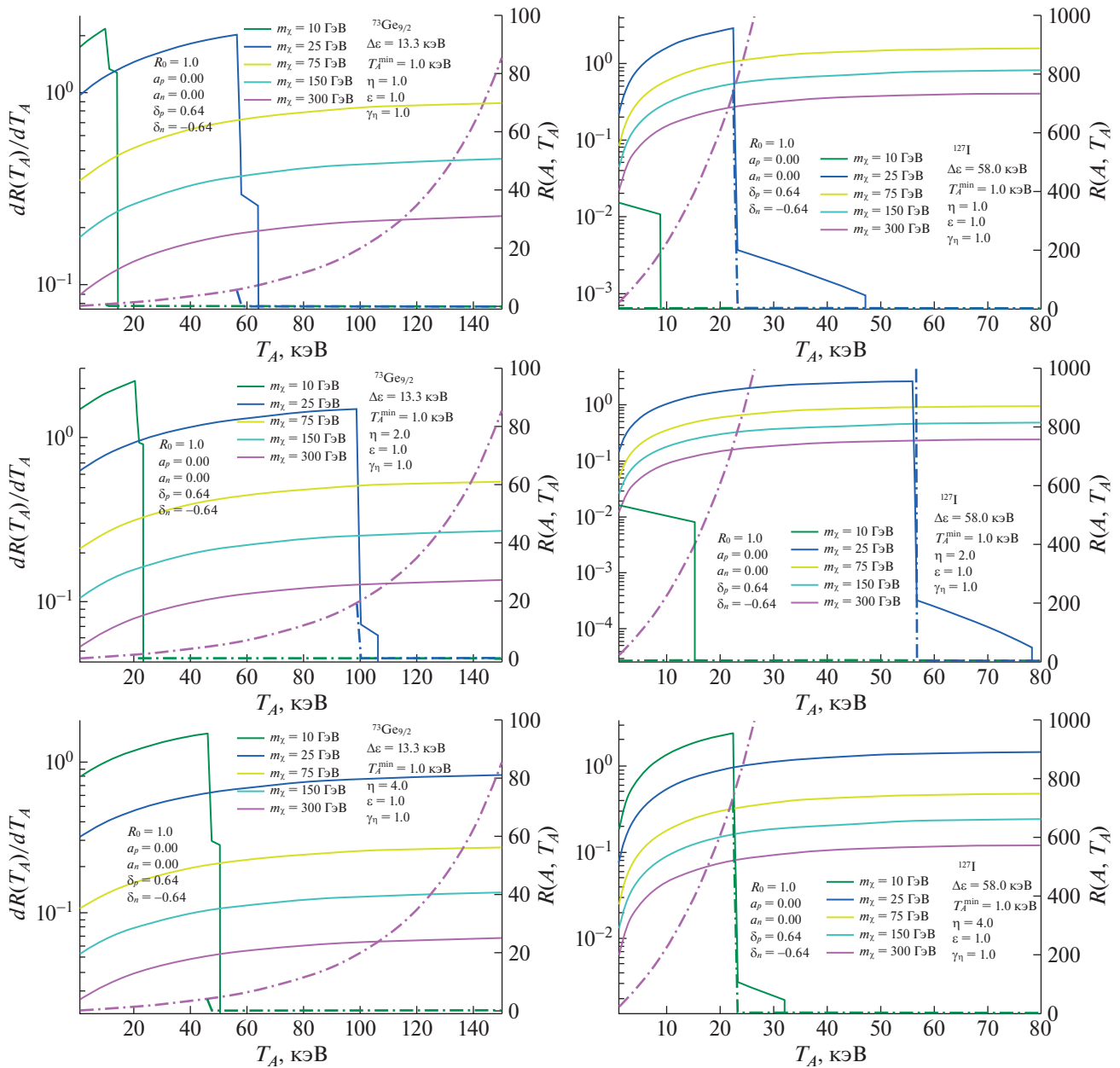


Рис. 13. Отношение $R_{\text{Axial}}^{\text{SM}}(A, T_A)$ (79) полной некогерентной к когерентной скорости счета событий (правая ось) и дифференциальная полная скорость (левая ось) счета событий (73) как функции энергии отдачи ядра T_A в случае аксиал-векторного взаимодействия, когда $\delta_n = -\delta_p$ для ^{73}Ge и ^{127}I (в относительных единицах, пропорциональных $\frac{\text{события}}{\text{кэВ год кг}}$).

Таким образом, в случае чисто аксиал-векторного χA -взаимодействия зависящий от ненулевого спина ядра упругий канал рассеяния, на который традиционно ориентируются детекторы в поиске спин-зависимого сигнала темной материи, обречен ничего “не увидеть” практически при всех T_A , поскольку все “сигналообразующее” взаимодействие идет через неупругий канал [107], к которому такого сорта детекторы, как правило, нечувствительны. Обычно детекторы, нацеленные на прямой поиск

темной материи, обладают максимальной чувствительностью в области энергетического порога регистрации энергии отдачи ядра. У них нет, как правило, возможности адекватно регистрировать высокоэнергичное (по сравнению с указанным порогом) излучение, обусловленное снятием возбуждения ядер, вызванного неупругой природой χA -взаимодействия. Опять вполне возможна ситуация, когда искомые взаимодействия могут иметь

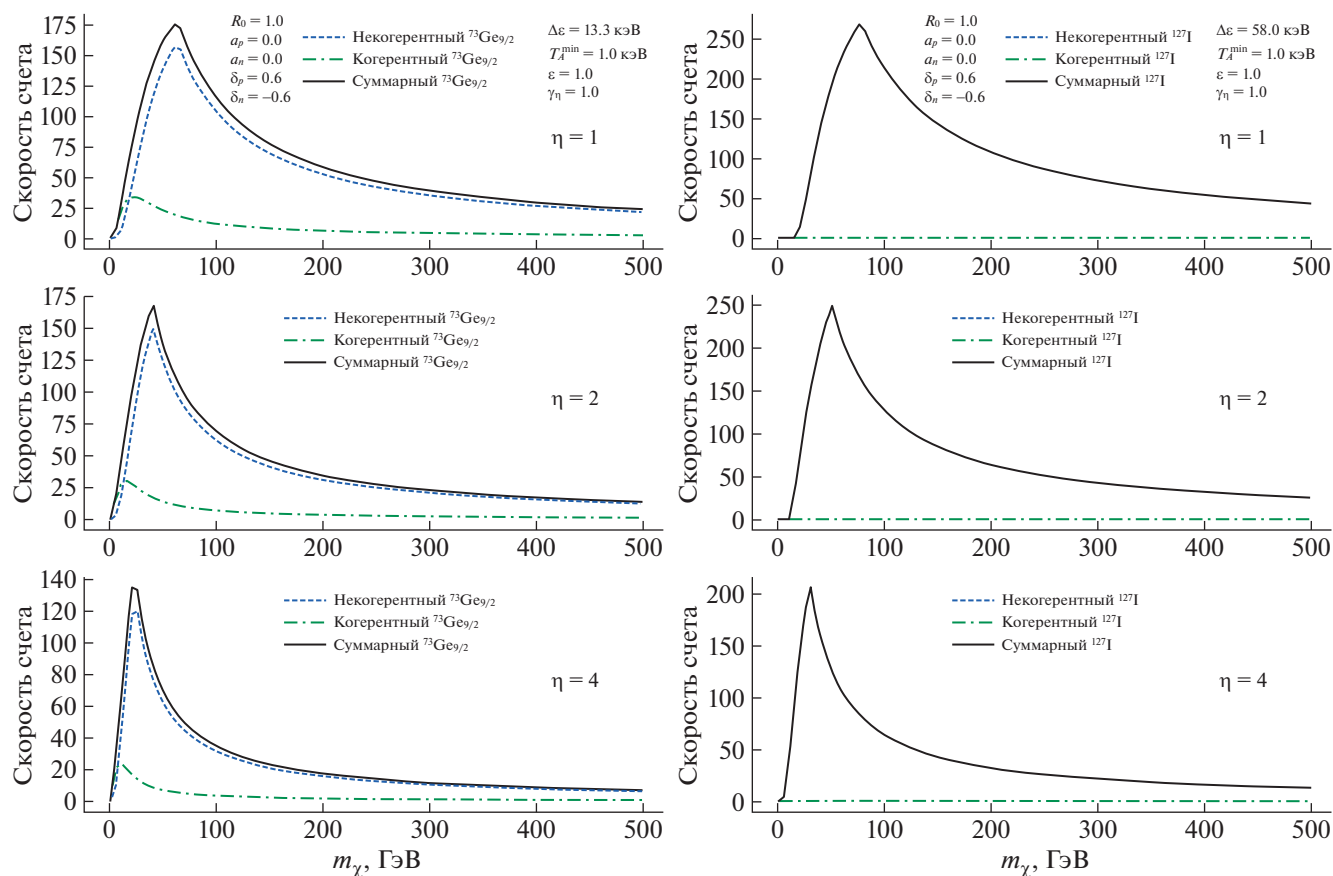


Рис. 14. Интегральная скорость счета событий (в единицах $\frac{\text{события}}{\text{год кг}}$) на ядах ^{73}Ge и ^{127}I как функция массы m_χ и других “космических характеристик” в случае аксиал-векторного χA -взаимодействия при $\delta_n = -\delta_p$. Показаны также когерентный и некогерентный вклады в полную скорость счета событий.

заметную (потенциально регистрируемую) интенсивность, но прибор, используемый для их поиска, просто не способен их обнаружить.

Итак, в заключение данного раздела отметим следующее. Если переход на возбужденное состояние ядра энергетически возможен и имел место, т.е. произошло именно неупругое взаимодействие⁸⁾, то рано или поздно ядро должно возвратиться в свое исходное (основное) состояние. Это неизбежное снятие возбуждения ядра должно сопровождаться выделением энергии, например, в виде γ -излучения. Примечательно, что возможность регистрации гамма-квантов от такого неупругого взаимодействия была предложена еще в 1975 г. [109]. Энергетический спектр таких

фотонов определяется структурой уровней возбуждения ядра и строго фиксирован для каждого конкретного ядра-мишени. Эти фотоны вполне способны производить детектируемый сигнал [109], который, вообще говоря, будет скоррелирован со временем облучения мишени, если источником χ -лептонов является, например, ускоритель. Согласно приведенным выше рисункам (см., например, рис. 15) перспектива регистрации заметного (для аксиал-векторного случая, подавляющего) числа событий с γ -квантами от некогерентного χA -взаимодействия не выглядит бесперспективной, при условии, что само χA -взаимодействие будет иметь регистрируемую современными детекторами интенсивность.

Подчеркнем, что для каждого конкретного ядра-мишени эти фотоны будут характеризоваться тремя важными параметрами. Во-первых, их энергия во многих случаях заметно больше кинетической энергии ядра отдачи ($T_{127\text{I}} \leq 20$ кэВ на рис. 15). Во-вторых, испускание фотонов с энергией, определенной разностью уровней

⁸⁾ Не следует путать этот “классический” неупругий подход с “неупругостью”, вызванной переходом падающего на ядро χ_1 -лептона (темной материи) в более массивный χ_2 -лептон (тоже из темного сектора). При этом ядро считается неизменным, т.е. взаимодействующим когерентно. См., например, [23, 24, 35, 38, 40, 43, 44, 108].

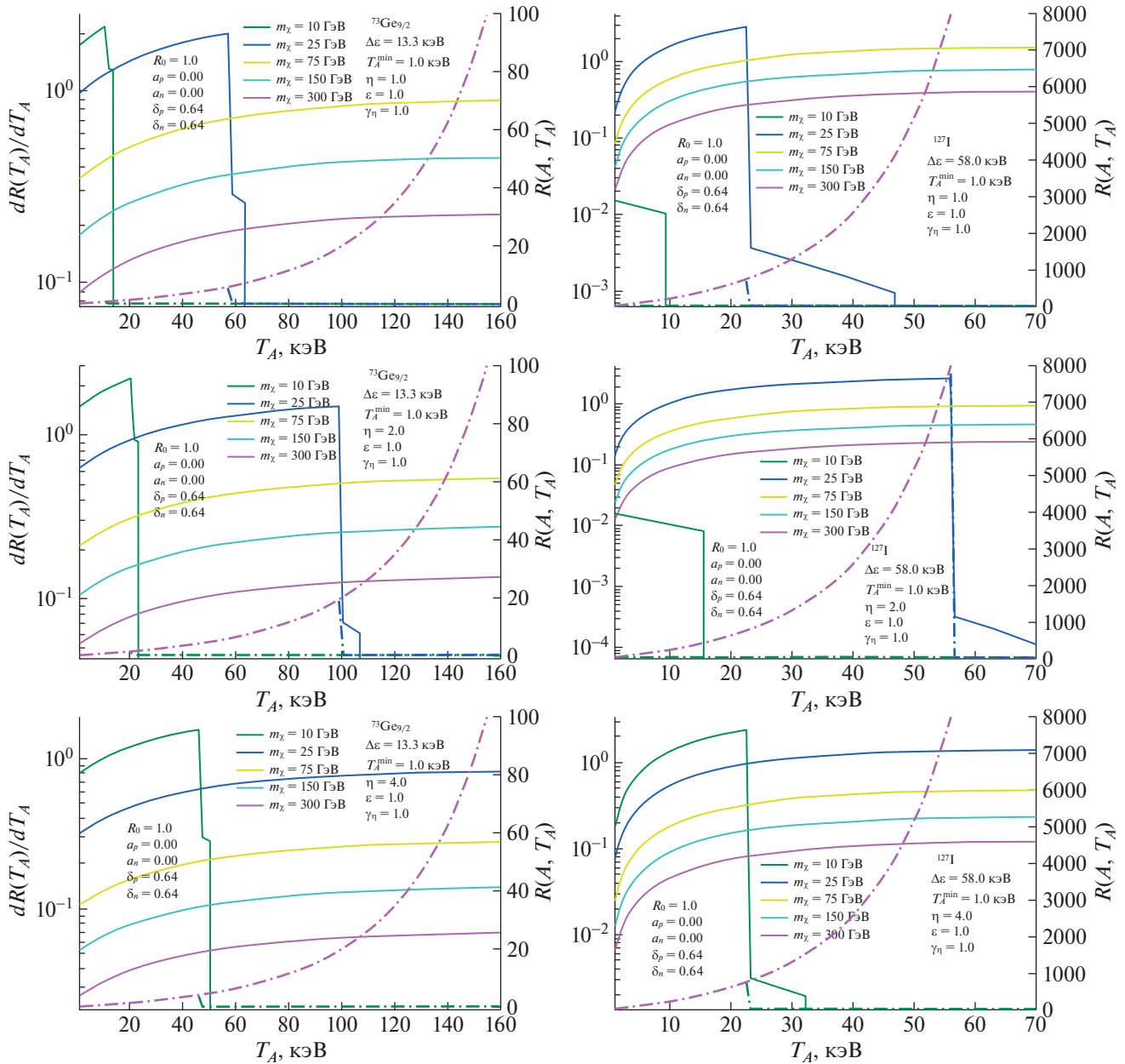


Рис. 15. То же, что и на рис. 13, но для аксиал-векторного взаимодействия, когда $\delta_n = \delta_p$.

возбуждения ядра будет сдвинуто по времени (относительно тем или иным способом заданного начала взаимодействия) на характерное для уровня конкретного ядра время снятия возбуждения. В-третьих, скорость счета таких γ -квантов будет пропорциональна отношению $N_{\text{inc}}/N_{\text{coh}}$, где

$$N_{\text{inc/coh}} = \int dE_\nu \Phi(E_\nu) \int_{dT_A^{\min}}^{dT_A^{\max}} dT_A \frac{d\sigma_{\text{inc/coh}}}{dT_A} \varepsilon(T_A),$$

и $\varepsilon(T_A)$ — эффективность детектора. Возможность конструктивного использования этих свойств для

выделения из фона искомого неупругого χA -взаимодействия представляется, однако, темой отдельного рассмотрения.

Вопрос о точности оценки сечения (а значит, и скорости счета событий) неупругого χA -взаимодействия, в том числе с учетом обоснованности использования параметризации Хельма (57), обсуждался в работе [90]. Было отмечено, что использованное неупругое сечение представляет собой верхнюю границу для вкладов в полное сечение χA -взаимодействия всех допустимых (в данной кинематической области) неупругих подпроцессов. Этот верхний предел следует только

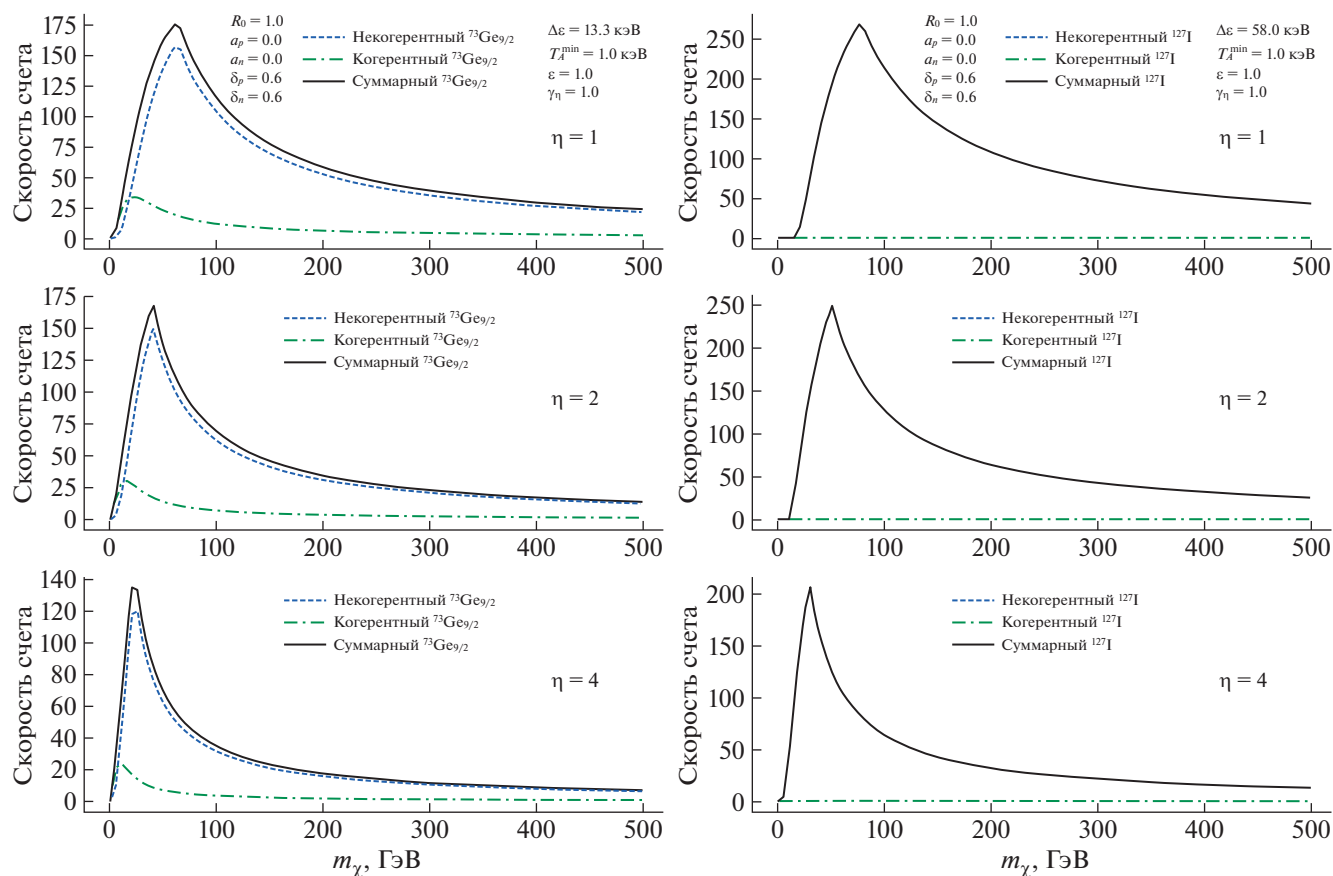


Рис. 16. То же, что и на рис. 14, но для аксиал-векторного χA -взаимодействия, при $\delta_n = \delta_p$.

из правила сохранения вероятности, когда сумма вероятностей всех неупругих подпроцессов и вероятности упругого процесса равна единице. Полнота “насыщения” этого совокупного неупругого сечения отдельными неупругими каналами (вкладами от переходов на различные разрешенные уровни) зависит от структуры уровней возбуждения конкретного ядра и энергии падающей частицы. Понятно, что такое насыщение не может быть численно воспроизведено со 100%-ой точностью. Было также отмечено, что примененная в данной работе формула Хельма заметно отличается от прецизионных расчетов в современных ядерных моделях [110] лишь в области достаточно больших энергий отдачи ядра, где абсолютные величины квадратов ядерных формфакторов не превышают значений 0.001, что делает это различие совершенно несущественным. Видно, что использование современных ядерных моделей для вычисления неупругих сечений дает результат, который всегда меньше полученных в данной работе оценок. Причина, как уже отмечалось, в том, что формализм [86–88] дает верхнюю границу полного неупругого сечения (т.е., где учтены все возможные неупругие каналы), поскольку вероятность всех вместе

взятых неупругих каналов рассеяния получается путем вычитания из единицы вероятности одного упругого канала реакции.

Отметим, что прецизионные расчеты неупругого сечения (и скорости счета событий) в рамках современных ядерных моделей не позволяют (пока) количественно контролировать переход от “когерентности к некогерентности”. Например, если “условие когерентности” удовлетворяется “с хорошей точностью”, то можно уверенно использовать “когерентные формулы”. В противном случае можно уверенно использовать “некогерентные формулы”. При этом никто не знает, что делать, если “условие когерентности” выполняется “с плохой точностью”. В формализме [86–88] нет необходимости в проверке “условия когерентности”, поскольку имеет место плавный переход от одного режима к другому.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко сформулируем основные результаты. Напомним, что формализм [86–88], впервые предложенный для описания нейтрино-ядерного

взаимодействия, был обобщен в работе [90] на случай нерелятивистского⁹⁾ слабого взаимодействия массивной нейтральной частицы (χ -лептона) с ядром как составной системой. Это взаимодействие параметризовано в виде четырех эффективных констант связи, определяющих вклады в амплитуду вероятности процесса. Четырех различных типов скалярных произведений лептонных и нуклонных токов.

Благодаря прямому учету условия полноты квантовых состояний ядра независимо от конкретных деталей ядерной модели в рамках подхода [86–88, 90] удастся получить единое описание упругих (когерентных) и неупругих (некогерентных) процессов взаимодействия нейтрального χ -лептона с ядром.

