

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 519.25.256

ПРИМЕНЕНИЕ ТОНКОГО ОРГАНИЧЕСКОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ 3α -ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР ^{12}C ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ МЮОНАМИ И АДРОНАМИ

© 2023 г. А. М. Горин^а, С. В. Евдокимов^а, А. А. Зайцев^б, П. И. Зарубин^б, В. И. Изучеев^а,
Б. В. Полищук^а, К. А. Романишин^а, В. И. Рыкалин^а, С. А. Садовский^{а, *}, А. А. Шангараев^а

^аНИИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, Протвино, Московская обл., 142281 Россия

^бОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия

*E-mail: Serguei.Sadovsky@ihep.ru

Поступила в редакцию 15.08.2023 г.

После доработки 20.08.2023 г.

Принята к публикации 31.08.2023 г.

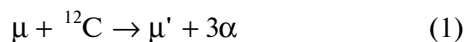
Представлен анализ амплитудных спектров с тонкого сцинтилляционного счетчика на основе полистирола на обогащенном мюонами и адронном пучках 18 канала ускорительного комплекса У-70 в Протвино. На статистике в 150 млн событий на установке Гиперон-М выделен вклад процессов 3α -фрагментации ядра ^{12}C и измерены сечения этих процессов на адронном и пионном пучках с импульсом 7 ГэВ/с. 3α -фрагментации ядер углерода в μ - ^{12}C -взаимодействиях, инициированных космическими мюонами высоких энергий.

Ключевые слова: 3α фрагментация, ядро C^{12} , релятивистские адроны, космические мюоны, ядерные эмульсии, эффект Биркса, органический сцинтиллятор, концентрация гелия, природный газ, эксперимент Гиперон-М, GEANT4

DOI: 10.56304/S2079562923010104

ВВЕДЕНИЕ

Исследование неупругих взаимодействий мюонов в области энергий в несколько ГэВ началось в 60-х гг. с продольного облучения стопок Ядерных Эмульсий (ЯЭ) на вторичном мюонном пучке протонного синхротрона AGS BNL. Наряду с полученными здесь результатами по рассеянию мюонов было дано и описание наблюдаемых ядерных звезд, представленных следами легчайших фрагментов и рожденных при этом мезонов [1, 2]. В начале 70-х годов пучок мюонов в диапазоне импульсов до 40 ГэВ/с был создан на ускорителе У-70 в Протвино [3], на котором был проведен ряд экспериментов по рассеянию, в том числе поляризованных мюонов, см. [4, 5]. Во второй половине 70-х гг. на SPS в ЦЕРН также был сформирован пучок мюонов, но уже с импульсом 160 ГэВ/с. Это позволило продолжить эксперименты с мюонами при более высоких энергиях с ЯЭ. Первоочередной интерес представляет возможность детектировать в ЯЭ короткопробежные α -частицы, рожденные в реакции ядерной фрагментации ядра ^{12}C



под действием релятивистских мюонов. Присутствие изотопа ^{12}C в составе ЯЭ и органических

сцинтилляторов позволяет использовать эти материалы в качестве активных мишеней. Указанная выше реакция μ -рассеяния идет за счет обмена виртуальным фотоном с переходом последнего в векторный мезон (векторная доминантность) или пару псевдоскалярных мезонов, рис. 1. Несмотря на кажущуюся простоту этой реакции (чисто

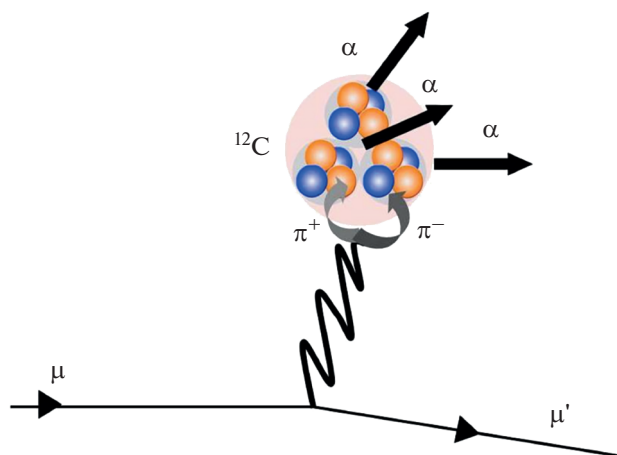


Рис. 1. Диаграмма развала ядра ^{12}C на три α -частицы под действием релятивистского мюона (векторная доминантность), см. работу [6].