Поведение когерентного и некогерентного вкладов в скорость счета событий искомого χA -взаимодействия определяется зависимостью от переданного ядру импульса нуклонных формфакторов ядра $F_{p/n}(\mathbf{q})$. Эти формфакторы регулируют плавный переход от режима упругого к режиму неупругого взаимодействия. С ростом энергии отдачи ядра T_A имеет место хорошо контролируемый переход от доминирования упругого χA -взаимодействия к доминированию неупругого χA -взаимодействия при нерелятивистском рассеянии массивной χ -частицы на ядре. Иными словами, с ростом T_A регистрируемые события будут менять свое “происхождение”. Если прибор настроен на регистрацию событий только упругого рассеяния, то при возрастании T_A он начинает терять возможность вообще что-либо регистрировать, так как упругих процессов становится все меньше и меньше. При этом заметно растет число неупругих процессов, которые такой прибор не способен детектировать. Например, если он не может регистрировать фотоны от снятия возбуждения ядер, или если энергия этих фотонов лежит вне зоны чувствительности детектора. Получается ситуация, когда есть искомые взаимодействия, но прибор их “не замечает”.

Возможна иная ситуация. Если после χA -рассеяния энергия отдачи ядра оказывается ниже порога регистрации детектора, т.е. $T_A < T_A^{\min}$, то упругий сигнал невозможно обнаружить. При таких “невидимых” T_A единственным свидетельством произошедшего χA -взаимодействия становится излучение от снятия возбуждения ядра, т.е. неупругий сигнал, хотя его интенсивность (при $T_A < T_A^{\min}$) может быть на порядок меньше интенсивности упругого сигнала. В целом, когда регистрируется только энергия отдачи ядра T_A ,

невозможно понять, какой процесс, упругий или неупругий, имел место.

В наиболее критическом виде это явление может проявляться в задаче прямого поиска темной материи, результаты которого обычно представляют в терминах спин-независимого и спин-зависимого сечений взаимодействия частицы темной материи с нуклонами.

В настоящей работе общие положения из [90] были трансформированы в конкретные предсказания для задачи прямого поиска частиц темной материи в земных условиях. При этом в иллюстративных целях помимо Стандартной модели распределения темной материи вблизи Земли (SHM) было рассмотрено влияние других модельных распределений, обладающих более высокими максимальными скоростями частиц темной материи. В отличие от работы [90] впервые в формализме [86–88] при расчете вклада неупругих процессов χA -взаимодействия было явным образом учтено влияние ненулевого значения энергии возбуждения (первого уровня) ядра-мишени. Возникающая жесткая кинематическая корреляция между этой энергией возбуждения и допустимыми значениями кинетической энергии отдачи возбужденного ядра заметным образом ограничивает возможности детектирования неупругого канала рядом ядер-мишеней.

Рассмотрены два основных варианта взаимодействия частицы темной материи с нуклонами [90]. Для спин-независимого скалярного взаимодействия частиц темной материи, одинакового для протонов и нейтронов, упомянутая выше плавная смена “наполнения” полной измеряемой скорости счета событий с ростом T_A представлена рис. 10. Она в этом (изоскалярном) случае не выглядит доминирующей. Более интересным оказывается скалярное χA -взаимодействие, где константы связи протона и нейтрона отличаются только знаком. Здесь, согласно рис. 11, плавная смена “наполнения” измеряемой скорости счета событий с ростом T_A хорошо видна. Неупругий вклад уже полностью доминирует при $T_A \geq 50\text{--}60$ кэВ. При этом суммарная дифференциальная скорость счета событий уменьшается незначительно. Это доминирование, особенно с ростом m_χ , хорошо видно на графиках полных скоростей счета событий на рис. 12.

Если частица темной материи взаимодействует с нуклонами ядра только спин-зависимым (аксиал-векторным) образом, то на ядрах с нулевым спином невозможно обнаружить взаимодействие этой частицы по упругому каналу. Единственный путь регистрации лежит через обнаружение ее неупругого взаимодействия с нуклонами. Более того, даже

⁹⁾Релятивистский вариант такого описания рассмотрен в работе [98].

если ядро имеет ненулевой спин, то упругий (пропорциональный квадрату спина ядра) вклад в скорость счета событий слабо виден на фоне неупругого (пропорционального атомной массе ядра A) вклада практически во всем интервале возможных значений T_A (см. рис. 13 и 15). Для суммарных интегральных скоростей счета событий, зависящих только от массы частицы темной материи m_χ , когерентный вклад практически не играет здесь никакой роли (рис. 16). Таким образом, в случае чисто аксиал-векторного χA -взаимодействия детекторы, традиционно ориентированные на регистрацию упругого спин-зависимого сигнала темной материи, ничего не смогут зарегистрировать, поскольку все потенциально “сигналообразующее” взаимодействие возможно только через неупругий канал, к которому такого сорта детекторы, как правило, нечувствительны. Здесь не исключена ситуация, когда искомые взаимодействия вполне могут иметь заметную (потенциально регистрируемую) интенсивность, но прибор, используемый для их поиска, к ним нечувствителен.

Истинный характер взаимодействия частиц темной материи с протонами и нейтронами лежит вне рамок Стандартной модели, и его еще только предстоит экспериментально определить. Поэтому помимо рассмотренных “классических” двух типов этого взаимодействия с константами связи $\alpha_{p/n}$ и $\delta_{p/n}$ вполне допустимы иные варианты взаимодействия, способные обеспечивать доминирование неупругого вклада в полную скорость счета событий. Они также могли бы представлять интерес с точки зрения регистрации темной материи.

Итак, по вышеприведенным причинам следует планировать эксперименты по прямому детектированию частиц темной материи в такой постановке, когда возможно одновременно детектирование двух сигналов. Первый сигнал — это энергия отдачи ядра T_A от упругого взаимодействия, второй — γ -кванты с вполне определенной энергией от снятия ядерного возбуждения в сопровождении с энергией отдачи (возбужденного) ядра T_A^* , которая, как правило, заметно больше, чем T_A . Результат такого эксперимента даст наиболее полную информацию о произошедшем χA -взаимодействии.

Напомним также, что решающее значение для действительной регистрации взаимодействия частиц темной материи из нашей галактики с ядерной мишенью имеет положительная сигнатура этого процесса [19, 29], выраженная сегодня только в виде годовой модуляции наблюдаемого сигнала, причем в контексте настоящего обсуждения как его упругого (когерентного), так/или его неупругого (некогерентного) вкладов [99, 100].

Автор выражает глубокую благодарность Д.В. Наумову, Е.А. Якушеву, Н.А. Русаковичу и

И.В. Титковой за обсуждения, важные замечания и помощь в оформлении рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Bringmann and C. Weniger, *Phys. Dark Univ.* **1**, 194 (2012); arXiv: 1208.5481.
2. Y. Sofue, arXiv: 1504.05368.
3. R. Feldmann and D. Spolyar, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **446**, 1000 (2015); arXiv: 1310.2243.
4. M. Madhavacheril *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 151302 (2015); arXiv: 1411.7999.
5. J. L. Feng, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **48**, 495 (2010); arXiv: 1003.0904.
6. B. Famaey, arXiv: 1501.01788.
7. S. Cebrián, *J. Phys.: Conf. Ser.* **2502**, 012004 (2023); arXiv: 2205.06833.
8. R. Bernabei *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **114**, 103810 (2020).
9. R. Bernabei, *Physics* **15**, 10 (2014); arXiv: 1412.6524.
10. N. Arkani-Hamed, D. P. Finkbeiner, T. R. Slatyer, and N. Weiner, *Phys. Rev. D* **79**, 015014 (2009); arXiv: 0810.0713.
11. B. Hoeneisen, arXiv: 1502.07375.
12. M. Livio and J. Silk, *Nature* **507**, 29 (2014); arXiv: 1404.2591.
13. R. Bernabei *et al.*, *Int. J. Mod. Phys. A* **37**, 2240015 (2022).
14. T. R. Slatyer, *SciPost Phys. Lect. Notes* **53**, 1 (2022); arXiv: 2109.02696.
15. J. Cooley, *SciPost Phys. Lect. Notes* **55**, 1 (2022); arXiv: 2110.02359.
16. G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, *Phys. Rept.* **405**, 279 (2005); hep-ph/0404175.
17. A. K. Drukier, K. Freese, and D. N. Spergel, *Phys. Rev. D* **33**, 3495 (1986).
18. G. B. Gelmini, arXiv: 1502.01320.
19. V. A. Bednyakov, *Phys. Part. Nucl.* **47**, 711 (2016); arXiv: 1505.04380.
20. C. Boehm, D. G. Cerdezo, P. A. N. Machado, A. Campo, D. Olivares, and E. Reid, *JCAP* **1901**, 043 (2019); arXiv: 1809.06385.
21. D. K. Papoulias, R. Sahu, T. S. Kosmas, V. K. B. Kota, and B. Nayak, *Adv. High Energy Phys.* **2018**, 6031362 (2018); arXiv: 1804.11319.
22. W. H. Dai *et al.*, arXiv: 2209.00861.
23. M. J. Zurowski, E. Barberio, and G. Busoni, *JCAP* **12**, 014 (2020); arXiv: 2005.10404.
24. A. Aboubrahim, L. Althueser, M. Klasen, P. Nath, and C. Weinheimer, arXiv: 2207.08621.
25. F. Kahlhoefer, F. Reindl, K. Schaffner, K. Schmidt-Hoberg, and S. Wild, *JCAP* **05**, 074 (2018); arXiv: 1802.10175.
26. V. Bednyakov, *Phys. Part. Nucl.* **44**, 220 (2013); arXiv: 1207.2899.
27. K. Freese, J. A. Frieman, and A. Gould, *Phys. Rev. D* **37**, 3388 (1988).
28. N. Spooner, *J. Phys. Soc. Jap.* **76**, 111016 (2007); arXiv: 0705.3345.
29. V. A. Bednyakov, arXiv: 2003.09422.

30. G. E. Lawrence, A. R. Duffy, C. A. Blake, and P. F. Hopkins, arXiv: 2207.07644.
31. P. Cushman, C. Galbiati, D. McKinsey, H. Robertson, T. Tait, *et al.*, arXiv: 1310.8327.
32. T. Saab, arXiv: 1203.2566.
33. N. Hurtado, H. Mir, I. M. Shoemaker, E. Welch, and J. Wyenberg, Phys. Rev. D **102**, 015006 (2020); arXiv: 2005.13384.
34. P. Du, D. Egana-Ugrinovic, R. Essig, and M. Sholapurkar, Phys. Rev. X **12**, 011009 (2022); arXiv: 2011.13939.
35. M. Baryakhtar, A. Berlin, H. Liu, and N. Weiner, JHEP **2206**, 047 (2022); arXiv: 2006.13918.
36. A. Majumdar, D. K. Papoulias, and R. Srivastava, arXiv: 2112.03309.
37. G. Afek, D. Carney, and D. C. Moore, Phys. Rev. Lett. **128**, 101301 (2022); arXiv: 2111.03597.
38. G. F. Giudice, D. Kim, J.-C. Park, and S. Shin, Phys. Lett. B **780**, 543 (2018); arXiv: 1712.07126.
39. J.-W. Wang, A. Granelli, and P. Ullio, Phys. Rev. Lett. **128**, 221104 (2022); arXiv: 2111.13644.
40. J.-C. Feng, X.-W. Kang, C.-T. Lu, Y.-L. S. Tsai, and F.-S. Zhang, JHEP **2204**, 080 (2022); arXiv: 2110.08863.
41. T. Emken, J. Frerick, S. Heeba, and F. Kahlhoefer, Phys. Rev. D **105**, 055023 (2022); arXiv: 2112.06930.
42. A. Granelli, P. Ullio, and J.-W. Wang, arXiv: 2202.07598.
43. A. Filimonova, S. Junius, L. Lopez Honorez, and S. Westhoff, JHEP **2206**, 048 (2022); arXiv: 2201.08409.
44. N. F. Bell, J. B. Dent, B. Dutta, J. Kumar, and J. L. Newstead, arXiv: 2208.08020.
45. S. Tsuchida, N. Kanda, Y. Itoh, and M. Mori, Phys. Rev. D **101**, 023005 (2020); arXiv: 1909.00654.
46. A. Coskuner, T. Trickle, Z. Zhang, and K. M. Zurek, Phys. Rev. D **105**, 015010 (2022); arXiv: 2102.09567.
47. E. E. Boos, V. E. Bunichev, and S. S. Trykov, arXiv: 2205.07364.
48. V. V. Flambaum, B. T. McAllister, I. B. Samsonov, and M. E. Tobar, arXiv: 2207.14437.
49. X. Fan, G. Gabrielse, P. W. Graham, R. Harnik, T. G. Myers, H. Ramani, B. A. D. Sukra, S. S. Y. Wong, and Y. Xiao, arXiv: 2208.06519.
50. C. Blanco, R. Essig, M. Fernandez-Serra, H. Ramani, and O. Slone, arXiv: 2208.05967.
51. J. Billard, M. Pyle, S. Rajendran, and H. Ramani, arXiv: 2208.05485.
52. H. M. Araújo *et al.*, arXiv: 2207.08284.
53. D. Bardhan, S. Bhowmick, D. Ghosh, A. Guha, and D. Sachdeva, arXiv: 2208.09405.
54. G. Krnjaic *et al.*, arXiv: 2207.00597.
55. A. Fuss, M. Kaznatcheeva, F. Reindl, and F. Wagner, arXiv: 2202.05097.
56. E. Armengaud *et al.*, arXiv: 2203.03993.
57. H. Lattaud *et al.*, PoS VEPS-HEP2021, 153 (2022).
58. E. Armengaud *et al.*, Phys. Rev. D **99**, 082003 (2019); arXiv: 1901.03588.
59. E. Aprile *et al.*, Phys. Rev. Lett. **123**, 251801 (2019); arXiv: 1907.11485.
60. C. Cheng *et al.*, Phys. Rev. Lett. **126**, 211803 (2021); arXiv: 2101.07479.
61. D. Kim and K. T. Matchev, Phys. Rev. D **98**, 055018 (2018); arXiv: 1712.07620.
62. J. Berger *et al.*, arXiv: 2207.02882.
63. T. Bringmann and M. Pospelov, Phys. Rev. Lett. **122**, 171801 (2019).
64. Z.-H. Lei, J. Tang, and B.-L. Zhang, Chin. Phys. C **46**, 085103 (2022); arXiv: 2008.07116.
65. C. Xia, Y.-H. Xu, and Y.-F. Zhou, Nucl. Phys. B **969**, 115470 (2021); arXiv: 2009.00353.
66. C. V. Cappiello and J. F. Beacom, Phys. Rev. D **100**, 103011 (2019); arXiv: 1906.11283; Phys. Rev. D **104**, 069901 (Erratum) (2021).
67. Y. Ema, F. Sala, and R. Sato, Phys. Rev. Lett. **122**, 181802 (2019); arXiv: 1811.00520.
68. J. B. Dent, B. Dutta, J. L. Newstead, and I. M. Shoemaker, Phys. Rev. D **101**, 116007 (2020); arXiv: 1907.03782.
69. X. Cui *et al.*, Phys. Rev. Lett. **128**, 171801 (2022); arXiv: 2112.08957.
70. P. Gondolo and J. Silk, Phys. Rev. Lett. **83**, 1719 (1999); arXiv: astro-ph/9906391.
71. K. Agashe, Y. Cui, L. Necib, and J. Thaler, JCAP **10**, 062 (2014); arXiv: 1405.7370.
72. C. Kouvaris, Phys. Rev. D **92**, 075001 (2015); arXiv: 1506.04316.
73. H. An, M. Pospelov, J. Pradler, and A. Ritz, Phys. Rev. Lett. **120**, 141801 (2018); arXiv: 1708.03642; Phys. Rev. Lett. **121**, 259903 (Erratum) (2018).
74. T. Emken, C. Kouvaris, and N. G. Nielsen, Phys. Rev. D **97**, 063007 (2018); arXiv: 1709.06573.
75. C. Xia, Y.-H. Xu, and Y.-F. Zhou, arXiv: 2206.11454.
76. R. Xu *et al.*, arXiv: 2201.01704.
77. S. Bhowmick, D. Ghosh, and D. Sachdeva, arXiv: 2301.00209.
78. W. Wang, L. Wu, J. M. Yang, H. Zhou, and B. Zhu, JHEP **2012**, 072 (2020); arXiv: 1912.09904; JHEP **2102**, 052 (Erratum) (2021).
79. G. Elor, R. McGehee, and A. Pierce, arXiv: 2112.03920.
80. P.-K. Hu, A. Kusenko, and V. Takhistov, Phys. Lett. B **768**, 18 (2017); arXiv: 1611.04599.
81. L. Singh *et al.*, Phys. Rev. D **99**, 032009 (2019); arXiv: 1808.02719.
82. Y. Cui, D. E. Morrissey, D. Poland, and L. Randall, JHEP **0905**, 076 (2009); arXiv: 0901.0557.
83. S. Kang, S. Scopel, and G. Tomar, Phys. Rev. D **99**, 103019 (2019); arXiv: 1902.09121.
84. N. F. Bell, J. B. Dent, B. Dutta, S. Ghosh, J. Kumar, J. L. Newstead, and I. M. Shoemaker, Phys. Rev. D **104**, 076020 (2021); arXiv: 2108.00583.
85. J. L. Feng, arXiv: 2212.02479.
86. V. A. Bednyakov and D. V. Naumov, Phys. Rev. D **98**, 053004 (2018); arXiv: 1806.08768.
87. V. A. Bednyakov and D. V. Naumov, Phys. Part. Nucl. Lett. **16**, 638 (2019); arXiv: 1904.03119.

88. V. A. Bednyakov and D. V. Naumov, Phys. Part. Nucl. **52**, 39 (2021); arXiv: 2021.0000.
89. V. A. Bednyakov, D. V. Naumov, and I. V. Titkova, Phys. At. Nucl. **84**, 314 (2021).
90. V. A. Bednyakov, Phys. Part. Nucl. **54**, 273 (2023); arXiv: 2023.11201.
91. J. D. Lewin and P. F. Smith, Astropart. Phys. **6**, 87 (1996).
92. V. A. Bednyakov, Phys. Part. Nucl. **52**, 847 (2021).
93. J. D. Vergados, J. Phys. G **22**, 253 (1996); hep-ph/9504320.
94. L. Baudis, Phys. Dark Univ. **1**, 94 (2012); arXiv: 1211.7222.
95. M. Tanabashi *et al.*, Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
96. N. W. Evans, C. A. J. O'Hare, and C. McCabe, Phys. Rev. D **99**, 023012 (2019); arXiv: 1810.11468.
97. C. A. J. O'Hare, C. McCabe, N. W. Evans, G. Myeong, and V. Belokurov, Phys. Rev. D **98**, 103006 (2018); arXiv: 1807.09004.
98. V. A. Bednyakov, Phys. Part. Nucl. **54**, 803 (2023); arXiv: 2303.10943.
99. R. Sahu, D. K. Papoulias, V. K. B. Kota, and T. S. Kosmas, Phys. Rev. C **102**, 035501 (2020); arXiv: 2004.04055.
100. R. Sahu, V. K. B. Kota, and T. S. Kosmas, Particles **4**, 75 (2021); arXiv: 2009.10522.
101. R. H. Helm, Phys. Rev. **104**, 1466 (1956).
102. P. F. Smith and J. D. Lewin, Phys. Rept. **187**, 203 (1990).
103. V. Bednyakov and H. Klapdor-Kleingrothaus, Phys. Part. Nucl. **40**, 583 (2009); arXiv: 0806.3917.
104. R. Bernabei *et al.*, arXiv: 2209.00882.
105. V. A. Bednyakov, arXiv: 2305.02050.
106. C. McCabe, JCAP **05**, 033 (2016); arXiv: 1512.00460.
107. L. Baudis, G. Kessler, P. Klos, R. F. Lang, J. Menéndez, S. Reichard, and A. Schwenk, Phys. Rev. D **88**, 115014 (2013); arXiv: 1309.0825.
108. E. Aprile *et al.*, Phys. Rev. D **103**, 063028 (2021); arXiv: 2011.10431.
109. T. W. Donnelly and J. D. Walecka, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **25**, 329 (1975).
110. B. Dutta, W.-C. Huang, J. L. Newstead, and V. Pandey, arXiv: 2206.08590.

ON IMPORTANCE OF THE INELASTIC INTERACTIONS IN THE DIRECT DARK MATTER SEARCH

V. A. Bednyakov¹⁾

¹⁾ *Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR, 141980, Dubna, Russia*

Based on the previously proposed description of weakly interacting massive particles' scattering off nuclei explicit expressions are obtained for the event rates expected in experiments aimed at direct detection of dark matter (DM) particles. These expressions allow one to estimate the rates taking into account simultaneously elastic (coherent) and inelastic (incoherent) channels of DM particle interaction with target nucleus. For the first time in this approach nonzero nuclear excitation energies are used in the calculation of the inelastic scattering contributions. A strong correlation between the excitation energy and the recoil energy of the excited nucleus limits the possibility of the inelastic channel detection with a number of nuclei. Together with the standard model of the DM distribution in the Galaxy some other models are considered, which allow higher velocities of the DM particle. As the recoil energy of the nucleus, T_A , increases, the dominance of the elastic interaction channel is smoothly replaced by the dominance of the inelastic one. Therefore, if a DM detector is set up to detect only elastic scattering events, it starts to lose capability of "seeing" anything. The only way to "notice" the interaction remains the γ radiation from the deexcitation of the target nucleus. In the case of spin-independent DM interaction, as T_A increases, the inelastic contribution quickly dominates, while the observable differential event rate decreases quite insignificantly. If the DM particle interacts with (zero-spin) nuclei only spin-dependently, the detectors focused on registration of the elastic spin-dependent DM signal will see nothing, since the entire signal "goes through" the inelastic channel. It looks like the desired DM interaction could have a noticeable intensity, but the DM detector is unable to detect it. Therefore, a setup aimed at the direct DM detection should register two signals. The first is the nuclear recoil energy and the second is the γ -quanta with a certain energy from the target nucleus deexcitation. The experiment will provide the complete information about the DM interaction.

СВЯЗЬ ДИПОЛЬНЫХ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ И НЕЙТРАЛЬНЫХ π -МЕЗОНОВ

© 2023 г. Л. В. Фильков^{1)*}

Поступила в редакцию 27.04.2023 г.; после доработки 23.05.2023 г.; принята к публикации 07.06.2023 г.

Используя факт, что вклад состояний с изоспином $I = 0$ в разность амплитуд процессов $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ очень мал, проанализированы правила сумм для разности между дипольными поляризуемостями заряженных и нейтральных пионов как функции параметров σ -мезона. Принимая во внимание значение киральной теории возмущений для $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^0} = -1.9$, получено $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm} = 9.4-8.2$ для значений параметров σ -мезона в области $m_\sigma = 400-550$ МэВ, $\Gamma_\sigma = 400-600$ МэВ, $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} = 0-3$ кэВ. Оценка оптимального значения ширины распада $\sigma \rightarrow \gamma\gamma$ дала $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} \lesssim 0.7$ кэВ.