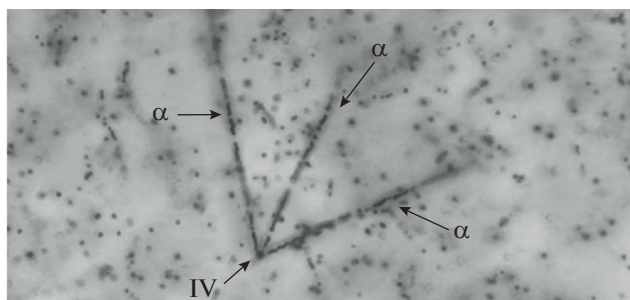


Рис. 2. Макрофотография 3α -события, наблюдавшегося при поперечном облучении слоев ЯЭ мюонами при 160 ГэВ в ЦЕРН. IV — вершина взаимодействия. Изображение было получено на оптическом микроскопе МБИ-9 с увеличением объектива $60\times$. Характерный размер проявленного зерна составляет 0.5 мкм.

электромагнитный процесс) в эксперименте наблюдается явная аномалия, поскольку измеренные распределения по множеству фрагментов и поперечному импульсу системы свидетельствуют, скорее, о сильном характере взаимодействия мюонов с ядром углерода в реакции (1), подробнее см. в работах [6, 7].

Сечение реакции (1) принципиально важно также и в прикладном плане для геологических оценок, связанных с месторождениями природного газа. По-видимому, впервые об этом было упомянуто в работе [6]. Традиционно, в качестве источника гелия указывается радиоактивный распад урана, тория и их дочерних радионуклидов, а анализ на присутствия гелия в породе служит для поиска их месторождений. Вместе с тем реакция (1) может служить механизмом генерации гелия в месторождениях природного газа на километровых глубинах, куда способны проникать космические мюоны с энергией в сотни ГэВ. Поток мюонов у поверхности земли образуется в результате бомбардировки первичным космическим излучением земной атмосферы. В результате в атмосфере образуются ядерно-электромагнитные каскады вторичных частиц, часть которых непременно распадается на мюоны и нейтрино. Мюоны рождаются на высоте около 10–15 км в атмосфере и теряют около 2 ГэВ энергии, прежде чем достигнут поверхности земли. Средняя энергия мюонов на уровне моря составляет около 4 ГэВ. Высокоэнергичные мюоны имеют высокую проникающую способность, они могут проникать глубоко под землю и вызывать там ядерные реакции в том числе и в природном газе. Средняя глубина залегания газового месторождения около 3 км. Поскольку природный газ в своем составе содержит атомы углерода, высокоэнергичные мюоны могут взаимодействовать с ядрами ^{12}C с последующим возбуждением и распадом последних на 3α -частицы. Таким образом возникает мюонный механизм наработки гелия в газовых

месторождениях. При этом по концентрации гелия возможно определить возраст и объем газового месторождения. Однако для этой оценки необходимо достаточно точно знать сечение реакции (1).

Определение сечения указанной реакции непосредственно по потоку поперечно направленных следов релятивистских частиц и наблюдаемым в ЯЭ звездам практически нереализуемо. Первичные следы от частиц пучка представлены уходящими вглубь слоя ЯЭ точками размером около 0.5 μm с расстоянием между ними в несколько микрон. Дополнительную сложность в интерпретации результатов представляет также и многокомпонентный состав ЯЭ.

Преодолеть указанные выше трудности можно путем проведения специальных измерений сечения реакции (1) на активной углеродосодержащей мишени, позволяющей провести одновременно регистрацию частиц пучка и троек α -частиц. Первые такие измерения были выполнены на 18 канале (установка Гиперон-М) ускорительного комплекса У-70. С этой целью использовался пучок мюонов с энергией 7 ГэВ, который был сформирован в результате прохождения вторичного адронного пучка через один или два закрытых коллиматора 18 канала, каждый из которых сделан из латуни толщиной 75 см. Пучок мюонов направлялся на сцинтилляционный счетчик из полистирола толщиной 0.5 мм, регистрирующий при помощи специального фотоумножителя ионизационные потери в сцинтилляторе счетчика, начиная с таковых от минимально ионизирующих частиц пучка и до 3α -звезд, которые образуются в реакции (1).

1. НАБЛЮДЕНИЯ μ -СОБЫТИЙ В ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ

В рамках эксперимента БЕККЕРЕЛЬ [7] был выполнен анализ опытных образцов ЯЭ, облученных поперечно мюонами при энергии 160 ГэВ [8]. Образцы слоев ЯЭ размещались перед мишенью эксперимента COMPASS на расстоянии около 25 см от оси пучка (гало), где интенсивность достигала 10^6 частиц/ cm^2 в цикл. Время экспозиции составило около 9 ч. Множество наблюдаемых событий взаимодействия релятивистских мюонов с ядрами ЯЭ начинается с одиночных $b(\text{black})$ - и $g(\text{gray})$ -треков протонов отдачи, за которыми следуют b -тройки. Наиболее вероятным источником последних может служить развал $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ через уровни от 7.65 до 16 МэВ, лежащие ниже порога отделения одиночных нуклонов. Статистика более частых 3α -звезд позволяет оценивать относительные сечения наблюдаемых параллельно с ними событий с большей множественностью треков. Для анализа были отобраны 154 события (пример события приведен на рис. 2) с наблюдаемыми тремя треками b -частиц, удовлетворяющих критериям для проведения планарных измерений. На рис. 3б приведено распределение изме-