DOI: 10.31857/S0044002723060119, EDN: OTALSW

1. ВВЕДЕНИЕ

Поляризуемости пионов являются фундаментальными структурными параметрами, характеризующими поведение пиона во внешнем электромагнитном поле. Дипольные поляризуемости возникают как $O(\nu_1\nu_2)$ -члены в разложении неборновских амплитуд комптоновского рассеяния по степеням начальной и конечной энергий фотона ν_1 и ν_2 . В терминах электрической α_1 и магнитной β_1 дипольных поляризуемостей соответствующее эффективное взаимодействие имеет форму:

$$H_{\text{eff}}^{(2)} = -\frac{1}{2}4\pi (\alpha_1 \mathbf{E}^2 + \beta_1 \mathbf{H}^2). \quad (1)$$

Эти параметры даны в единицах 10^{-4} фм³.

Значения поляризуемостей пиона очень чувствительны к предсказаниям различных теоретических моделей. Поэтому аккуратное экспериментальное их определение очень важно для исследования обоснованности таких моделей.

Поляризуемость заряженных пионов была впервые экспериментально определена в работе [1] при анализе процесса рассеяния пионов с высокой энергией в кулоновском поле тяжелых ядер ($\pi^- A \rightarrow \gamma\pi^- A'$), благодаря эффекту Примакова. Этот эксперимент был проведен при энергии пионов, равной $E_{\text{beam}} = 40$ ГэВ.

Поперечное сечение этого процесса имеет кулоновский пик при $Q^2 = (p_A - p'_A)^2 = 2Q_{\text{min}}^2$ с шириной, равной $\simeq 6.8Q_{\text{min}}^2$, где $Q_{\text{min}}^2 = (s - \mu^2)^2 / (4E_{\text{beam}}^2)$, и s обозначает квадрат

полной энергии процесса $\gamma + \pi^\pm \rightarrow \gamma + \pi^\pm$. В результате было получено $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm} = 13.6 \pm 2.8 \pm 2.4$. Этот эксперимент [1] был проведен при $Q_{\text{cut}}^2 < 6 \times 10^{-4}$ (ГэВ/с)². События в области $Q^2(2-8) \times 10^{-3}$ (ГэВ/с)² были использованы для оценки фона сильных взаимодействий.

Полученный результат близок к значениям, наблюдаемым при радиационном фоторождении пионов на протонах ($\gamma p \rightarrow \gamma\pi^+ n$) [2] и равным $11.6 \pm 1.5_{\text{stat}} \pm 3.0_{\text{syst}} \pm 0.5_{\text{mod}}$.

С другой стороны, эти значения отличаются от предсказаний киральной теории возмущений $((4.7-6.7) [3])$.

Эксперимент Физического института им. П. Н. Лебедева по радиационному фоторождению на протоне [4] дал $\alpha_{1\pi^+} = 20 \pm 12$. Это значение имеет большую ошибку, но тем не менее также показывает расхождение с ChPT-предсказанием.

Результат коллаборации COMPASS [5] для электрической поляризуемости заряженного пиона $\alpha_\pi = 2.0 \pm 0.6_{\text{stat}} \pm 0.7_{\text{syst}}$ был получен, также изучая рассеяние π^- -мезона в кулоновском поле тяжелых ядер, предполагая, что $\alpha_1 = -\beta_1$. Это значение противоречит результату, полученному в очень похожем эксперименте в Серпухове [1], а также результату работы [2].

COMPASS-эксперимент был проведен с энергией $E_{\text{beam}} = 190$ ГэВ. Для таких значений E_{beam} величина Q_{min}^2 (COMPASS) должна быть в 22.5 раз меньше, чем Q_{min}^2 (Serpukhov). В этом эксперименте [5] авторы рассматривали $Q^2 \lesssim 0.0015$ (ГэВ/с)².

¹⁾Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: filkovlv@lebedev.ru

В работе [6] показано, что интерференция кулоновской амплитуды с когерентной ядерной амплитудой важна для $0.0005 \leq Q \leq 0.0015$ (ГэВ/с)².

В работах [6–8] предполагается, что правильным описанием амплитуды сильных взаимодействий является модель Глаубера (упругое множественное рассеяние в ядре). Условия и ограничения приближения Глаубера обсуждаются в классической статье о дифракции U. Amaldi, M. Jacob и G. Matthiae [9]. При высоких энергиях фазы сильных взаимодействий становятся комплексными и приобретают дополнительную энергетически зависящую фазу.

Это означает, что при высоких энергиях, а энергия налетающего пиона COMPASS-эксперимента 180 ГэВ является высокой, фаза сильного взаимодействия становится комплексной, и суммарная амплитуда требует учета множественного рассеяния и будет комплексной, т.е. неизвестные фазы появляются.

COMPASS-эксперимент должен рассматривать интерференцию кулоновской и сильных амплитуд. Без реального фита данных невозможно оценить эффект модельной зависимости дифракционного фона [7, 10].

Поляризуемость заряженных пионов может быть так же найдена, изучая процесс $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$. Исследование процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ при низких и средних энергиях было проведено в рамках различных теоретических моделей и, в частности, в рамках дисперсионных соотношений (д.с.). В работах [11–15] мы анализировали процессы $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, используя д.с. с вычитанием для инвариантных амплитуд M_{++} и M_{+-} без разложения на парциальные волны. Вычитательные константы однозначно определялись в этих работах через поляризуемости пионов. Значения поляризуемостей были получены из фита экспериментальных данных процессов $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ в области энергий до 2500 и 2250 МэВ соответственно. Как результат было найдено $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm} = 13.0_{1.9}^{+2.6}$ и $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^0} = -1.6 \pm 2.2$. Этот результат для $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ находится в хорошем согласии со значениями, полученными в работах [1, 2, 4], и противоречит предсказаниям киральной теории возмущений.

В работах [16–19] дипольные поляризуемости заряженных пионов были определены из анализа экспериментальных данных процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ в области полной энергии $\sqrt{t} < 700$ МэВ (где t — квадрат полной энергии в $\gamma\gamma$ с.м. системе).

Полученные в этих работах результаты близки к предсказаниям киральной теории возмущений [3, 20]. Однако значения экспериментальных поперечных сечений процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ в этой области

[21–24] очень неоднозначны и, как было показано в [15, 17], даже изменение этих полученных значений более чем на 100% является еще сравнимо с имеющимся коридором ошибок. Поэтому необходимо рассмотреть другие дополнительные возможности определения $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$.

Такая информация могла бы быть получена из анализа этих параметров из дисперсионных правил сумм (д.п.с.). Однако большой вклад в д.п.с. для $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ дает σ -мезон, который может быть очень широким, и это может приводить к дополнительным неопределенностям при вычислении д.п.с.

С другой стороны, если мы рассмотрим разницу между поляризуемостями заряженных и нейтральных пионов $\Delta((\alpha_1 - \beta_1)) = ((\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm} - (\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^0})$, то вклад мезонов с изотопическим спином $I = 0$ в t -канале в эту разницу равен 0 [25, 26], когда массы заряженного и нейтральных мезонов равны друг другу. Как результат, модельная зависимость $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ будет существенно уменьшена.

В настоящей работе мы исследуем DSR для $\Delta((\alpha_1 - \beta_1))$ как функцию параметров σ -мезона, когда массы заряженного и нейтрального пионов не равны друг другу. Как будет показано, вклад σ -мезона оказывается также мал и мы можем найти реалистическое ограничение на величину $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$.

2. ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ ПИОНОВ

Мы будем рассматривать амплитуды M_{++} и M_{+-} . Эти амплитуды не имеют ни кинематических сингулярностей, ни нулей [27]. Между амплитудами процессов $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ и амплитудами с изоспинами $I = 0$ и $I = 2$ существуют следующие соотношения:

$$F_C = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(F^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} F^2 \right), \quad (2)$$

$$F_N = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(F^0 - \sqrt{2} F^2 \right).$$

Дипольные поляризуемости (α_1 и β_1) определяются [14, 28] в результате разложения неборновских амплитуд комптоновского рассеяния на пионе по степеням t при фиксированном $s = \mu^2$:

$$M_{++}(s = \mu^2, t) = 2\pi\mu(\alpha_1 - \beta_1) + \mathcal{O}(t), \quad (3)$$

$$M_{\pm}(s = \mu^2, t) = 2\frac{\pi}{\mu}(\alpha_1 + \beta_1) + \mathcal{O}(t),$$

где μ^2 — масса пиона (разные массы для π^0 и $\pi^\pm$), $t + s + u = 2\mu^2$.

Дисперсионные правила сумм для разности дипольных поляризуемостей были получены в работе [13], используя д.с. при фиксированном $u = \mu^2$ без вычитания для амплитуд M_{++} . В этом случае Редже-полюсная модель позволяет использовать д.с. без вычитания [27]. Такие д.с. равны:

$$\begin{aligned} (\alpha_1 - \beta_1) = & \quad (4) \\ = & \frac{1}{2\pi^2\mu} \left\{ \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{\text{Im } M_{++}(t', u = \mu^2) dt'}{t'} + \right. \\ & \left. + \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{\text{Im } M_{++}(s', u = \mu^2) ds'}{s' - \mu^2} \right\}. \end{aligned}$$

Как очевидно из (2), вклад изоскалярных мезонов в разность $\Delta((\alpha_1 - \beta_1))$ равен 0 (если массы заряженных и нейтральных мезонов равны). Мы будем изучать случай, когда эти массы не равны друг другу.

Дисперсионные соотношения в s -канале для заряженных пионов насыщались вкладами $\rho(770)$ -, $b_1(1235)$ -, $a_1(1260)$ - и $a_2(1320)$ -мезонов, а для π^0 -мезона вкладами ρ -, $\omega(782)$ -, ϕ -, $h_1(1170)$ - и $b_1(1235)$ -мезонов. В t -канале рассматривались вклады σ -, $f_0(980)$ -, $f'_0(1370)$ -мезонов как для заряженных, так и нейтральных пионов.

Кроме того, мы учли нерезонансный S -волновой вклад двух заряженных пионов в t -канале.

Параметры ρ -, ω -, ϕ -, b_1 - и a_2 -мезонов даны в [29]. Для $a_1(1260)$ -мезона мы взяли $m_{a_1} = 1230$ МэВ [29], $\Gamma_{a_1} = 425$ МэВ (среднее значение в [29]), $\Gamma_{a_1 \rightarrow \gamma \pi^\pm} = 0.64$ МэВ [30].

Параметры $f_0(980)$ - и $f'_0(1370)$ -мезонов взяты следующим образом:

$f_0(980)$: $m_{f_0} = 980$ МэВ [29], $\Gamma_{f_0} = 70$ МэВ (среднее значение из [29]), $\Gamma_{f_0 \rightarrow \gamma \gamma} = 0.56 \times 10^{-3}$ МэВ, $\Gamma_{f_0 \rightarrow \pi \pi} = 0.84 \Gamma_{f_0}$ [31], $\Gamma_{f_0 \rightarrow K \bar{K}} = 0.16 \Gamma_{f_0}$;

$f'_0(1370)$: $m_{f'_0(1370)} = 1430$ МэВ, $\Gamma_{f'_0(1370)} = 145$ МэВ, $\Gamma_{f'_0(1370) \rightarrow \gamma \gamma} = 0.54 \times 10^{-5}$ МэВ [32], $\Gamma_{f'_0(1370) \rightarrow \pi \pi} = 0.26 \Gamma_{f'_0(1370)}$ [33].

Масса и полная ширина распада $h_1(1170)$ -мезона взяты из [29]: $m_{h_1} = 1170$ МэВ, $\Gamma_{h_1} = 360$ МэВ. Распад $h_1 \rightarrow \gamma \pi^0$ еще не был наблюден, и мы использовали ширину распада согласно работе [19]:

$$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma \pi^0} = \frac{e^2}{4\pi} C_{h_1} \frac{(m_{h_1}^2 - m_{\pi^0}^2)^3}{3m_{h_1}^3}, \quad (5)$$

где коэффициент C_{h_1} может быть оценен, используя нонет-симметрию [19, 34]:

$$C_{h_1}(1170) \simeq 9C_{b_1(1235)} \simeq 0.45. \quad (6)$$

Как результат получаем $\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma \pi^0} \simeq 1.6845 \pm 0.44$ МэВ.

Недавно было проведено множество работ по изучению σ -мезона (см., например, [35–39]). Средние значения параметров σ -мезона приведены в работе [39]:

$$m_\sigma = 446 \pm 6, \quad \Gamma_\sigma/2 = 276 \pm 5. \quad (7)$$

Выражения для мнимых частей резонансных амплитуд приведены в Приложении.

Кроме вклада σ -, $f(980)$ и $f'_0(1370)$ -мезонов мы учли нерезонансный вклад S -волн с изоспином $I = 0$ и 2 , согласно диаграммам на рис. 1.

Следует отметить, что вершины σ , $f(980)$ и $f'_0(1370)$ мезонных полюсов в дисперсионном приближении включают полную динамику переходов на массовой поверхности. В этом случае нет необходимости рассматривать прямой и перерассеянный механизмы в отдельности. Согласно условию унитарности мнимая часть амплитуды M_{++} для $\pi^+\pi^-$ петлевых диаграмм на рис. 1 может быть записана как

$$\text{Im } M_{++}^{(s)} = \mathcal{B} \text{Re } T_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi\pi}, \quad (8)$$

где $\mathcal{B} \equiv \mathcal{B}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-)$ является вкладом борновской амплитуды в S -волну $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ -амплитуды и равна:

$$\mathcal{B} = \left(\frac{e^2}{4\pi} \right) \frac{m_{\pi^\pm}^2}{t^2} \ln \left(\frac{1 + q/q_0}{1 - q/q_0} \right), \quad (9)$$

где $q(q_0)$ есть импульс (энергия) π -мезона. Борновская амплитуда может быть выражена в терминах амплитуд с изоспином $I = 0$ и $I = 2$ как

$$\mathcal{B} = \sqrt{2/3} B^{(I=0)} + \sqrt{1/3} B^{(I=2)}. \quad (10)$$

Принимая во внимание, что

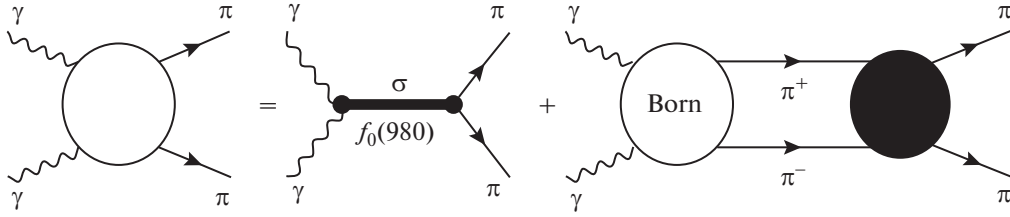
$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0) &= \sqrt{2/3} B^{(I=0)} - \\ &- 2/\sqrt{3} B^{(I=2)} = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

получаем [40]

$$B^{(I=0)} = \sqrt{2/3} \mathcal{B}, \quad B^{(I=2)} = \sqrt{1/3} \mathcal{B}. \quad (12)$$

Амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния выражаются через амплитуды в изотопическом пространстве $T^{(I=0)}$ и $T^{(2)}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} T_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-} &= \frac{2}{3} \left(T^{(0)} + \frac{1}{2} T^{(2)} \right), \\ T_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0} &= -\frac{2}{3} \left(T^{(0)} - T^{(2)} \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Рис. 1. S -волновые вклады.

Согласно соотношениям (10) и (13) мнимые части $\pi\pi$ -петель дают вклад в S -волны амплитуды M_{++} как

$$\text{Im } M_{++}^{(s)}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0) = \frac{4}{9} \text{BRe} \left(T^{(0)} - \frac{1}{2} T^{(2)} \right), \quad (14)$$

$$\text{Im } M_{++}^{(s)}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-) = \frac{1}{9} \text{BRe} \left(4T^{(0)} + T^{(2)} \right). \quad (15)$$

Амплитуды $T^{(0)}$ и $T^{(2)}$ могут быть представлены как

$$\text{Re } T^{(I)} = \frac{q_0}{q} \eta_I \cos \delta_0^I(t) \sin \delta_0^I(t), \quad (16)$$

где $\delta_0^I(t)$ — фазовый сдвиг S -волны π -рассеяния с изоспином I и η_I — неупругость.

Выражение для сдвига фаз $\delta_0(t)$ определено, используя параметризацию работы [41]. При низких энергиях $t \lesssim 4m_k^2$ имеем

$$\text{ctg } \delta_0^0(t) = \frac{\sqrt{t}}{2q} \frac{\mu^2}{(t - \frac{1}{2}\mu^2)} \times \quad (17)$$

$$\times \left\{ \frac{\mu}{\sqrt{t}} + B_0 + B_1 w(t) + B_2 w(t)^2 + B_3 w(t)^3 \right\},$$

где

$$w(t) = \frac{\sqrt{t} - \sqrt{4m_k^2 - t}}{\sqrt{t} + \sqrt{4m_k^2 - t}}$$

и η_0^0 равны 1.

Для энергий $4m_k^2 < t < (1.42 \text{ ГэВ})^2$ мы используем [41]

$$\delta_0^0(t) = d_0 + B \frac{q_k^2}{m_k^2} + C \frac{q_k^4}{m_k^4} + D \theta(t - 4m_\eta^2) \frac{q_\eta^2}{m_\eta^2}, \quad (18)$$

$$\eta_0^0(t) = \exp \left[\frac{-q_k}{\sqrt{t}} \left(\epsilon_1 + \epsilon_2 \frac{q_k}{\sqrt{t}} + \epsilon_3 \frac{q_k^2}{t} \right)^2 - \right. \quad (19)$$

$$\left. - \epsilon_4 \theta(t - 4m_\eta^2) \frac{q_\eta}{\sqrt{t}} \right],$$

где $q_k = \sqrt{t/4 - m_k^2}$ и $q_\eta = \sqrt{t/4 - m_\eta^2}$; m_k и m_η являются массами K и η -мезонов соответственно.

Параметры в уравнениях (17)–(19) представлены в табл. 1.

Чтобы описать фазовый сдвиг $\delta_0^2(t)$, мы используем параметризацию [42] в области энергий до 1.5 ГэВ, предполагая $\eta_0^2(t) = 1$ [43]

$$\tan \delta_0^2 = \frac{q}{q_0} \{ A_0^2 + B_0^2 q^2 + C_0^2 q^4 + D_0^2 q^6 \} \times \left(\frac{4\mu^2 - s_0^2}{t - s_0^2} \right), \quad (20)$$

где

$$A_0^2 = -0.044, \quad B_0^2 = -0.0855/\mu^2,$$

$$C_0^2 = -0.00754/\mu^4,$$

$$D_0^2 = 0.000199/\mu^6, \quad s_0^2 = -11.9/\mu^2.$$

Следует заметить, что вклад петлевой диаграммы $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow \pi\pi$ в $\Delta((\alpha_1 - \beta_1))$ очень мал и мы не рассматриваем его здесь.

Результаты вычисления вкладов мезонов и $\pi\pi$ -петель (кроме вклада σ -мезона) в д.п.с. (4) для заряженных и нейтральных пионов представлены в табл. 2.

Параметры q_0 и q_2 являются вкладами $\pi\pi$ -петель с изоспинами $I = 0$ и $I = 2$ соответственно.

3. ВЫЧИСЛЕНИЯ $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi\pm}$

Значения $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^0}$ были определены при исследовании процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ в работах [13, 18, 19]: -1.6 ± 2.2 , -0.6 ± 1.8 , $-1.25 \pm 0.08 \pm 0.15$.

Эти значения находятся в согласии с предсказанием киральной теории возмущений [44] $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^0}^{\text{ChPT}} = -1.9 \pm 0.2$. Поэтому для того чтобы определить $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi\pm}$, мы добавили значение $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^0}^{\text{ChPT}}$ к результатам вычислений $\Delta((\alpha_1 - \beta_1))$ с помощью д.п.с. при различных значениях ширины распада $\sigma \rightarrow \gamma\gamma$, когда масса и

Таблица 1. Значения коэффициентов в выражениях (17), (19) [41]

B_0	7.26 ± 0.23	d_0	$(227.1 \pm 1.3)^\circ$	ϵ_1	4.7 ± 0.2
B_1	-25.3 ± 0.5	B	$(94.0 \pm 2.3)^\circ$	ϵ_2	-15.0 ± 0.8
B_2	-33.1 ± 1.2	C	$(40.4 \pm 2.9)^\circ$	ϵ_3	4.7 ± 2.6
B_3	-26.6 ± 2.3	D	$(-86.9 \pm 4.0)^\circ$	ϵ_4	0.38 ± 0.34

Таблица 2. Вклады мезонов и $\pi\pi$ -петель в дисперсионные правила сумм (4) для заряженных и нейтральных пионов

	ρ	b_1	a_1	a_2	f_0	f'_0	q_0	q_2
$\pi^\pm$	-1.14	0.93	1.92	1.98	0.80	0.08	-4.27	0.34
	ρ	ω	ϕ	f_0	f'_0	h_1	q_0	q_2
π^0	-1.42	-11.61	-0.04	0.69	0.08	5.32	-4.26	-1.36

полная ширина распада σ -мезона брались в интервалах $m_\sigma = 400\text{--}550$ МэВ, $\Gamma_\sigma = 400\text{--}600$ МэВ.

Результаты вычислений представлены на рис. 2. Кривая 1 соответствует вычислениям с $\sqrt{t_\sigma} = m_\sigma - i1/2\Gamma_\sigma = 446 - i276$. Кривые 2 и 3 соответствуют $m_\sigma = 400$ МэВ, $\Gamma_\sigma = 600$ МэВ и $m_\sigma = 550$ МэВ, $\Gamma_\sigma = 400$ МэВ соответственно. Как очевидно из этого рисунка, полученные значения $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ слабо зависят от массы и полной ширины распада σ -мезона в рассматриваемой области. Полученные значения $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ находятся в пределах 9.5–8.0.

Кривая 4 на рис. 2 является результатом вычисления дисперсионных правил сумм (4) для $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ при $m_\sigma = 446$ МэВ и $\Gamma_\sigma = 552$ МэВ, в случае когда не учитывается величина $\Delta((\alpha_1 - \beta_1))$. Полученные результаты сильно зависят от ширины распада $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma}$ и указывают, что реалистические значения $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ могут быть получены в рассматриваемом подходе, если $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} \lesssim 0.7$ кэВ.

Влияние верхнего предела интегрирования (Λ) в дисперсионных правилах сумм (4) на результат вычислений было изучено. Показано, что результаты практически не меняются, если Λ больше $(6 \text{ ГэВ})^2$. В настоящей работе мы проводили интегрирование до $(20 \text{ ГэВ})^2$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЯ

Используя факт, что вклад состояний с изоспином $I = 0$ в разность $\Delta((\alpha_1 - \beta_1)) = (\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm} - (\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^0}$ равен 0, когда массы заряженных и нейтральных π -мезонов равны друг другу, мы проанализировали дисперсионные правила сумм для этой разницы для реальных значений

масс пионов. Эти правила сумм вычислялись для параметров σ -мезона в интервалах: $m_\sigma = 400\text{--}550$ МэВ, $\Gamma_\sigma = 400\text{--}600$, $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} = 0\text{--}3$ кэВ. Для того чтобы определить $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$, мы добавили $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^0}^{\text{ChPT}} = -1.9$ к $\Delta((\alpha_1 - \beta_1))$. Полученные значения $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ слабо зависят от параметров σ -мезона и находятся в пределах $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm} = 9.4\text{--}8.2$. Этот результат согласуется с экспериментальными значениями, полученными в работах [1, 2], и противоречит вычислениям в рамках киральной теории возмущений [3].

Кроме того, анализ дисперсионных правил сумм показал, что значения $((\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm} < 15)$ могут быть получены, если ширина распада $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} \lesssim 0.7$ кэВ. Значения $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} \lesssim 1$ кэВ были ранее также получены в работах [13, 14, 45, 46]. Результаты с $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} > 1$ кэВ приведены в [37, 47].

Автор благодарит Т. Валчера, В. Л. Кашеварова и А. И. Львова за полезные обсуждения.

Приложение 1

Вклады векторных и псевдовекторных мезонов $(\rho, \omega, \phi, a_1 \text{ и } b_1)$ в $\text{Im } M_{++}(s, u = \mu^2)$ вычисляются с помощью выражения

$$\text{Im } M_{++}^{(V)}(s, u = \mu^2) = \mp 4g_V^2 s \frac{\Gamma_0}{(m_V^2 - s)^2 + \Gamma_0^2}, \quad (\text{П.1})$$

где m_V — масса мезона, знак “+” соответствует вкладу a_1 - и b_1 -мезонов и

$$g_V^2 = 6\pi \sqrt{\frac{m_V^2}{s}} \left(\frac{m_V}{m_V^2 - \mu^2} \right)^3 \times \quad (\text{П.2})$$

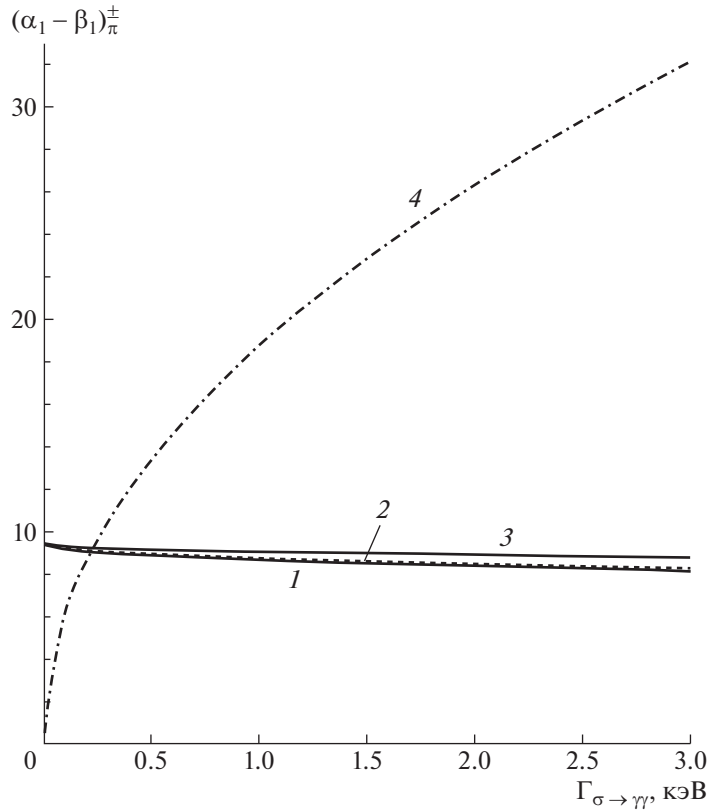


Рис. 2. Зависимость $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ от $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma}$. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют вычислению $\Delta((\alpha_1 - \beta_1))$ при $\sqrt{t}_\sigma = 446 - i276$, $400 - i300$ и $550 - i200$ МэВ соответственно. Кривая 4 является результатом вычисления дисперсионных правил сумм (4) только для $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm}$ при $\sqrt{t}_\sigma = 446 - i276$.

$$\begin{aligned} & \times \Gamma_{V \rightarrow \gamma\pi} D_1(m_V^2) / D_1(s), \\ \Gamma_0 &= \left(\frac{q_i^2(s)}{q_i^2(m_V^2)} \right)^{3/2} \frac{m_V^2}{\sqrt{s}} \times \\ & \times D_1(m_V^2) / D_1(s) \Gamma_V. \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

D_1 в этих уравнениях связан с центробежным потенциалом и равен $D_1 = 1 + (q_i r)^2$ [48], $r = 1$ фм — эффективный радиус взаимодействия, Γ_V и $\Gamma_{V \rightarrow \gamma\pi}$ — полная ширина и ширина распада этих мезонов на $\gamma\pi$. Импульсы q_i^2 для $(\rho, \omega, \phi, a_1 \text{ и } b_1)$ -мезонов равны $(s - 4\mu^2)/4$, $(s - 9\mu^2)/4$, $(s - 4m_k^2)/4$, $(s - (m_\rho + \mu)^2)/4$ и $(s - 16\mu^2)/4$ соответственно.

Приложение 2

Амплитуда вклада скалярного мезона в процесс $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ может быть записана как

$$T = \frac{g_s}{\sqrt{t} - M_s - i\frac{1}{2}\Gamma_s}. \quad (\text{П.4})$$

Тогда легко показать, что мнимая часть амплитуды $\text{Im } M_{++}^\sigma(t)$ вкладов σ -мезона в рассматриваемый процесс может быть представлена как

$$\text{Im } M_{++}^\sigma(t) = \frac{g_\sigma (\sqrt{t} + M_\sigma) \Gamma_0^\sigma(t)}{(t - M_\sigma^2)^2 + (\Gamma_0^\sigma(t))^2}, \quad (\text{П.5})$$

где

$$g_\sigma = \frac{8\pi}{t} \left[\frac{2}{3} \frac{M_\sigma \Gamma_{\gamma\gamma} \Gamma_\sigma}{\sqrt{M_\sigma^2 - 4\mu^2}} \right]^{1/2}, \quad (\text{П.6})$$

$$\Gamma_0^\sigma = \frac{M_\sigma (\sqrt{t} + M_\sigma)}{2\sqrt{t}} \left(\frac{t - 4\mu^2}{M_\sigma^2 - 4\mu^2} \right)^{1/2} \Gamma_\sigma. \quad (\text{П.7})$$

Эти выражения (П.5)–(П.7) могут быть очень полезными для описания скалярных мезонов с большими ширинами распада.

Так как K -мезоны дают большой вклад в ширину распада $f_0(980)$ -мезона и порог реакции $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ очень близок к массе $f_0(980)$ -мезона, мы рассматриваем выражение Флэтта [49] для вклада $f_0(980)$ -мезона в процесс $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$.

Для $t > 4m_k^2$:

$$\text{Im } M_{++}^{f_0} = g_{f_0} \frac{\Gamma_{0f_0}}{(m_{f_0}^2 - t)^2 + \Gamma_{0f_0}^2}, \quad (\text{П.8})$$

где

$$\Gamma_{0f_0} = \left[\Gamma_{f_0 \rightarrow \pi\pi} \left(\frac{t - 4\mu^2}{m_{f_0}^2 - 4\mu^2} \right)^{1/2} + \Gamma_{f_0 \rightarrow kk} \left(\frac{t - 4m_k^2}{4m_k^2 - m_{f_0}^2} \right)^{1/2} \right] m_{f_0}. \quad (\text{П.9})$$

Для $t < 4m_k^2$:

$$\text{Im } M_{++} = g_{f_0} \Gamma_{0f_0} \left(\left[m_{f_0}^2 - t - \left(\frac{4m_k^2 - t}{4m_k^2 - m_{f_0}^2} \right)^{1/2} m_{f_0} \Gamma_{f_0 \rightarrow kk} \right]^2 + \Gamma_{0f_0}^2 \right)^{-1}, \quad (\text{П.10})$$

$$\Gamma_{0f_0} = \Gamma_{f_0 \rightarrow \pi\pi} m_{f_0} \left(\frac{t - 4\mu^2}{m_{f_0}^2 - 4\mu^2} \right)^{1/2}. \quad (\text{П.11})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu. M. Antipov, V. A. Batarin, V. A. Bessubov, N. P. Budanov, Yu. P. Gorin, S. P. Denisov, I. V. Kotov, A. A. Lebedev, A. I. Petrukhnin, S. A. Polovnikov, V. N. Roinishvili, D. A. Stoyanova, P. A. Kulinich, G. V. Mecel'macher, A. G. Ol'shevski, *et al.*, Phys. Lett. B **121**, 445 (1983); Yu. M. Antipov, V. A. Batarin, V. A. Bessubov, N. P. Budanov, Yu. P. Gorin, S. P. Denisov, I. V. Kotov, A. A. Lebedev, A. I. Petrukhnin, S. A. Polovnikov, V. N. Roinishvili, D. A. Stoyanova, P. A. Kulinich, G. V. Mecel'macher, A. G. Ol'shevski, *et al.*, Z. Phys. C **26**, 495 (1985).
2. J. Ahrens, V. M. Alexeev, J. R. M. Annand, H. J. Arends, R. Beck, G. Caselotti, S. N. Cherepnaya, D. Drechsel, L. V. Fil'kov, K. Föhl, I. Giller, P. Grabmayr, T. Hehl, D. Hornidge, V. L. Kashevarov, M. Kotulla, *et al.*, Eur. Phys. J. A **23**, 113 (2005).
3. J. Gasser, M. A. Ivanov, and M. E. Sainio, Nucl. Phys. B **745**, 84 (2006).
4. T. A. Aibergenov, P. S. Baranov, O. D. Beznisko, S. N. Cherepnija, L. V. Fil'kov, A. A. Nafikov, A. I. Osadchiy, V. G. Raevskiy, L. N. Shtarkov, and E. I. Tamm, Czech. J. Phys. B **36**, 948 (1986).
5. A. Guskov (COMPASS Collab.), Fizika B **17**, 313 (2008).
6. G. Fäldt and U. Tengblad, Phys. Rev. C **76**, 064607 (2007).
7. G. Fäldt and U. Tengblad, Phys. Rev. C **79**, 014607 (2009); C **87**, 029903(E) (2013).
8. T. Walcher, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 106 (2008).
9. U. Amaldi, M. Jacob, and G. Matthiae, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **26**, 385 (1976).
10. L. V. Fil'kov and V. L. Kashevarov, Phys. Part. Nucl. **48**, 117 (2017).
11. L. V. Fil'kov and V. L. Kashevarov, in *Proceedings of the "NSTAR 2007", Bonn, Germany, 05–08 September 2007*, p. 179; arXiv:0802.0965 [nucl-th].
12. L. V. Fil'kov and V. L. Kashevarov, in *Proceedings of the 6th Workshop on Chiral Dynamics, 06–10 July 2009, Bern, Switzerland*, PoS (CD09) 036; arXiv:0909.4849 [hep-ph].
13. L. V. Fil'kov and V. L. Kashevarov, Eur. Phys. J. A **5**, 285 (1999).
14. L. V. Fil'kov and V. L. Kashevarov, Phys. Rev. C **72**, 035211 (2005).
15. L. V. Fil'kov and V. L. Kashevarov, Phys. Rev. C **73**, 035210 (2006).
16. D. Babusci, S. Bellucci, G. Giordano, G. Matone, A. M. Sandorfi, and M. A. Moinester, Phys. Lett. B **277**, 158 (1992).
17. J. F. Donoghue and B. R. Holstein, Phys. Rev. D **48**, 137 (1993).
18. A. E. Kaloshin and V. V. Serebryakov, Z. Phys. C **64**, 689 (1994).
19. R. Garcia-Martin and B. Moussallam, Eur. Phys. J. C **70**, 155 (2010).
20. U. Bürgi, Nucl. Phys. B **479**, 392 (1997).
21. C. Berger *et al.* (PLUTO Collab.), Z. Phys. C **26**, 199 (1984).
22. A. Courau *et al.* (DM1 Collab.), Nucl. Phys. B **271**, 1 (1986).
23. Z. Ajaltoni *et al.* (DM2 Collab.), Phys. Lett. B **194**, 573 (1987).
24. J. Boyer *et al.* (Mark II Collab.), Phys. Rev. D **42**, 1350 (1990).
25. A. I. L'vov and V. A. Petrun'kin, Preprint of P.N. Lebedev Physical Institute, No. 170 (1977).
26. L. V. Fil'kov, I. Guiaşu, and E. E. Radescu, Phys. Rev. D **26**, 3146 (1982).
27. H. A. Abarbanel and M. L. Goldberger, Phys. Rev. **165**, 1594 (1968).
28. I. Guiaşu and E. E. Radescu, Ann. Phys. (N.Y.) **122**, 436 (1979).
29. J. Beringer *et al.* (PDG Collab.), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
30. M. Zielinski, D. Berg, C. Chandlee, S. Cihangir, T. Ferbel, J. Huston, T. Jensen, F. Lobkowicz, T. Ohshima, P. Slattery, P. Thompson, B. Collick, S. Heppelmann, M. Marshak, E. Peterson, K. Ruddick, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 1195 (1984).
31. V. V. Anisovich, V. A. Nikonov, and A. V. Sarantsev, Phys. At. Nucl. **65**, 1545 (2002).
32. D. Morgan and M. R. Pennington, Z. Phys. C **48**, 623 (1990).
33. D. V. Bugg, A. V. Sarantsev, and B. S. Zou, Nucl. Phys. B **471**, 59 (1990).
34. A. I. L'vov and V. A. Petrun'kin, Sov. Physics-Lebedev Inst. Reports, No 12 (1985).
35. I. Caprini, G. Colangelo, and H. Leutwyler, Phys. Rev. Lett. **96**, 132001 (2006); hep-ph/0512364.
36. I. Caprini, Phys. Rev. D **77**, 114019 (2008); arXiv:0804.3504.

37. B. Moussallam, Eur. Phys. J. C **71**, 1814 (2011).
38. R. Kamiński, R. Garcia-Martin, J. R. Peláez, and J. Ruiz de Elvira, Nucl. Phys. Proc. Suppl. B **234**, 253 (2012); arXiv: 1211.2617 [hep-ph].
39. J. R. Peláez, J. Nebreda, G. Rios, and J. Ruiz de Elvira, Acta Phys. Polon. Supp. **6**, 735 (2013); arXiv: 1304.5121 [hep-ph].
40. M. Boggione and M. R. Pennington, Eur. Phys. J. C **9**, 11 (1999).
41. R. Garcia-Martin, R. Kamiński, J. R. Peláez, J. Ruiz de Elvira, and F. J. Ynduráin, Phys. Rev. D **83**, 074004 (2011).
42. A. Schenk, Nucl. Phys. B **363**, 97 (1991).
43. B. Ananthanarayan, G. Colangelo, J. Gasser, and H. Leutwyler, Phys. Rep. **353**, 207 (2001).
44. S. Bellucci, J. Gasser, and M. E. Sainio, Nucl. Phys. B **423**, 80 (1994).
45. S. Dubničková, A. Z. Dubničková, and M. Sečanský, Acta Phys. Slov. **55**, 25 (2005).
46. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, JETP Lett. **88**, 295 (2008).
47. M. Hoferichter, D. R. Philips, and C. Schat, Eur. Phys. J. C **71**, 1743 (2011).
48. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (Springer-Verlag, New York, 1979), pp. 359–365, 386–389.
49. S. M. Flatté, Phys. Lett. B **63**, 228 (1976).

CONNECTION OF THE DIPOLE POLARIZABILITIES OF CHARGED AND NEUTRAL π -MESONS

L. V. Fil'kov¹⁾

¹⁾*P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Using the fact that the contribution of the states with isospin $I = 0$ in the difference of the amplitudes of the processes $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ and $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ is very small, the dispersion sum rules for the difference between the dipole polarizabilities of the charged and neutral pions have been analyzed as a function of the σ -meson parameters. Then taking into account the current chiral perturbation value of $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^0} = -1.9$, the value $(\alpha_1 - \beta_1)_{\pi^\pm} = 9.4-8.2$ has been found for the σ -meson parameter within the region: $m_\sigma = 400-550$ MeV, $\Gamma_\sigma = 400-600$ MeV, $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} = 0-3$ keV. Estimation of the optimal value of the decay width $\sigma \rightarrow \gamma\gamma$ has given $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma} \lesssim 0.7$ keV.

МОЖНО ЛИ ОЦЕНИТЬ ПАРАМЕТРЫ 2D-ЭВОЛЮЦИИ СИГНАТУРЫ МЕТРИКИ ПРОСТРАНСТВА С ЭНЕРГИЕЙ ПО КОРРЕЛЯЦИЯМ АЗИМУТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧАСТИЦ?

© 2023 г. Р. А. Мухамедшин^{1)*}

Поступила в редакцию 12.07.2023 г.; после доработки 12.07.2023 г.; принята к публикации 12.07.2023 г.

Компланарность подстволов в гамма-адронных семействах и так называемый long-range near-side “ridge”-эффект, обнаруженный CMS Коллаборацией на LHC, могут быть описаны в рамках модели FANSY 2.0, которая воспроизводит компланарную генерацию наиболее энергичных частиц в адронных взаимодействиях при сверхвысоких энергиях. Компланарная генерация, в свою очередь, может объясняться, в частности, гипотезой об эволюции сигнатуры метрики пространственно-временного континуума, а именно, переходом основного трехмерного состояния в двухмерное ($3D \leftrightarrow 2D$) с ростом энергии. Предлагается способ экспериментальной проверки этой гипотезы через анализ азимутальных корреляций частиц, генерируемых во взаимодействиях адронов.

DOI: 10.31857/S0044002723060120, EDN: ORUPJO

1. ВВЕДЕНИЕ

В высокогорных и стратосферных экспериментах с рентгено-эмульсионными камерами была обнаружена [1–9] тенденция к компланарности относительно изолированных друг от друга наиболее энергичных частиц (γ , $e^\pm$, $h^\pm$) и/или подстволов (т.е. развившихся каскадов от вышеупомянутых частиц) в составе так называемых гамма-адронных (γ - h) семейств (групп генетически связанных частиц с высокой ($\gtrsim 5$ ТэВ) энергией). Это явление было первоначально интерпретировано как результат компланарной генерации наиболее энергичных частиц (КГЧ) с большими поперечными импульсами в плоскости компланарности, $p_t^{\text{corl}} \gtrsim 1$ ГэВ/с [10–12].

Идеи, предложенные для объяснения появления КГЧ при сверхвысоких энергиях, разделяются на две принципиально разные группы:

1. ядерно-физические механизмы адронных взаимодействий, подразумевающие большие p_t^{corl} в плоскости компланарности, и связывающих эффект с

1.1. образованием специфических лидирующих систем [13–16];

1.2. угловым моментом кварк-глюонной струны [17];

2. гипотеза, предполагающая переход размерности пространства на малых масштабах от трех

к двум измерениям ($3D \leftrightarrow 2D$) с ростом энергии [18, 19].

Коллаборация CMS (LHC) обнаружила при энергии взаимодействия протонов $\sqrt{s} = 7$ ТэВ так называемый long-range near-side “ridge”-эффект (далее “ridge”-эффект) [20], т.е. аномально высокое значение двухчастичной корреляционной функции $R(\Delta\eta, \Delta\varphi) = f(S(\Delta\eta, \Delta\varphi)/B(\Delta\eta, \Delta\varphi))$ при $3 \lesssim |\Delta\eta| \lesssim 4$ и $|\Delta\varphi| \approx 0$ в событиях с высокой ($n_{\text{ch}} > 110$) множественностью заряженных адронов ($h^\pm$) в области $|\eta| < 2.4$. Здесь $S(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ и $B(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ — функции сигнала и фона соответственно, $\Delta\eta$ — разность псевдобыстрот адронов, $\Delta\varphi$ — разность их азимутальных углов φ . Для функции $S(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ величины переменных $\Delta\eta$ и $\Delta\varphi$ вычисляются перебором пар частиц внутри одного рассматриваемого взаимодействия. Для функции $B(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ величины $\Delta\eta$ и $\Delta\varphi$ вычисляются для каждой частицы из рассматриваемого взаимодействия поочередно со всеми частицами другого случайно выбранного взаимодействия.

Для анализа возможной связи компланарности и “ridge”-эффекта была разработана феноменологическая модель FANSY 2.0 [21–24], воспроизводящая как традиционную, так и компланарную генерацию частиц (соответственно версии QGSJ [21] и CPG [22]). В модели FANSY 2.0 CPG максимальная компланарность связана с самыми энергичными адронами. При уменьшении быстроты $|y|$ компланарность слабеет и совсем исчезает в центральной кинематической области при $|y| \lesssim y_{\text{thr}} = |y^2| - \Delta y \approx 2-3$, где Δy — параметр.

¹⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

*E-mail: rauf_m@mail.ru

При моделировании взаимодействий процесс “копланаризации” применяется после розыгрыша взаимодействия в рамках традиционной версии FANSY 2.0 QGSJ. При этом поперечные импульсы частиц разворачиваются в сторону случайно выбранной плоскости компланарности, относительно которой азимутальные углы поперечных импульсов распределены по Гауссу с $\sigma \sim \sigma_0(|y_2/y|)^\beta$. Здесь y_2 — быстрота второй по энергии частицы. При $|y| < |y_{\text{thr}}| \sim 2-3$ эффект отсутствует.

Подчеркнем, что FANSY 2.0 — это модель адрон, т.е. чисто феноменологическая, поскольку ее физические основы остаются неясными. Если оставаться в рамках общепринятых концепций, то теоретические модели [13–17] почти неизбежно требуют для описания компланарности большие значения поперечного импульса p_t^{copl} (что противоречит данным LHC [25]), иначе придется предположить уменьшение компонент поперечного импульса, направленных перпендикулярно плоскости компланарности (что не вписывается в рамки современных представлений). Поэтому с феноменологической точки зрения наиболее подходящим является предположение об уменьшении размерности пространства с трех до двух [18, 19] (далее, для краткости, 2D-гипотеза).

В настоящей работе не рассматриваются модели [13–16], связанные с образованием специфических лидирующих систем, в частности, дифракционных кластеров. Можно только отметить следующее: подобные процессы а) не могут детально изучаться на LHC; б) не связаны с эффектами в центральной кинематической области, в частности, с “ridge”-эффектом; в) требуют отдельного исследования в экспериментах с космическими лучами, поскольку дифракционные процессы играют там очень важную роль.

Далее будут обсуждаться две важные проблемы в рамках предположения о справедливости 2D-гипотезы. Во-первых, будет рассмотрено, какие экспериментальные данные было бы необходимо, в идеале, проанализировать для окончательного решения этой проблемы. Во-вторых, попробуем проанализировать, какие данные, бросающие какой-то свет на поставленные вопросы, можно получить на существующих установках на LHC.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И СИГНАТУРА ПРОСТРАНСТВА

С экспериментальной точки зрения очень важным отличием двух конкурирующих концепций является то, что ядерно-физические механизмы протекают однократно в течение очень малого промежутка времени, $t_{\text{int}} \sim 2r_p/c \lesssim 5 \times 10^{-24}$ с (r_p — радиус протона, c — скорость света), тогда как в

рамках 2D-гипотезы степень компланарности частиц, рожденных в течение того же времени t_{int} , и частиц, реально существующих в каждый последующий момент времени, может существенно зависеть от развития во времени процессов последовательных распадов тяжелых резонансов в более легкие частицы.

Предположим, что по неизвестным нам причинам при энергиях взаимодействия адронов $\sqrt{s} \sim 7$ ТэВ имеет место локальный переход трехмерного состояния в двухмерное и обратно ($3D \leftrightarrow 2D$). Допустим, что таковыми причинами являются, например, очень высокая кратковременная пространственно-временная плотность энергии и/или какие-то релятивистские эффекты. Продолжительность времени существования 2D-эволюции неизвестна, но она не может быть меньше t_{int} . Ниже для удобства используется величина τ_{2D} , отсчет которой начинается от момента генерации прямых частиц, т.е. полное время 2D-состояния равно сумме $t_{\text{int}} + \tau_{2D}$. Рассмотрим экспериментальные возможности оценки этого параметра, имея в виду, что при генерации частиц рождаются как относительно стабильные частицы, так и резонансы с малыми временами жизни.

Если частицы рождаются в 2D-пространстве, то они разлетаются компланарно. Резонансы со средним временем жизни $\langle \tau \rangle = \tau_0 \gamma_L$ (τ_0 — среднее время жизни резонанса в покое, γ_L — его Лоренц-фактор) могут распадаться как в 2D-пространстве, если их реальное время жизни $\tau \lesssim \tau_{2D}$, так и в 3D-пространстве, если $\tau > \tau_{2D}$.

Моделирование показывает, что экспериментальная и расчетная функции $R(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ в области “ridge”-эффекта близки друг к другу при “копланаризации” в области быстрот $|y| \gtrsim 3$ [22], что соответствует энергии частиц $E \gtrsim 20$ ГэВ. Тогда для ρ -, ω -, η - и π^0 -мезонов имеем $\langle \tau \rangle \gtrsim 10^{-22}$, 10^{-21} , 10^{-17} и 10^{-14} с соответственно. Отметим только, что распад π^0 -мезонов (последний в цепочке распадов) должен влиять на наблюдаемую компланарность уже меньше, так как поперечные импульсы гамма-квантов относительно направленные движения π^0 -мезонов при их распадах равен ~ 70 МэВ/с, тогда как, например, поперечные импульсы нейтральных пионов в распаде ρ -мезонов равен ~ 360 МэВ/с.

В рамках 2D-гипотезы эти величины задают примерные масштабы временных интервалов, где можно искать какие-то изменения в степени компланарности поперечных импульсов различных типов частиц. Рисунок 1 иллюстрирует эту картину для основных каналов распадов $\rho^{\pm,0}$ -, ω -, η -резонансов и π^0 -мезонов.

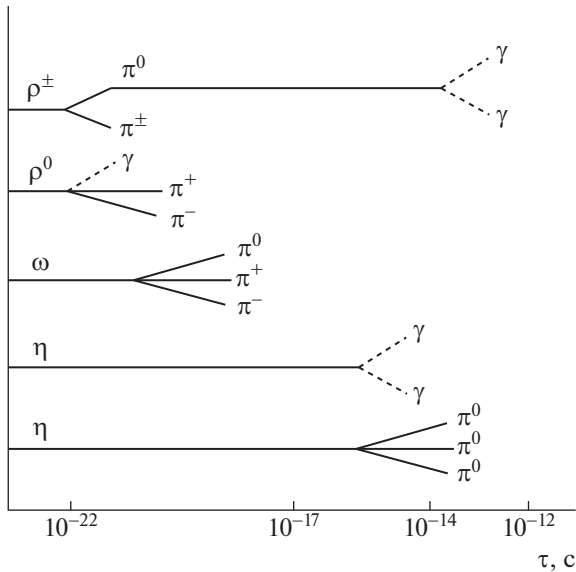


Рис. 1. Примерные временные масштабы некоторых каналов распадов первичных резонансов ($\rho^{\pm,0}$, ω , η) с энергией $E \sim 20$ ГэВ и последующих распадов вторичных частиц.

Рисунок 2 показывает временную зависимость вероятности распада $\rho^{\pm,0}$ -, η -резонансов и π^0 -мезонов в покое. Очевидны сильные различия времен распадов частиц. Естественно, для движущихся адронов время их распада увеличивается в соответствии с их Лоренц-фактором.

При различных значениях τ_{2D} высокую компланарность могут иметь 1) ρ -, ω -, η -резонансы (и другие адроны прямой генерации) при $\tau_{2D} \lesssim 10^{-22}$ с; 2) η - и π^0 -мезоны, родившиеся в результате распада более тяжелых резонансов при $\tau_{2D} \lesssim 10^{-16}$ с; 3) дополнительно π^0 -мезоны от распада η -мезонов при $\tau_{2D} \lesssim 10^{-14}$ с; 4) дополнительно γ -кванты от распада π^0 -мезонов при $\tau_{2D} \gtrsim 10^{-14}$ с. Таким образом, при $\tau_{2D} \gtrsim 10^{-14} - 10^{-13}$ с импульсы всех наблюдаемых частиц должны лежать в единой плоскости компланарности (или, по крайней мере, в одной из полусфер).

Отметим, что, в рамках концепции изменения размерности пространства, как минимум, первый случай уже имеет место. На возможность четвертого случая намекают характеристики стратосферного события "JF2af2" [9] с энергией $\Sigma E_\gamma \gtrsim 1.4$ ПэВ и числом частиц $n_{\gamma,e\pm} = 38$, имеющее экстремальную выстроенность треков вдоль прямой линии. Вероятность наблюдать подобное событие в результате флуктуаций крайне низка ($\lesssim 10^{-10}$) [24].

Для проведения анализа данных с целью проверки гипотезы о существовании $3D \leftrightarrow 2D$ процесса, необходимы эксперименты по изучению характеристик генерации и распада энергичных адронов

в широком кинематическом диапазоне ($|\eta, y| \gtrsim 3$, $x_F \gtrsim 0.01$) при сверхвысоких энергиях (в диапазоне ЛНЦ), для получения информации о каналах рождения, энергии и импульсах и угловых характеристиках резонансов; заряженных частиц; γ -квантов, а также осуществления полного кинематического анализа каждого взаимодействия и восстановления кинематической истории распадов нестабильных частиц. Крайне необходимо продолжить исследование явления компланарности в космических лучах, где впервые наблюдался этот феномен. Совместный анализ данных, полученных на ЛНЦ и в космических лучах, может дать очень интересные и неожиданные результаты.

Таким образом, предлагается следующий алгоритм действий.

1. Осуществить полный кинематический анализ каждого взаимодействия в широком интервале быстрот y и/или x_F (до максимально возможных значений) вторичных частиц.
2. Восстановить полную кинематическую историю распадов всех нестабильных частиц.
3. Проанализировать степень компланарности ρ -, ω -, η -резонансов, π^0 -мезонов, γ -квантов.

Рассмотрим возможные варианты экспериментальных результатов (при выполнении вышеприведенных критериях отбора):

1. Высокая степень компланарности наблюдается у ρ -мезонов (и других частиц прямой генерации), а у остальных частиц она уже меньше. Отсюда мы имеем $10^{-23} \lesssim \tau_{2D} \lesssim 10^{-22}$ с.
2. Высокая степень компланарности наблюдается также у η -мезонов. Это означает, что $10^{-17} \lesssim \tau_{2D} \lesssim 10^{-16}$ с.
3. Высокая степень компланарности наблюдается у π^0 -мезонов. Это означает, что $10^{-16} \lesssim \tau_{2D} \lesssim 10^{-14}$ с.
4. Наблюдается высокая степень компланарности γ -квантов. Это означает, что $\tau_{2D} \gtrsim 10^{-14}$ с (что, кстати, существенно больше значения, данного в обзоре [19]).

Наконец, можно попытаться искать корреляции частиц, рождающихся в двухчастичных распадах и разлетающихся строго вперед и назад в с.ц.м. Возможно, хотя и маловероятно, что это даст какие-то указания на существование ($3D \leftrightarrow 2D \leftrightarrow 1D$) эволюции сигнатуры метрики.

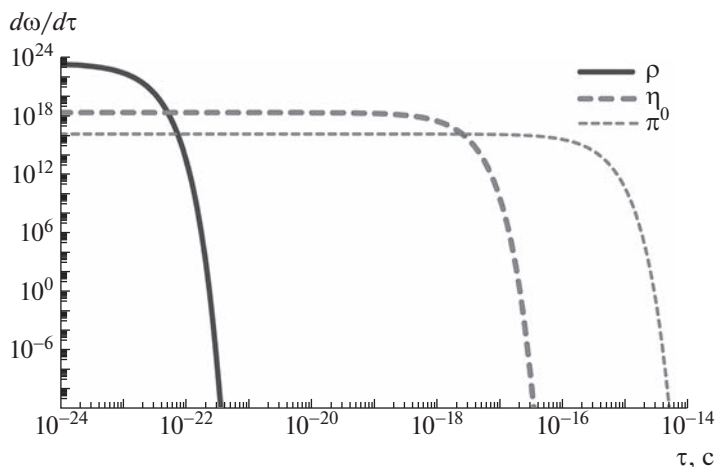


Рис. 2. Временная зависимость вероятности распада $\rho^{\pm,0}$ -, η -резонансов и π^0 -мезонов в покое.

3. ПОИСК 2D-ЭВОЛЮЦИИ СИГНАТУРЫ МЕТРИКИ НА LHC

В данный момент только эксперименты на LHC позволяют исследовать нужную область энергий. Диапазон псевдобыстрот $|\eta| \lesssim 2.4$, использованный Коллаборацией CMS для анализа “ridge”-эффекта в pp -взаимодействиях [20], не является оптимальным для анализа эффектов, связанных с компланарной генерацией наиболее энергичных частиц. Тем не менее, для анализа возможной связи процесса КГЧ и “ridge”-эффекта первоначально было проведено моделирование в рамках FANSY 2.0 CPG, а именно версии “moderate” [23, 24] (моделирование КГЧ в 3D-пространстве и случайной ориентации всех последующих распадов). Наиболее важными параметрами процесса “копланаризации” поперечных импульсов вторичных частиц являются параметры, определяющие степень компланарности, а именно: а) дисперсия отклонения азимутального угла адрона от плоскости компланарности $\sigma_{\varphi 0}$; б) скорость уменьшения степени компланарности с уменьшением быстроты адрона, определяемая параметром β ; в) минимальное значение быстроты y_{thr} , зависящее от параметра Δy . Эффективное значение y_{thr} может быть выбрано только феноменологически. Величины этих параметров для FANSY 2.0 CPG “moderate” и FANSY 2.0 2D даны в табл. 1.

Было показано [23], что FANSY 2.0 CPG качественно воспроизводит “ridge”-эффект при сечении КГЧ-процесса $\sigma_{\text{CPG}} = 42$ мбн. На рис. 3а (рис. 7г в [22]) показана экспериментальная функция $R_{h^{\pm}h^{\pm}}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ для пар заряженных частиц, а на рис. 3б (рис. 6 в [23]) показана соответствующая расчетная функция. Оба рисунка демонстрируют “ridge”-эффект в области $|\Delta\eta| \gtrsim 3$, $\Delta\varphi \sim 0$. Для

более точного сравнения экспериментальных данных и результатов моделирования дополнительно требуется моделирование отклика детекторов и других методических проблем.

Была начата работа по анализу возможной связи процесса КГЧ с 2D-эволюцией сигнатуры метрики. Первые предварительные результаты были опубликованы в [26]. В настоящей работе приведены более поздние результаты для различных частиц, основанные на большей статистике и полученные с помощью уточненных алгоритмов.

Было проведено моделирование двухчастичных корреляционных функций $R_{h^{\pm}h^{\pm}}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$, $R_{h^{\pm}\gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ и $R_{\gamma\gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$, полученные для пар $h^{\pm}h^{\pm}$, $h^{\pm}\gamma$, $\gamma\gamma$ соответственно при различных значениях τ_{2D} (от 0 до 10^{-12} с).

Поскольку, с одной стороны, эффективность КГЧ в рамках 2D-гипотезы резко возрастает с ростом τ_{2D} , а с другой стороны мы ограничены экспериментальной величиной “ridge”-эффекта для пар заряженных частиц, то все расчетные результаты необходимо нормировать на данные эксперимента. В настоящей работе сделана нормировка на площадь сечения функции $R_{h^{\pm}h^{\pm}}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (для пар $h^{\pm}h^{\pm}$) при $|\Delta\eta| = 4$. Поскольку главными критериями будут различия между функциями $R(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ для различных вариантов пар частиц

Таблица 1. Параметры версий “moderate” и “2D” модели FANSY 2.0

Параметры	“Moderate”	“2D”
Δy	4.5	6.0
$\sigma_{\varphi 0}$	0.09	0.001
β	0.82	0.01

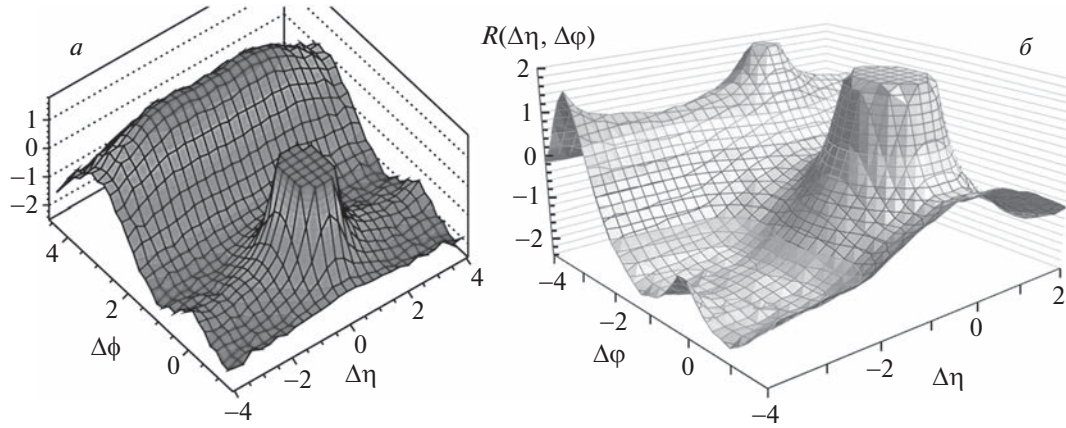


Рис. 3. *a* — Экспериментальная функция $R_{h^{\pm}h^{\pm}}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ для пар заряженных частиц в событиях с высокой множественностью (рис. 7*г* в [22]); *б* — соответствующая функция $R_{h^{\pm}h^{\pm}}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$, полученная в рамках модели FANSY 2.0 CPG “moderate” при $\sigma_{\text{CPG}} = 42$ мбн (рис. 6 в [23]).

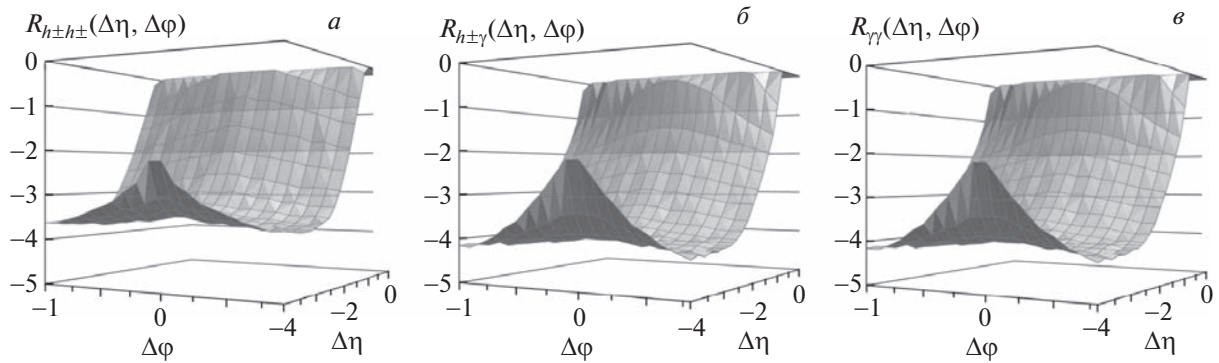


Рис. 4. Функции $R_{h^{\pm}h^{\pm}}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (*a*), $R_{h^{\pm}\gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (*б*) и $R_{\gamma\gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (*в*), полученные для пар $h^{\pm}h^{\pm}$, $h^{\pm}\gamma$, $\gamma\gamma$ соответственно при $\tau_{2D} = 10^{-24}$ с и $\sigma_{2D} = 11.0$ мбн.

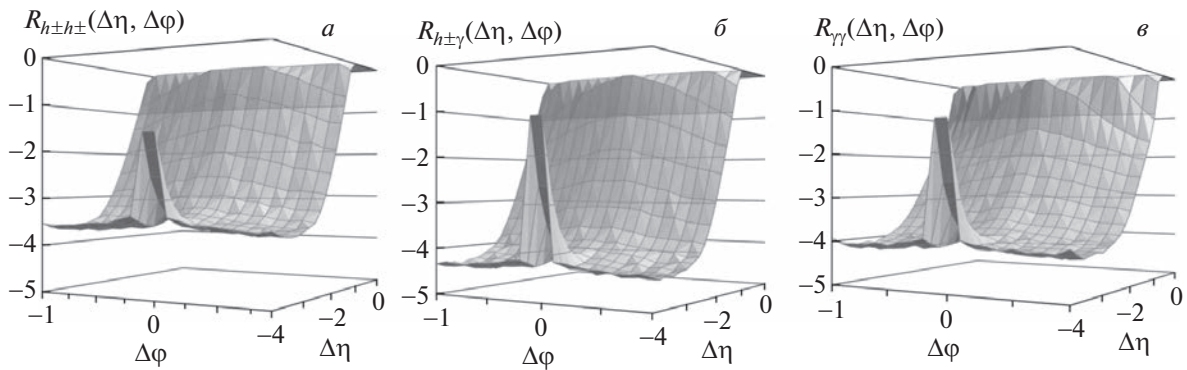


Рис. 5. Функции $R_{h^{\pm}h^{\pm}}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (*a*), $R_{h^{\pm}\gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (*б*) и $R_{\gamma\gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (*в*), полученные для пар $h^{\pm}h^{\pm}$, $h^{\pm}\gamma$, $\gamma\gamma$ соответственно при $\tau_{2D} = 10^{-12}$ с и $\sigma_{2D} = 2.2$ мбн.

при фиксированном значении τ_{2D} , то используется приблизительная нормировка.

На рис. 4 представлена непосредственно область “ridge”-эффекта ($|\Delta\eta| \leq 4$, $-1 < \Delta\varphi < 1$) функций $R_{h^{\pm}h^{\pm}}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (*a*), $R_{h^{\pm}\gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (*б*) и $R_{\gamma\gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ (*в*), полученных для пар $h^{\pm}h^{\pm}$,

$h^{\pm}\gamma$, $\gamma\gamma$ соответственно при сечении процесса 2D-эволюции сигнатуры метрики $\sigma_{2D} = 11$ мбн и ее времени существования $\tau_{2D} = 0$ с (после компланарной 2D-генерации адронов).

На рис. 5 показаны аналогичные функции, полученные при $\tau_{2D} = 10^{-12}$ с и $\sigma_{2D} = 2.2$ мбн.

При $\tau_{2D} = 0$ (после компланарной генерации адронов) вся последующая цепочка распадов нестабильных частиц, от резонансов до π^0 -мезонов, происходит в 3D-пространстве. Как результат, пики функций $R_{h^\pm h^\pm}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$, $R_{h^\pm \gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ и $R_{\gamma\gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ при $\Delta\varphi \approx 0$ довольно широкие, похожие на пики версии “moderate” [23, 24] (см. рис. 3б) (естественно, с учетом поправки на значения сечений генерации КГЧ).

При $\tau_{2D} = 10^{-12}$ с (когда уже распались все π^0 -мезоны) имеет место другая картина. Пики становятся высокими и узкими. Из трех типов корреляций самый сильный эффект проявляют $h^\pm \gamma$ -корреляции. Самое главное, что пик при $\Delta\varphi \approx 0$ для $\gamma\gamma$ -корреляций заметно выше пика для заряженных частиц. Это сильный маркер, означающий, что реальное значение времени существования 2D-флуктуации $\tau_{2D} \gtrsim 10^{-14}$ с.

Очевидно, при промежуточных значениях τ_{2D} соответственно меняются формы и взаимная величина пиков.

Напомним, что все вышеизложенные результаты получены в предположении, что процесс КГЧ не имеет отношения к гипотезам [13–16], связанным с образованием специфических лидирующих систем. Поскольку подобные процессы не могут изучаться на ЛНС, требуются специальные исследования в экспериментах с космическими лучами, поскольку дифракционные процессы играют там очень важную роль.

Для сравнения результатов моделирования с экспериментальными данными необходимо дополнительно учесть методические эффекты отклика детектора, искажающие форму функции $R(\Delta\eta, \Delta\varphi)$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детальное исследование азимутальных корреляций резонансов и других частиц, а также цепочек их распадов в мезоны и γ -кванты во взаимодействиях сверхвысоких энергий, может помочь подтвердить существование или, как минимум, установить верхний предел локальной (3D $\leftrightarrow$ 2D) эволюции сигнатуры метрики с энергией.

Анализ двухчастичных $h^\pm h^\pm$ -, $h^\pm \gamma$ - и $\gamma\gamma$ -корреляций в области $|\eta| \lesssim 2.4$, $|\Delta\eta| \gtrsim 3$ может помочь поиску связи азимутальных корреляций с 2D-эволюцией сигнатуры метрики.

При времени существования 2D-эволюции сигнатуры метрики $\tau_{2D} \gtrsim 10^{-14}$ с (когда уже распались все π^0 -мезоны) пики функций $R_{h^\pm h^\pm}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$, $R_{h^\pm \gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ и $R_{\gamma\gamma}(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ при $\Delta\varphi \approx 0$ становятся узкими. Самый сильный эффект проявляют

$h^\pm \gamma$ -корреляции, пик для $\gamma\gamma$ -корреляций заметно выше пика для заряженных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. S. Borisov *et al.* (Pamir Collab), in *Proceedings of the 4th ISVHECRI Beijing, 1986*, p. 4.
2. I. P. Ivanenko and B. L. Kanevsky, JETP Lett. **50**, 2125 (1992).
3. V. V. Kopenkin, A. K. Managadze, I. V. Rakobolskaya, and T. M. Roganova, Phys. Rev. D **52**, 2766 (1995).
4. Pamir Collab., Preprint INP MSU, no. 89-67/144 (1989).
5. A. S. Borisov, R. A. Mukhamedshin, V. S. Puchkov, S. A. Slavatsky, and G. B. Zhdanov, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **97**, 118 (2001).
6. L. Xue, Z. Q. Dai, and J. Y. Li, in *Proceedings of the 26th ICRC Salt Lake City, 1999*, Vol. 1, p. 127.
7. A. V. Apanasenko, N. A. Dobrotin, L. A. Goncharova, K. A. Kotelnikov, and N. G. Polukhina, in *Proceedings of the 15th ICRC Plovdiv, 1977*, Vol. 7, p. 220.
8. V. I. Osedlo, I. V. Rakobolskaya, V. I. Galkin, A. K. Managadze, L. G. Sveshnikova, L. A. Goncharova, K. A. Kotelnikov, A. G. Martynov, and N. G. Polukhina, in *Proceedings of the 27th ICRC, Hamburg, 2001*, Vol. 1, p. 1426.
9. J. N. Capdevielle, J. Phys. G **14**, 503 (1988).
10. R. A. Mukhamedshin, JHEP **0505**, 049 (2005).
11. R. A. Mukhamedshin, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **196**, 98 (2009).
12. A. K. Managadze, P. A. Мухамедшин, Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 1573 (2013) [A. K. Managadze and R. A. Mukhamedshin, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **77**, 1315 (2013)].
13. I. I. Royzen, Mod. Phys. Lett. A **9**, 3517 (1994).
14. J. N. Capdevielle, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **175**, 137 (2008).
15. T. S. Yuldashbaev, Kh. Nuritdinov, and V. M. Chudakov, Nuovo Cimento C **24**, 569 (2001).
16. R. A. Mukhamedshin, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **75**, 141 (1999).
17. T. Wibig, hep-ph/0003230.
18. L. Anchordoqui, D. C. Dai, M. Fairbairn, G. Landsberg, and D. Stojkovic, Mod. Phys. Lett. A **27**, 1250021 (2012).
19. D. Stojkovic, arXiv: 1406.2696v1 [gr-qc].
20. The CMS Collab., JHEP **1009**, 091 (2010).
21. R. A. Mukhamedshin, Eur. Phys. J. Plus. **134**, 584 (2019).
22. R. A. Mukhamedshin and T. Sadykov, J. Phys.: Conf. Ser. **1181**, 012089 (2019).
23. R. A. Mukhamedshin, Eur. Phys. J. C **82**, 155 (2022).
24. P. A. Мухамедшин, Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 534 (2021) [R. A. Mukhamedshin, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 402 (2021)].
25. R. A. Mukhamedshin, Eur. Phys. J. C **79**, 441 (2019).
26. P. A. Мухамедшин, Изв. РАН. Сер. физ. **87**, 962 (2023) [R. A. Mukhamedshin, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **87**, 900 (2023)].

IS IT POSSIBLE TO ESTIMATE THE PARAMETERS OF THE 2D EVOLUTION OF THE SPACE METRIC SIGNATURE WITH ENERGY FROM THE CORRELATIONS OF THE AZIMUTHAL CHARACTERISTICS OF PARTICLES?

R. A. Mukhamedshin¹⁾

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

The coplanarity of subcores in γ -ray–hadron families and the so-called long-range near-side “ridge” effect discovered by the CMS Collaboration at the LHC can be described in terms of the FANSY 2.0 model, which reproduces the coplanar generation of the most energetic particles in hadronic interactions at superhigh energies. Coplanar generation can be explained, in particular, by the hypothesis of change of the signature of the metric of the space–time continuum, namely, a fluctuation transformation of the basic three-dimensional state into two-dimensional one ($3D \leftrightarrow 2D$). A method is proposed for experimental verification of this hypothesis by studying the azimuthal correlations of different particles in hadron interactions.

МЕТАЛЛСОДЕРЖАЩИЕ ЖИДКИЕ ОРГАНИЧЕСКИЕ СЦИНТИЛЛЯТОРЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РЕДКИХ СОБЫТИЙ. СВЕТОВЫХОД ПРИ ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ МЕТАЛЛА

© 2023 г. И. Р. Барабанов^{1),2)}, А. В. Вересникова^{1),2)},
З. Ю. Исупова²⁾, Б. В. Локшин³⁾, В. П. Моргалюк³⁾, А. М. Немерюк⁴⁾,
Г. Я. Новикова^{1),2)*}, С. А. Эльчепарова²⁾, Е. А. Янович^{1),2)}

Поступила в редакцию 21.06.2023 г.; после доработки 21.06.2023 г.; принята к публикации 22.06.2023 г.

Обсуждаются металлсодержащие жидкие органические сцинтилляторы (MeLS) с точки зрения световых выходов при высокой загрузке по металлу (Gd, Nd, Zr, In). Показано, что при введении в сцинтиллятор β -дикетонатов металлов его световых выходов всегда оказывается ниже, чем при использовании их карбоксилатов, что объясняется структурным различием этих комплексов. Природа металла в некоторых случаях (Nd) влияет на длину ослабления света и, как следствие, на число собранных фотонов. Состав растворителя (доля ароматических соединений в основном растворителе) и степень очистки вводимого комплекса металла также оказывают существенное влияние на конечный световой выход.

DOI: 10.31857/S0044002723060132, EDN: ORXCKS

1. ВВЕДЕНИЕ

Элементсодержащие сцинтилляторы и, в частности металлсодержащие (MeLS) широко применяются в области нейтринной физики, начиная с первых экспериментов по регистрации антинейтринно с использованием кадмийсодержащего сцинтиллятора CdLS [1] и кончая экспериментами по поиску двойного безнейтринного β -распада, где в LS предложено вводить такие элементы, как ^{96}Zr [2, 3], ^{150}Nd [4–7], а также проектом по регистрации низкоэнергетичных солнечных нейтрино, в котором в качестве мишени рассматривается изотоп ^{115}In , имеющий высокое сечение и хорошую сигнатуру реакции с нейтрино [8, 9]. При этом введение в LS каждого нового элемента имеет свои особенности и свои трудности.

Большой опыт по созданию и применению MeLS накоплен при решении задач регистрации реакторных антинейтринно. В этом случае наиболее подходящим для введения в LS оказался Gd, который благодаря своим изотопам (^{157}Gd , ^{155}Gd) имеет более высокое сечение захвата

нейтрона, чем кадмий, использованный в первом антинейтринном детекторе [1]. Введение гадолиния в LS имеет свою историю, связанную, на наш взгляд, с тем, что первоначально химическим аспектам создания MeLS уделялось недостаточное внимание. Так, в одном из первых экспериментов по изучению осцилляций реакторных антинейтринно для введения в сцинтиллятор использовалась неорганическая соль гадолиния $\text{Gd}(\text{NO}_3)_3$, что в итоге привело к быстрой деградации GdLS в течение четырех месяцев (эксперимент CHOOZ [10]). В последующих аналогичных экспериментах использовались более устойчивые и хорошо растворимые в органических растворителях β -дикетонаты и карбоксилаты гадолиния, которые хорошо показали себя в экспериментах Double Chooz [11], RENO [12], Daya Bay [13], NEOS [14], и продолжают применяться в настоящее время в детекторах дистанционного мониторинга работы ядерного реактора [15] а также при проверке гипотезы “стерильных нейтрино” STEREO [16], Neutrino-4 [17].

Также следует отметить, что в случае применения GdLS для регистрации реакторных антинейтринно достаточно небольшой концентрации Gd 1–2 г/л в сцинтилляторе, и в этом случае не имеет большого значения, в виде какого соединения вводится гадолиний (карбоксилат или β -дикетонат).

Стабильность характеристик сцинтиллятора прежде всего будет зависеть от химической чистоты всех компонентов MeLS. Так, в экспериментах

¹⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

²⁾Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х. М. Бербекова, Нальчик, Россия.

³⁾Институт элементоорганических соединений РАН им. А. Н. Несмеянова, Москва, Россия.

⁴⁾НИИЦ “Курчатовский институт” — ИРЕА, Москва, Россия.

*E-mail: g-novikova@mail.ru

Таблица 1. Световыход сцинтилляторов с введенными β -дикетонатами металлов

β -дикетонаты металлов	Растворитель	C_{Me} , г/л	Fluors, г/л	C , г/л	LY, %
$In(AA)_3$	Анизол	47	ВРО*	100	51 [21]
			PPO	100	19 [21]
			PPO + bis-MSB**	100 + 0.5	35 [21]
$Zr(i-Prac)_4$	Анизол	13.6	PPO	50	48.7 [2]
$Zr(DPM)_4$	PC	5	ВРО	9	36 [3]
$Nd\{hfa\}_3 \cdot dme \cdot 0.25H_2O$	PC	6	ВРО	2	17 [5]
$Nd\{hfa\}_3 \cdot diglyme$	PC	4.5	ВРО	2	29 [5]

* ВРО: 2-фенил-5,4-бифенил-оксазол.

** bis-MSB: 1,4-bis(2-метилстирил)бензол.

RENO [13] и Daya Bay [18] (в обоих случаях был использован 3,5,5-триметилгексаноат гадолиния ($Gd(TMHA)_3$) и один и тот же растворитель — линейный алкилбензол (ЛАБ)) меньшая скорость деградации наблюдалась в Daya Bay, где большее внимание уделялось очистке всех компонентов сцинтиллятора (дистилляция растворителя и используемой для синтеза карбоновой кислоты, перекристаллизация 2,5-дифенилоксазола (PPO)). Хочется отметить также, что, как выяснилось [19], карбоксилаты гадолиния являются катализаторами окисления алкилбензолов кислородом воздуха. Поэтому особенно важна очистка растворителей от кислорода и первичных продуктов окисления ЛАБа; очевидно также, что для длительных экспериментов предпочтительнее использовать в качестве растворителей смесь, в которой алкилбензолы составляют лишь небольшую часть, а основными растворителями являются предельные углеводороды: додекан, МО (Минеральное масло), синтин [20], менее склонные к окислению.

Для регистрации редких событий (двойной безнейтринный β -распад, солнечные нейтрино) с использованием MeLS, чтобы иметь достаточно компактный детектор, необходимо добиваться максимально возможной концентрации элемента в органическом растворителе. В этом случае высокий световыход сцинтиллятора будет в значительной мере определяться структурой выбранного соединения металла, степени его очистки и растворителя.

2. ЗАВИСИМОСТЬ СВЕТОВОХОДА ОТ СТРУКТУРЫ СОЕДИНЕНИЯ

Практика показывает, что для введения в сцинтиллятор металлов (Gd, Nd, Zr, In) наиболее подходящими оказались их соединения с разветвленными карбоновыми кислотами и β -дикетонами. (Несмотря на то, что сами карбоновые кислоты

и β -дикетоны относятся к органическим соединениям, их соли являются предметом изучения неорганической и по традиции элементоорганической химии, так как в них связь иона металла с органическими анионами осуществляется через кислород, как и в случае кислородсодержащих неорганических кислот. В истинных металлоорганических соединениях имеется непосредственная связь металла с углеродом органического остатка и такие соединения, как правило, неустойчивы и высокореакционно-способны).

Достоинством β -дикетонатов металлов является их высокая стабильность за счет хелатного эффекта, что делает возможным очистку путем возгонки при сравнительно невысоких температурах. Это их свойство прекрасно подходит для их очистки от аналогичных соединений U и Th, температура возгонки которых (вследствие большей молярной массы) значительно выше, что особенно важно для создания низкофоновых сцинтилляторов, необходимых для регистрации редких событий.

Однако при сравнении световыхода сцинтилляторов с введенными в них β -дикетонатами (см. табл. 1), видно, что при больших концентрациях по металлу для получения высокого световыхода требуется вводить сцинтилляционные добавки в очень высоких концентрациях.

Одно из объяснений этому явлению можно найти при сравнении УФ-спектров поглощения комплексов β -дикетонатов со спектрами поглощения сцинтилляционных добавок. β -дикетонаты металлов имеют очень высокие коэффициенты экстинкции, при этом максимумы их поглощения близки или совпадают с максимумами поглощения наиболее распространенных сцинтилляционных добавок. На рис. 1–3 представлены УФ-спектры поглощения 2,5-дифенилоксазола (PPO) (рис. 1) и β -дикетонатов Nd (рис. 2), и Zr (рис. 3) в гексане.

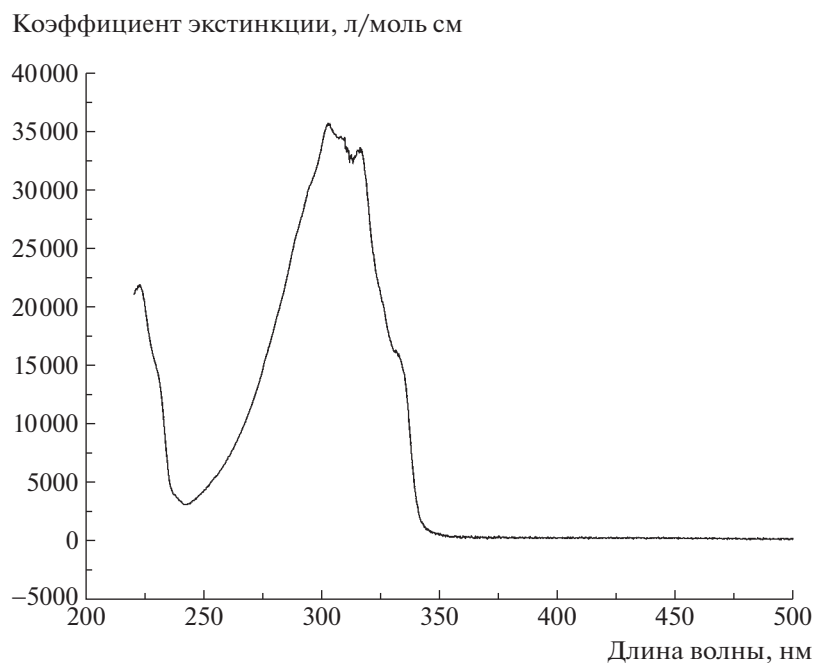


Рис. 1. УФ-спектр 2,5-дифенилоксазола (РРО) в гексане.

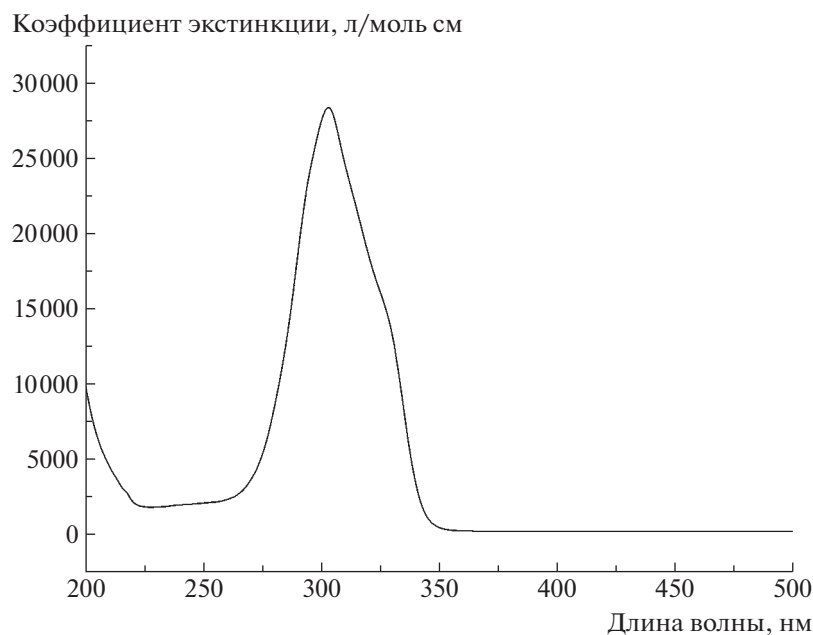


Рис. 2. УФ-спектр трис(1,1,1,5,5,5-гексафтор-2,4-пентандионато)(1,2-диметоксиэтан) неодима (III) (Nd(hfa)₃·dme) в гексане.

Максимум поглощения РРО находится при 303 нм с коэффициентом экстинкции 37 500 (рис. 1). У комплекса Nd (гексафторацетилацетонат с добавкой dme, Nd(hfa)₃·dme) (рис. 2) максимум поглощения также находится при 303 нм, а коэффициент экстинкции равен 28 000. У β -дикетоната Zr (дипивалоилметанат Zr) (рис. 3) коэффициент экстинкции также 28 000 с максимумом

поглощения при 285 нм. При той же длине волны находится максимум поглощения ацетилацетоната индия [21] с коэффициентом экстинкции 14 000. В то же время значения коэффициентов экстинкции карбоксилатов металлов примерно на три порядка меньше, чем у β -дикетонатов, а их максимумы поглощения сдвинуты в УФ-область (так, у 3,5,5-триметилгексаноата неодима (Nd(ТМНА)₃),

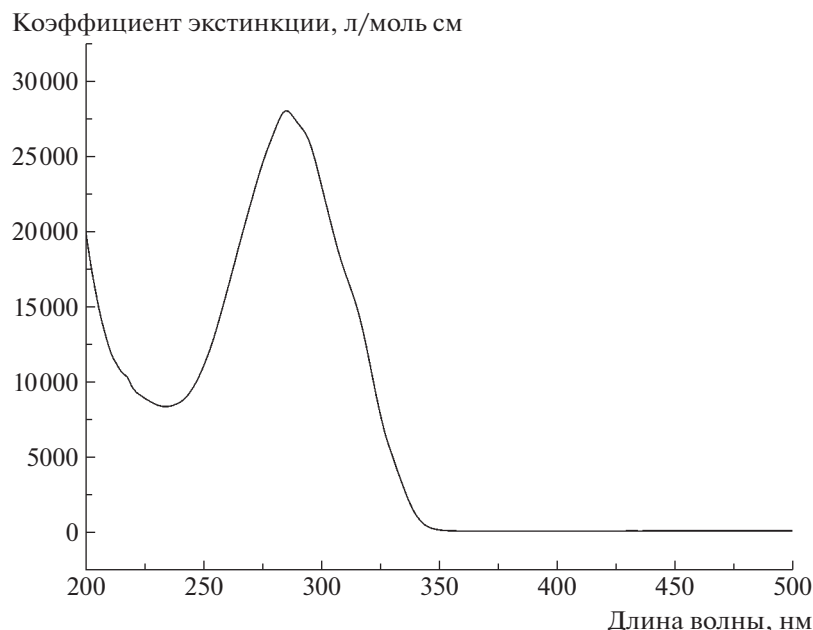


Рис. 3. УФ-спектр тетракис(2,2,6,6-тетраметил-3,5-гептандионата) циркония (IV) (дипивалоилметанат циркония), $Zr(DPM)_4$ в гексане.

коэффициент экстинкции составляет всего 26 в максимуме поглощения при 268 нм [22]).

На первый взгляд можно предположить, что β -дикетонаты конкурируют со сцинтилляционными добавками за перехват света от растворителя, но попытки использовать другие растворители и другие сцинтилляционные добавки, спектр испускания которых не перекрывается со спектром поглощения β -дикетонатов, не привели к значительному увеличению световыхода [21, 23].

Очевидно, что причина гашения света β -дикетонатными комплексами металлов кроется в самой их природе, а именно в структуре их молекул, возникающих при образовании прочного шестичленного хелата, в котором ион металла через связи с атомами кислорода β -дикетонатного остатка встроен в систему сопряженных связей, подобную бензолу (в отличие от карбоновых кислот, где оба кислорода связаны только с одним атомом углерода). В итоге возникает такая же устойчивая шестичленная структура, как и в случае ароматических углеводородов (только эта структура будет гетероатомная). Поэтому β -дикетонатные комплексы могут поглощать энергию возбуждения так же хорошо, как и ароматические молекулы, но в отличие от последних не переизлучают эту энергию далее в виде фотонов, а “гасят” ее внутри своего комплекса.

На настоящее время опубликовано много работ, где β -дикетонатные комплексы металлов используются для получения люминесцентных материалов, в которых энергия, поглощенная лигандным окружением комплексообразователя, пе-

редается металлу, высвечивающему ее затем в той или иной области. Но, как правило, высвечивание происходит не при тех длинах волн, где наиболее чувствительны современные ФЭУ, а самое главное, что этот эффект не проявляется в растворах. Однако авторы полагают, что следует выполнить синтетический поиск подобных люминесцентных материалов с нужными элементами и свойствами, подходящими для их использования в области ядерной физики.

3. ВЛИЯНИЕ ПРИРОДЫ МЕТАЛЛА НА СВЕТОВОХОД

В разд. 2 при рассмотрении β -дикетонатных комплексов было показано, что природа металла и лиганда мало влияет на поглощение света этими комплексами.

Но природа металла все же может оказывать существенное влияние на длину ослабления света (наличие линий поглощения у иона металла) и, как следствие, на характеристики сцинтилляционного детектора. Так, при измерениях спектров поглощения карбоксилатов неодима и гадолиния наблюдается существенное отличие в их спектрах.

На рис. 4 показаны УФ-спектры поглощения 3,5,5-триметилгексаноатов неодима ($Nd(TMHA)_3$) и гадолиния ($Gd(TMHA)_3$) при одной и той же концентрации ($C = 0.005$ моль/л) в ЛАБ (Измерения проводились в 10 см-кюветах по отношению к кювете с воздухом).

Из рис. 4 видно, что, несмотря на то, что оба эти металла относятся к f -элементам, их УФ-спектры

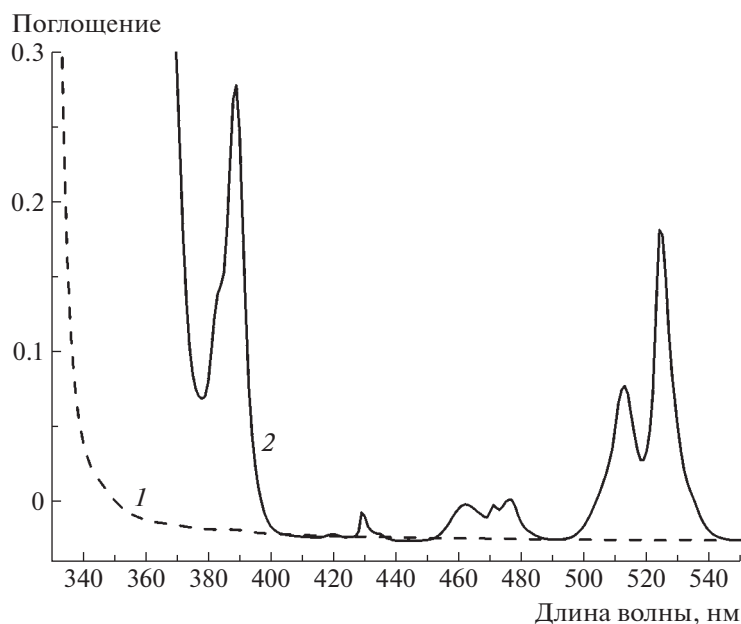


Рис. 4. УФ-спектры поглощения 0.005 М растворов 3,5,5-триметилгексаноата неодима ($\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$) (кривая 1) и гадолиния ($\text{Gd}(\text{ТМНА})_3$) (кривая 2) в растворителе ЛАБ.

различаются. В отличие от спектра $\text{Gd}(\text{ТМНА})_3$ в спектре $\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$ зарегистрировано много полос поглощения в УФ и видимой области спектра. Эти полосы поглощения относятся к иону неодима и будут проявляться во всех спектрах, независимо от типа соединения неодима и растворителя. Полосы поглощения неодима находятся в том числе в области наибольшей чувствительности ФЭУ (420–430 нм), поэтому для определения длины ослабления света NdLS практически нельзя использовать спектрофотометрический способ, который обычно применялся для оценки прозрачности новых растворителей [20, 24] или таких сцинтилляторов, как GdLS [25] и InLS [21].

Поэтому для NdLS больше подходит способ определения эффективной длины ослабления света, использованный в работе [6].

4. СИНТЕЗ 3,5,5-ТРИМЕТИЛГЕКСАНОАТА НЕОДИМА ($\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$)

Природа металла оказывает также влияние на выбор способа получения его карбоксилата. Так, для получения GdLS в проектах iDREAM [15] и Нейтрино-4 [17] применялась методика, разработанная в ИРЕА-Курчатовский центр. По этой методике синтезированный, промытый деионизированной водой и высушенный 3,5,5-триметилгексаноат гадолиния ($\text{Gd}(\text{ТМНА})_3$) очищали при помощи промежуточного растворения в низкипящем растворителе тетрагидрофуране

(ТГФ), в котором он хорошо растворим. Далее раствор $\text{Gd}(\text{ТМНА})_3$ в ТГФ пропускать через микропористый фильтр (для отделения нерастворимых продуктов гидролиза), после чего смешивался с ЛАБ с последующей отгонкой ТГФ в вакууме при невысокой температуре.

Однако при адаптации этой методики к созданию NdLS оказалось, что в этом случае ТГФ в качестве промежуточного растворителя для очистки $\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$ не подходит. В отличие от $\text{Gd}(\text{ТМНА})_3$ аналогично полученный комплекс $\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$ не растворяется в ТГФ, а ведет себя совершенно по-другому. При добавлении ТГФ к $\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$ сразу же образуется мелкодисперсный осадок, который распространяется по всему объему ТГФ. $\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$ растворяется только в горячем ТГФ, но при охлаждении осадок выпадает вновь (в этом также сказывается отличие природы элемента Nd от Gd, объяснение этому пока не найдено).

Поэтому для создания NdLS в качестве промежуточного растворителя был использован диэтиловый эфир, в котором $\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$ хорошо растворяется.

Оба соединения (3,5,5-триметилгексаноаты гадолиния и неодима) растворимы также в углеводородах, алифатических или ароматических, однако для очистки значительных количеств предпочтительнее использовать в качестве растворителей простые эфиры, так как в них могут быть получены растворы высокой концентрации, вязкость которых позволяет осуществлять фильтрацию при

Таблица 2. Световой выход сцинтиллятора (LY) в зависимости от растворителя

Растворитель	PPO, г/л	Bis-MSB, г/л	LY, %
ЛАБ	5	0.04	100
РС	5	0.04	133
Dip	5	0.04	138
ЛАБ + Dip (10%)	5	0.04	108
ЛАБ + нафталин (10%)	5	0.04	95
Синтин (C ₁₃ H ₂₈ –C ₁₈ H ₃₈)	5	0.04	46
Синтин + нафталин (10%)	5	0.04	76

значениях избыточного давления, не превышающих 2–4 атм, тогда как растворы в углеводородах отличаются высокой вязкостью даже при невысоком содержании карбоксилатов.

Методика, разработанная для получения GdLS в лабораторных условиях [26], подошла и для получения NdLS практически без всяких изменений. По этой методике синтез Nd(ТМНА)₃ осуществлялся при мольном соотношении Nd и карбоновой кислоты, равном 1 : 4, а Nd и аммиака — равном 1 : 3 (избыток кислоты в 1 моль по отношению к стехиометрическому брался для поддержания значений pH, близких к 7, что важно для высокого выхода). После синтеза Nd(ТМНА)₃ трижды промывался деионизированной водой, а затем промывался еще спиртом и ацетоном для удаления воды. Просушенная соль затем растворялась в основном растворителе и на конечном этапе пропусклась через микропористый фильтр с диаметром пор 0.05 мкр.

В силу высокой парамагнитности катиона Nd³⁺ зарегистрировать спектры ¹H ЯМР Nd(ТМНА)₃ не удалось. Поэтому для анализа образцов Nd(ТМНА)₃ использовался метод ИК-спектроскопии. Были проанализированы образцы, полученные по обоим методикам, трижды промытые водой и высушенные в вакуумном сушильном шкафу над кристаллическим КОН. А также образец, полученный и высушенный по методике ИРЕА, а потом перекристаллизованный из горячего ТГФ, и образец, полученный по методике ИЯИ РАН, трижды промытый водой, спиртом и ацетоном и высушенный аналогичным способом.

ИК-спектры измерены на ИК-Фурье спектрометре VERTEX 70v методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) с использованием адаптера Pike Glady ATR на базе кристалла алмаза в диапазоне 4000–400 см⁻¹. Спектры образцов измерены непосредственно от порошка без предварительной подготовки. Измеренные спектры

НПВО подвергнуты коррекции с использованием программы OPUS 7 для учета зависимости глубины проникновения излучения в образец от длины волны.

ИК-спектры, полученные для всех четырех исследованных образцов, оказались практически идентичными. Поэтому на рис. 5 приводится только один ИК-спектр для образца, полученного по методике ИРЕА, трижды промытого деионизированной водой и высушенного в вакуумном шкафу над КОН.

ИК-спектр, представленный на рис. 5, содержит характеристичные полосы поглощения всех групп, входящих в состав Nd(ТМНА)₃. Наиболее характерными для солей карбоновых кислот являются полосы поглощения, соответствующие асимметричному и симметричному колебаниям депротонированной карбоксильной группы в области 1650–1510 см⁻¹ и 1440–1370 см⁻¹ соответственно [27] (в нашем случае это 1534 см⁻¹ и 1406 см⁻¹).

Как известно [27], значение разности частот асимметричного и симметричного колебаний карбоксильной группы –ОСО– может служить для определения возможного способа ее координации с металлом-комплексобразователем в комплексном соединении. Если значение разности меньше 220 см⁻¹, то карбоксильная группа координируется бидентатно, если больше — монодентатно. В нашем случае разность равна 128, и мы имеем бидентатную координацию карбоксильной группы.

Кроме того, на ИК-спектре отсутствуют полосы поглощения в области 3000–3600 см⁻¹, что указывает на отсутствие в нем следов воды, что очень важно для использования этой соли при создании NdLS.

5. ЗАВИСИМОСТЬ СВЕТОВОХОДА ОТ РАСТВОРИТЕЛЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ ВВЕДЕННОГО МЕТАЛЛА

Ранее [20] авторы показали, что существует некоторая корреляция между мольной концентрацией ароматических соединений в растворителе и световым выходом сцинтиллятора при постоянной концентрации сцинтилляционных добавок. Было показано также, что световой выход предельных углеводородов (в частности, синтина) может быть увеличен при добавлении в него ароматических углеводородов. В предлагаемой работе такие исследования были продолжены. Показано (рис. 6), что световой выход синтина зависит от его объемной доли в смеси с ЛАБ. Световой выход сцинтиллятора измерялся с помощью радиоактивного источника ¹³⁷Cs по методике, описанной ранее [7]. Рассчитывалась относительная величина световых выходов, т.е.

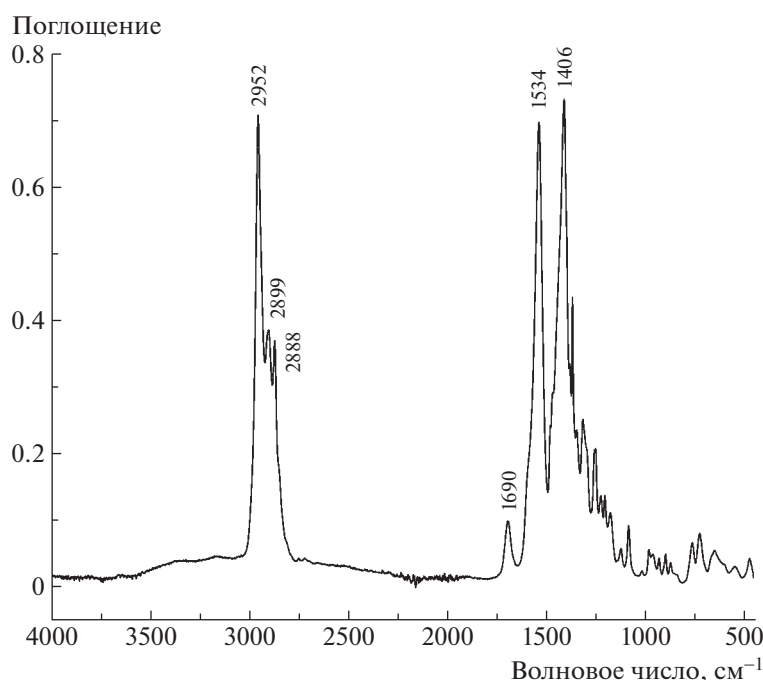


Рис. 5. ИК-спектр $\text{Nd}(\text{TMHA})_3$, синтезированного по методике ИРЕА, после трехкратной промывки деионизированной водой и просушки в вакуумном сушильном шкафу над КОН.

процентное отношение световыхода сцинтиллятора с введенным соединением к световыходу сцинтиллятора с чистым растворителем при одинаковой концентрации сцинтилляционной добавки.

Из рис. 6 следует, что хороший световыход 80% достигается в смеси синтин–ЛАБ, содержащей 60% синтина и 40% ЛАБа (по объему). Также было показано, что близкий световыход в синтине (76%) может быть достигнут при растворении в нем 10 массовых % нафталина (см. табл. 2).

Из табл. 2 видно, что псевдокумол (РС) и диизо-пропилнафталин (Dip) имеют более высокий световыход по сравнению с чистым ЛАБ, световыход которого принят за 100%. Но при добавлении Dip (10% по объему) световыход ЛАБ увеличивается незначительно. При добавлении нафталина световыход ЛАБ практически не изменяется (в пределах ошибки измерения 5%). Однако при добавлении нафталина к синтину (смеси предельных углеводородов линейного строения) его световыход увеличивается на 65%, но не достигает значения световыхода сцинтиллятора на основе чистого ЛАБ.

Таким образом, сочетание предельных углеводородов с нафталином имеет смысл только с точки зрения стабильности MeLS при длительном использовании сцинтилляционного детектора, так как предельные углеводороды практически не подвержены процессам окисления при нормальных условиях.

Кроме того, было показано, что влияние карбоксилата неодима на световыход сцинтиллятора также зависит от выбора растворителя.

На рис. 7 показана зависимость световыхода от концентрации Nd (в виде $\text{Nd}(\text{TMHA})_3$) в сцинтилляторе на основе ЛАБ. На рис. 8 такая же зависимость показана при использовании в качестве растворителя псевдокумола. При этом на рис. 8 верхняя кривая относится к просушенной соли $\text{Nd}(\text{TMHA})_3$, а нижняя — к непросушенной. Оказалось, что световыход MeLS зависит также от способа ввода соли Nd в сцинтиллятор: растворением твердой высушенной соли или растворением соли, только промытой водой (Daya Bay [13]), или введенной в сцинтиллятор методом экстракции, как это было сделано, например, в экспериментах RENO [12], NEOS [14].

Из сравнения рис. 7 и 8 (верхняя кривая) видно, что световыход сцинтиллятора при введении просушенного $\text{Nd}(\text{TMHA})_3$ выше в случае использования в качестве растворителя псевдокумола по сравнению с использованием ЛАБ. Для NdLS с содержанием неодима 6 г/л в случае ЛАБ световыход равен 70%, а при использовании псевдокумола — 90%.

При сравнении световыхода сцинтиллятора с просушенной и непросушенной солью (рис. 8) видно, что при введении в сцинтиллятор высушенной соли его световыход выше, чем при использовании соли, растворенной в псевдокумоле сразу же после промывки (водой, спиртом и ацетоном). При

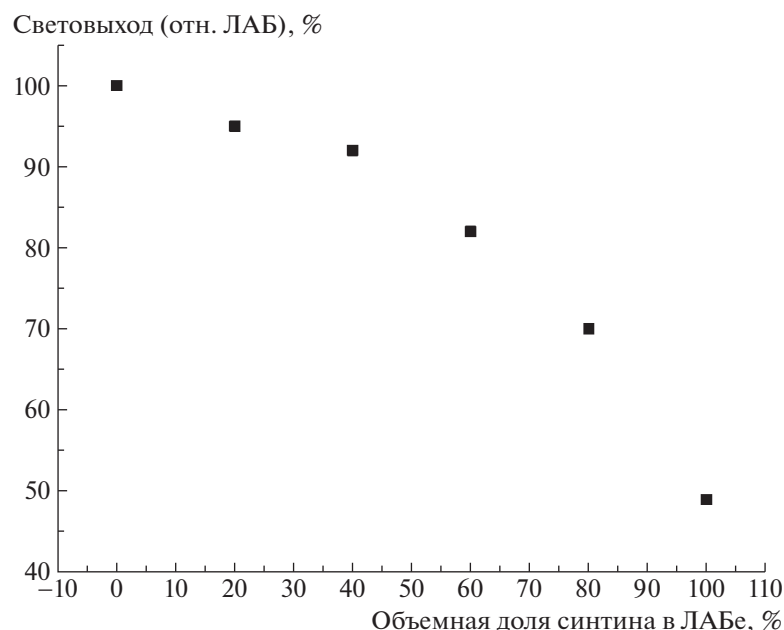


Рис. 6. Зависимость световыхода от объемной доли синтина в ЛАБ.

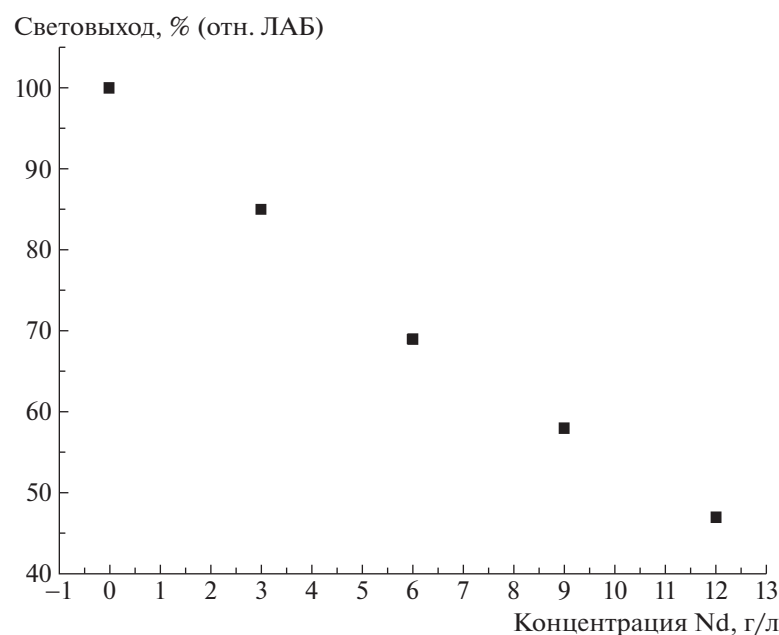


Рис. 7. Зависимость световыхода от концентрации Nd в сцинтилляторе на основе ЛАБ. Соединение — $\text{Nd}(\text{TMHA})_3$.

высоком содержании Nd ($C = 33$ г/л) в случае использования просушенного $\text{Nd}(\text{TMHA})_3$ световыход равен 61%, а в случае непросушенного — всего 28%.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, авторы показали, что по сравнению с карбоксилатами β -дикетонаты металлов демонстрируют более сильное гашение света в

сцинтилляторах независимо от природы металла, входящего в их состав.

Однако природа металла все же имеет значение. Несмотря на то что Nd и Gd относятся к одному семейству f -элементов, их спектральные свойства различаются. Наличие собственных полос поглощения у иона неодима в УФ и видимой области ведет к дополнительному поглощению света, что сказывается на длине ослабления света и, как следствие, на числе собранных фотонов.

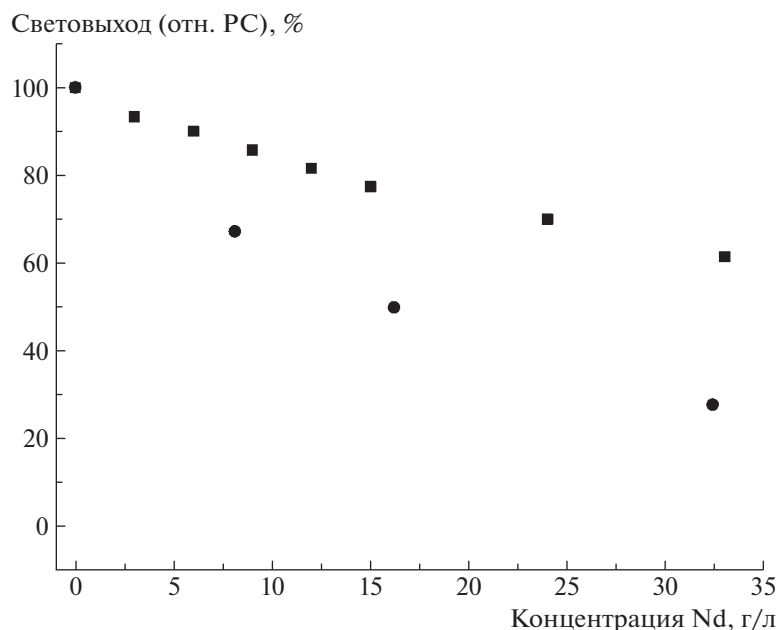


Рис. 8. Зависимость световыхода от концентрации Nd в сцинтилляторе на основе псевдокумола. Верхняя кривая — соль $\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$, просушенная под вакуумом над КОН, нижняя кривая — соль $\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$, растворенная сразу после промывки.

Световыход сцинтиллятора (как не содержащего металл, так и в форме MeLS) в большой мере зависит от выбора растворителя (в частности, от концентрации ароматических углеводородов в его составе). Световыход NdLS (при введении Nd в форме $\text{Nd}(\text{ТМНА})_3$) выше при использовании в качестве основного растворителя псевдокумола по сравнению с ЛАБ.

Также световыход MeLS зависит от способа введения элементсодержащего соединения в сцинтиллятор (в виде твердой высушенной соли, в виде непросушенной или способом экстракции). Больший световыход получается при использовании твердого просушенного карбоксилата металла.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, проект FZZR-2022-0004.

В работе использовано научное оборудование Центра исследования строения молекул ФГБУН “Институт элементоорганических соединений им. А. Н. Несмеянова РАН” (ИНЭОС РАН).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Reines and C. L. Cowan, Jr., *Phys. Rev.* **90**, 492 (1953); **92**, 830 (1953).
2. Y. Fucuda, S. Moriyama, K. Hiraide, I. Ogawa, T. Gunji, R. Hayami, S. Tsukadaw, and S. Kurosawa, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1468**, 012139 (2020); <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1468/1/012139>
3. L. B. Bezrukov, G. Ya. Novikova, E. A. Yanovich, B. V. Lokshin, V. P. Morgalyuk, A. I. Kostylev, and N. A. Korsakova, *Russ. J. Inorg. Chem.* **66**, 421 (2021); <https://doi.org/10.1134/S0036023621030037>
4. I. R. Barabanov, L. B. Bezrukov, A. V. Veresnikova, Yu. M. Gavriluk, V. I. Gurentsov, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, G. Ya. Novikova, S. V. Semenov, V. V. Sinev, G. O. Tsvetkov, and E. A. Yanovich, *Phys. Part. Nucl.* **82**, 89 (2019); <https://doi.org/10.1134/S1063778819020029>
5. L. B. Bezrukov, G. Ya. Novikova, E. A. Yanovich, A. I. Kostylev, N. A. Korsakova, E. K. Legin, A. E. Miroslavov, M. D. Karavan, B. V. Lokshin, and V. P. Morgalyuk, *Russ. J. Inorg. Chem.* **63**, 1564 (2018); <https://doi.org/10.1134/S0036023618120045>
6. I. R. Barabanov, L. B. Bezrukov, G. Ya. Novikova, and E. A. Yanovich, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **15**, 630 (2018).
7. I. R. Barabanov, L. B. Bezrukov, G. Ya. Novikova, and E. A. Yanovich, *Instrum. Exp. Tech.* **60**, 533 (2017); <https://doi.org/10.1134/S0020441217030162>
8. Z. Chang, J. Benziger, A. Garnov, C. Grieb, R. L. Hahn, R. S. Raghavan, and M. Yeh, *Nucl. Phys. B* **221**, 337 (2011); <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2011.09.036>
9. I. R. Barabanov, L. B. Bezrukov, V. I. Gurentsov, G. Ya. Novikova, V. V. Sinev, and E. A. Yanovich, *Phys. At. Nucl.* **85**, 402 (2022); <https://doi.org/10.1134/S1063778822040056>
10. M. Apollonio, A. Baldini, and C. Bemporad, *Phys. Lett. B* **420**, 397 (1998); [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)01476-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)01476-7)

11. C. Aberle, C. Buck, B. Gramish, F. X. Hartmann, M. Lindner, S. Schönert, U. Schwan, S. Wagner, and H. Watanabe, *JINST* **7**, 06008 (2012); <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/06/P06008>
12. H. S. Kim *et al.* (RENO Collab.), *Part. Phys. Pros.* **265**, 93 (2015).
13. S. H. Kim *et al.* (RENO Collab.), arXiv: 1609.09483v1 [physics.ins-det].
14. Y. J. Ko *et al.* (NEOS Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **118**, 121802 (2017).
15. A. Abramov, A. Chepurinov, A. Etenko, M. Gromov, A. Konstantinov, D. Kuznetsov, E. Litvinovich, G. Lukyanchenko, I. Machulin, A. Murchenko, A. Nemeryuk, R. Nugmanov, B. Obinyakov, A. Oralbaev, A. Rastimeshin, M. Skorokhvatov, *et al.*, arXiv: 2112.09372 [physics.ins-det]; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2112.09372>
16. H. Almazán *et al.* (STEREO Collab.), *Phys. Rev. D* **102**, 052002 (2020); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.052002>
17. А. П. Серебров, В. Г. Ивочкин, Р. М. Самойлов, А. К. Фомин, В. Г. Зиновьев, С. С. Волков, В. Л. Головцов, Н. В. Грузинский, П. В. Неустоев, В. В. Федоров, И. В. Паршин, А. А. Герасимов, М. Е. Зайцев, М. Е. Чайковский, А. М. Гагарский, А. Л. Петлин и др., *ЖТФ* **93**, 175 (2023); <https://doi.org/10.21883/JTF.2023.01.54079.241-22>
18. W. Beriguete, J. Cao, Y. Ding, S. Hans, K. M. Heeger, L. Hu, A. Huang, K.-B. Luk, I. Nemchenok, M. Qi, R. Rosero, H. Sun, R. Wang, Y. Wang, L. Wen, Y. Yang, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **763**, 82 (2014); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.05.119>
19. G. Ya. Novikova, M. V. Solovyova, and E. A. Yanovich, *Phys. At. Nucl.* **83**, 75 (2020); <https://doi.org/10.31857/S0044002720010109>
20. И. Р. Барабанов, А. В. Вересникова, А. А. Моисеева, В. П. Моргалюк, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, *ЯФ* **86**, 310 (2023); <https://doi.org/10.31857/S0044002723020034>
21. C. Buck, F. X. Hartmann, T. Lasserre, D. Motta, S. Schönert, and U. Schwan, *J. Lumin.* **106**, 57 (2004); [https://doi.org/10.1016/S0022-2313\(03\)00134-0](https://doi.org/10.1016/S0022-2313(03)00134-0)
22. G. Ya. Novikova, V. P. Morgalyuk, and E. A. Yanovich, *Russ. J. Inorg. Chem.* **66**, 1161 (2021); <https://doi.org/10.31857/S0044457X21080183>
23. Y. Fukuda, S. Moriyama, and I. Ogawa, *Nucl. Instrum. Methods A* **732**, 397 (2013); <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.06/043>
24. Л. Б. Безруков, Н. И. Бакулина, Н. С. Иконников, В. П. Моргалюк, Г. Я. Новикова, А. С. Чепурнов, Препринт ИЯИ РАН 1382/2014 (апрель 2014).
25. G. Ya. Novikova, N. I. Bakulina, and V. P. Morgalyuk, *Russ. J. Inorg. Chem.* **59**, 389 (2014); <https://doi.org/10.1134/S0036023614030164>
26. Г. Я. Новикова, Н. И. Бакулина, А. В. Воложанина, Б. В. Локшин, В. П. Моргалюк, *ЖНХ* **61**, 270 (2016) [*Russ. J. Inorg. Chem.* **61**, 257 (2016)]; <https://doi.org/10.7868/S0044457X1602015X>
27. К. Накамото, *Инфракрасные спектры неорганических и координационных соединений* (Мир, Москва, 1991).

METAL-LOADING LIQUID ORGANIC SCINTILLATORS FOR RECORDING RARE EVENTS. LIGHT YIELD AT HIGH METAL CONCENTRATION

I. R. Barabanov^{1),2)}, A. V. Veresnikova^{1),2)}, Z. Yi. Isupova²⁾, B. V. Lokshin³⁾, V. P. Morgalyuk³⁾, A. M. Nemeryuk⁴⁾, G. Ya. Novikova^{1),2)}, S. A. Elcheparova²⁾, E. A. Yanovich^{1),2)}

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

²⁾*Kabardino-Balkarian State University named after H. M. Berbekov, Nalchik, Russia*

³⁾*A. N. Nesmeyanov Institute of Organoelement Compounds of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

⁴⁾*NRC "Kurchatov Institute" — IREA, Moscow, Russia*

Metal-loading liquid organic scintillators (MeLS) are discussed from the point of view of light output at high metal loading (Gd, Nd, Zr, In). It has been shown that when metal beta-diketonates are introduced into the scintillator, its light output is always lower than when carboxylates are used, which is explained by the structural difference between these complexes. The nature of the metal in some cases (Nd) also affects the light attenuation length and, consequently, the MeLS light output. The composition of the solvent (the fraction of aromatics in the main solvent) and the degree of purification of the introduced metal complex also have a significant effect on the light output.

ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ ТЕМНЫХ ФОТОНОВ С ПОМОЩЬЮ МУЛЬТИКАТОДНОГО СЧЕТЧИКА

© 2023 г. А. В. Копылов^{1)*}, И. В. Орехов¹⁾, В. В. Петухов¹⁾

Поступила в редакцию 21.06.2023 г.; после доработки 21.06.2023 г.; принята к публикации 22.06.2023 г.

Описана методика измерений, проведенных на мультикатодном счетчике с катодом, изготовленным из железа. Эксперимент проводился с целью поиска суточных вариаций скорости счета одиночных электронов, эмитируемых с поверхности катода при конверсии темных фотонов на его поверхности. Приведены результаты, полученные за 160 сут измерений.

DOI: 10.31857/S0044002723060144, EDN: OSFKFQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям, темная материя составляет примерно 84% массы Вселенной [1]. Нам известно, что темная материя существует, но какова ее природа, это пока для нас загадка. Разгадать ее — это наиважнейшая задача современной физики. Работы по этому направлению ведутся многими лабораториями, но пока получены только ограничения на параметры моделей. Одними из возможных кандидатов на темную материю являются скрытые фотоны [2–6]. Нами была разработана методика поиска темных фотонов с использованием мультикатодного счетчика [7, 8]. Данная методика позволяет также выделить направление вектора поляризации темного фотона по суточным вариациям скорости счета одиночных электронов, если векторы электрического или магнитного поля темных фотонов имеют определенную выстроенность в звездной или солнечной системе. Существенным моментом является то, что вследствие вращения Земли суточные вариации должны быть симметричны относительно момента, когда вектор электрического или магнитного поля лежит в плоскости меридиана, где расположена лаборатория. Конкретный вид кривой суточных вариаций зависит от модели, которая заложена в основу этого явления, но сам факт симметрии должен наблюдаться даже в случае, если конкретный вид угловой зависимости отличается от используемого в конкретной модели. Учитывая тот факт, что строгой теории темного фотона пока еще не существует, мы должны быть готовы к тому, что реальный вид вариационной кривой может оказаться для нас неожиданным. Можно рассчитывать, что, поскольку длительность суток в солнечной системе

составляет 24 ч, а в звездной — 23 ч 56 мин, это отличие можно будет использовать как аргумент в защиту того, что наблюдаемые вариации действительно своим источником имеют темные фотоны [9, 10].

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Использовался цилиндрический детектор в качестве пропорционального счетчика с катодом из железа. Счетчик заполнялся смесью $\text{Ne} + \text{CH}_4$ (10%) при давлении 0.1 МПа. Детектор располагался на первом этаже здания, расположенного в г. Троицк (г. Москва) на широте 55.46°N в боксе с защитой из стали примерно 300 мм толщиной и слоем борированного полиэтилена 100 мм. Сталь защищала детектор от окружающего гамма-излучения, борированный полиэтилен — от тепловых нейтронов [7, 8]. Детектор располагался в горизонтальном положении, ось детектора была направлена под углом 23° к направлению Север–Юг. На рис. 1 изображены ожидаемые суточные вариации скорости счета, если эффект пропорционален $\cos^2 \theta$, здесь θ — угол между вектором электрического поля темных фотонов и нормалью к поверхности счетчика. Такой вид угловой зависимости был принят как наиболее вероятный, когда электрическое поле направлено перпендикулярно поверхности катода. Поскольку строгой теории скрытых фотонов пока не существует, нельзя исключить, что реальный вид угловой зависимости может быть другим. Если в эксперименте будет обнаружен эффект от темных фотонов, этот вопрос может быть подробно исследован. Ожидаемые кривые суточных вариаций зависят также от положения детектора (вертикальный, горизонтальный, ориентированный с Севера на Юг или с Запада на Восток), географической широты места,

¹⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

*E-mail: kopylov@inr.ru

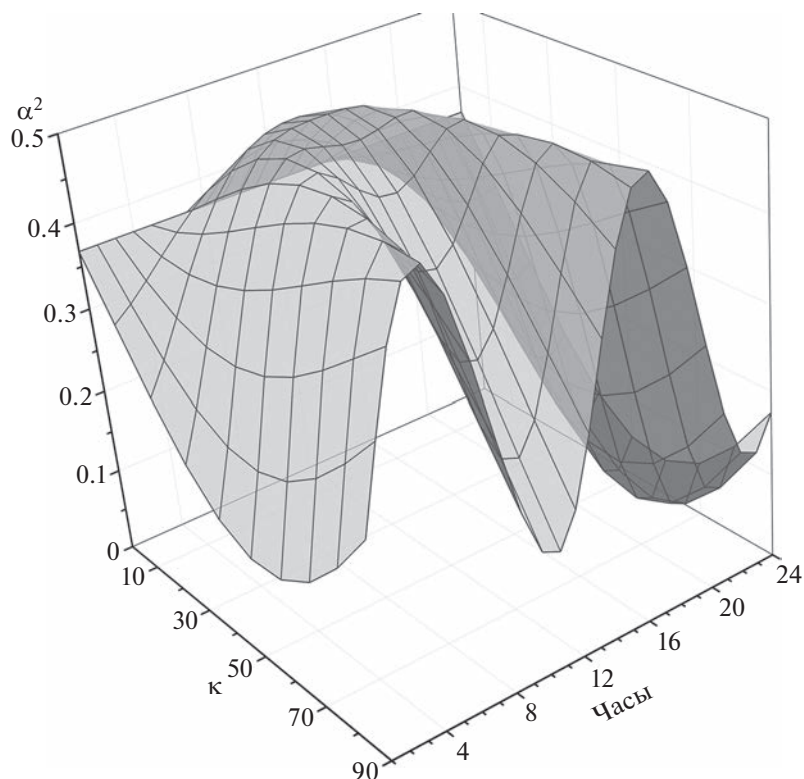


Рис. 1. Суточные вариации вследствие вращения Земли. Здесь $\alpha^2 = \cos^2 \theta$, κ — угол между вектором электрического поля и осью вращения Земли. Счетчик расположен горизонтально под углом 23° по отношению к оси Север—Юг.

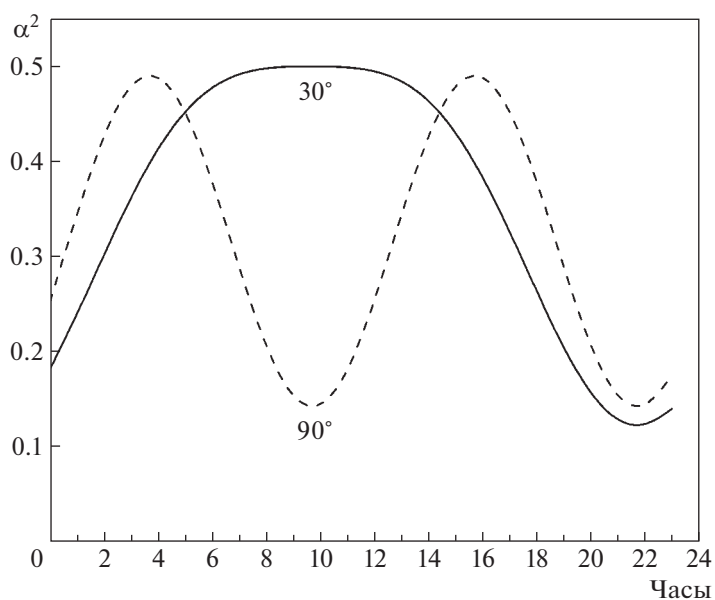


Рис. 2. Суточные вариации при $\kappa = 30$ и 90 градусов.

где расположен детектор, и качества внутренней поверхности катода (зеркальная или матовая) [11–13]. На рис. 2 изображены “срезы” этого распределения при двух углах между вектором электрического поля темного фотона и осью вращения Зем-

ли: 30° и 90° . Здесь за время 00 : 00 принимается момент, когда вектор электрического поля темных фотонов лежит в плоскости меридиана г. Москва, где проводится эксперимент.

Измерения проводились круглосуточно, за 1 сут

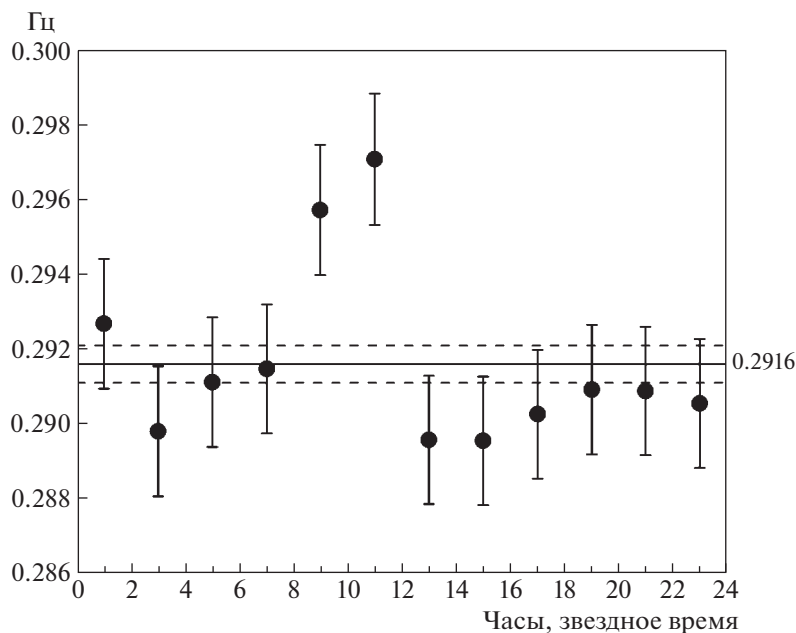


Рис. 3. Суточные вариации для звездных суток.

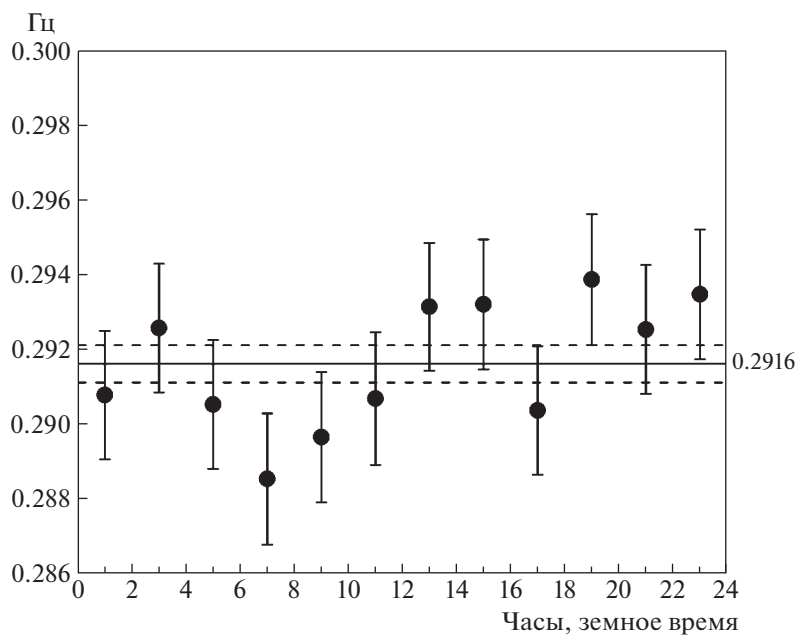


Рис. 4. Суточные вариации для земных суток.

получали примерно 1 Тб данных. Оцифровывалось с дискретностью 100 нс мгновенное значение подаваемого на вход АЦП сигнала с выхода зарядочувствительного предусилителя. Обработка проводилась в режиме офлайн. Отбирались события с амплитудой импульса в диапазоне от 3 до 50 мВ в качестве кандидатов на одноэлектронные импульсы. Сравнивалась форма импульса со стандартной. Импульсы с искаженной формой отбрасывались.

Всего было получено данных за 160 сут изме-

рений. Измерения прерывались для калибровки и для контрольного счета в конфигурации 2, когда измерялся только фон счетчика. Затем полученные скорости счета группировались в интервалы длительностью 2 ч в солнечных и звездных сутках. Далее строились соответствующие временные распределения. На рис. 3 изображено полученное временное распределение для звездных суток и на рис. 4 — для земных суток.

Из рис. 3 видно, что в интервале с 8 до 12 ч

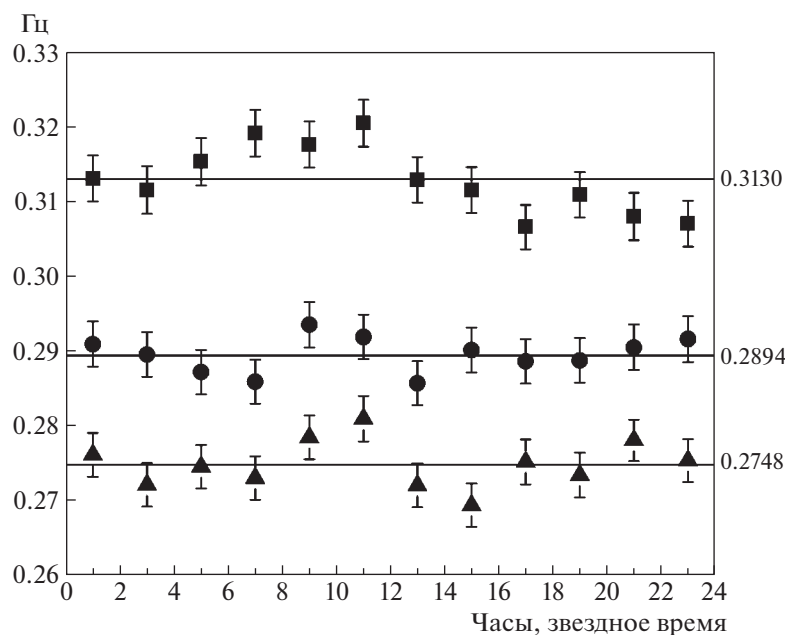


Рис. 5. Суточные вариации по массиву данных за 160 сут измерений для трех последовательных временных серий звездных суток (1645 точек по 2-часовому интервалу измерения каждая).

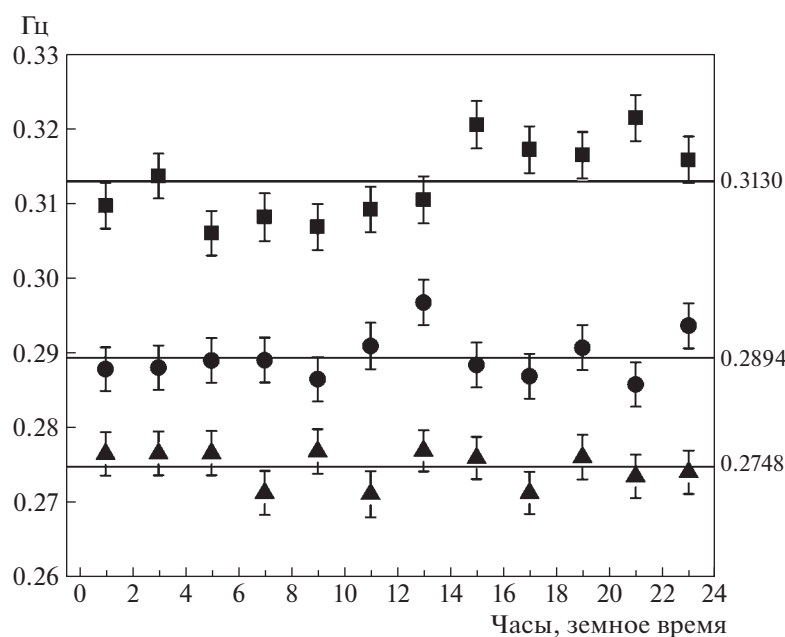


Рис. 6. Суточные вариации по массиву данных за 160 сут измерений для трех последовательных временных серий земных суток (1645 точек по 2-часовому интервалу измерения каждая).

звездного времени наблюдается значительное превышение над средним. На рис. 4 подобного превышения не наблюдается. Для более детального рассмотрения этого эффекта нами были построены суточные вариации для каждой из трех более коротких серий. Первая и вторая были построены по 548 точкам, третья — по 549 точкам. На рис. 5 изображены соответствующие распределения для

звездных суток, на рис. 6 — для земных суток. Как видно из рис. 5, наблюдается систематическое превышение событий в интервале с 8 : 00 до 12 : 00 звездного времени во всех трех сериях измерений. По оценке достоверность этого результата — на уровне 3.5σ . Для земных суток подобного не наблюдается, как это видно из рис. 6.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены скорости счета одноэлектронных импульсов с помощью мультикатодного счетчика. По результатам, полученным за 160 сут измерений (1645 точек), построены суточные вариации в звездных и земных сутках с разбивкой по двухчасовому интервалу. Построены временные распределения для вариаций для трех примерно равных серий измерений. В распределении для звездных суток систематически наблюдается существенное превышение над средним в интервале от 8 : 00 до 12 : 00 звездного времени. По оценке достоверность наблюдаемого эффекта — на уровне 3.5σ . Для земных суток подобного эффекта не наблюдается. Планируется продолжить измерения с целью увеличения достоверности наблюдаемого эффекта.

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования за существенную поддержку в рамках “Программы обновления приборной базы” по государственному проекту “Наука”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, S. Basak, R. Battye, K. Benabed, J.-P. Berenard, M. Bersanelli, P. BieleWicz, J. J. Bock, *et al.*, *Astron. Astrophys.* **641**, 67 (2020); arXiv: 1807.06209.
2. P. Fayet, *Nucl. Phys. B* **187**, 184 (1981).
3. L. B. Okun, *Sov. Phys. JETP* **56**, 502 (1982).
4. H. Georgi, P. H. Ginsparg, and S. L. Glashow, *Nature* **306**, 765 (1983).
5. V. Dzhunushaliev and V. Folomeev, *Phys. Rev. D* **104**, 116027 (2021).
6. V. Dzhunushaliev and V. Folomeev, *Phys. Rev. D* **105**, 016022 (2022).
7. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, *Nucl. Instrum. Methods A* **910**, 164 (2018).
8. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, *JCAP* **07**, 008 (2019).
9. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, *Phys. Part. Nucl.* **52**, 31 (2021).
10. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, *Particles* **5**, 180 (2022).
11. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, *Phys. At. Nucl.* **84**, 860 (2021).
12. A. V. Kopylov, I. V. Orekhov, and V. V. Petukhov, *Phys. At. Nucl.* **85**, 673 (2022).
13. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, *Moscow Univ. Phys. Bull.* **77**, 315 (2022).

LATEST RESULTS ON THE SEARCH OF DARK PHOTONS WITH A MULTI-CATHODE COUNTER

A. V. Kopylov¹⁾, I. V. Orekhov¹⁾, V. V. Petukhov¹⁾

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

The method of measurements is described that has been performed using a multi-cathode counter with an iron cathode. The aim of experiment was to search for diurnal variations of the count rate of single electrons emitted from the surface of the cathode by the conversion of dark photons on its surface. The results obtained during 160 days of measurements are presented.