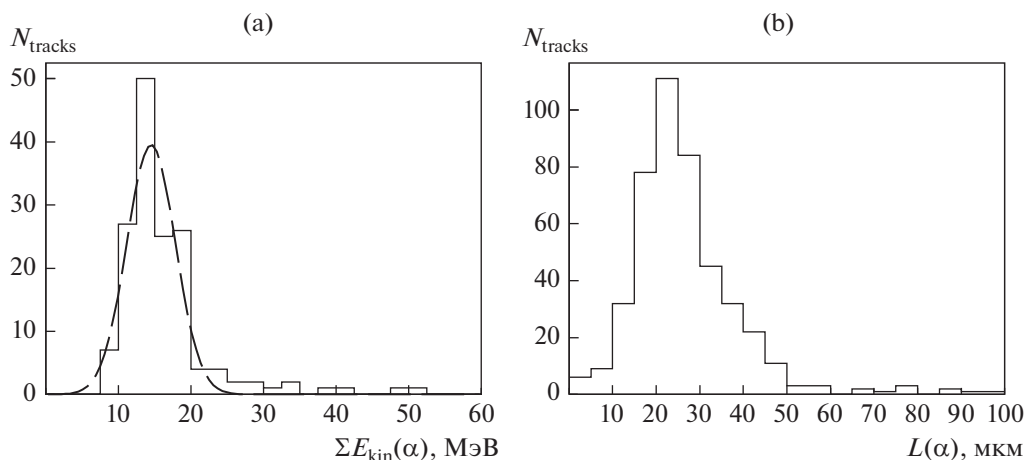


Рис. 3. Распределение по суммарной кинетической энергии (а) и полному пробегу α -частиц (б) для 154 событий $\mu + {}^{12}\text{C} \rightarrow \mu' + 3\alpha$ при энергии 160 ГэВ. Пунктирная линия на левом рисунке — фитирование функцией Гаусса.

ренных полных пробегов α -частиц в слоях ЯЭ. Значения кинетической энергии α -частиц в зависимости от длины трека аппроксимировались эмпирическим соотношением:

$$E_{kin}(L) = -0.677 \lg(L) + 1.746\sqrt{L} - 1.638 \text{ МэВ}, \quad (2)$$

где L — длина трека от α -частицы в мкм.

Вычисленные таким образом кинетические энергии α -частиц имеют среднее значение 5.5 ± 0.2 МэВ. Полученное при этом распределение суммарной энергии α -троек, рис. 3а, было профитировано функцией Гаусса со средним значением 14.5 ± 0.3 МэВ и среднеквадратичным отклонением 3.3 ± 0.2 МэВ. Указанные значения можно рассматривать как реперные при поиске эффекта 3α -фрагментации в органическом сцинтилляторе. Стоит также отметить, что в работе [8] были проанализированы спектры углов эмиссии α -частиц и их энергий по данным моделирования и измерений в ЯЭ. Было установлено, что отличие экспериментальных данных от смоделированных состоит в том, что в случае моделирования в распределении по энергии 2α -частиц есть явный сигнал от ${}^8\text{Be}$, который в измерениях отсутствует. При этом средний измеренный поперечный импульс α -троек в реакции (1) составил 241 ± 28 МэВ/с, что отвечает не электромагнитной, а скорее ядерной дифракции. Таким образом, проведенные в [8] измерения указывают на более сложный механизм 3α -фрагментации ядра ${}^{12}\text{C}$ в мюонном пучке по сравнению с принятым в моделировании, что дополнительно стимулирует интерес к реакции (1).

2. УСТАНОВКА ГИПЕРОН-М

Учитывая интерес к реакции (1) как с прикладной, так и с физической точки зрения, эксперименты с целью измерения сечения 3α -фрагмента-

ции ядра ${}^{12}\text{C}$ в мюонном пучке были проведены и на экспериментальной установке Гиперон-М (схема представлена на рис. 4), расположенной на канале 18 ускорительного комплекса У-70. Подробное описание установки см. в [9]. Этот канал потенциально обеспечивает формирование вторичного пучка положительно заряженных адронов с импульсом в диапазоне от 5 до 10 ГэВ/с, для генерации которых используются ${}^9\text{Be}$ или ${}^{12}\text{C}$ мишени, установленные в вакуумной камере ускорителя. Энергия пучка протонов в У-70 была равна 50 ГэВ. Первый дипольный магнит канала обеспечивает начальное отклонение вторичных частиц, рожденных на внутренней мишени, в направлении канала 18, ось которого ориентирована под углом около 30° по отношению к направлению первичного протонного пучка. Далее на канале последовательно размещены спектрометрический магнит, два дублета квадрупольных линз, вертикальный и горизонтальный коллиматоры. Последние представляют собой сдвигаемые поглотители из латуни толщиной по пучку 75 см, что составляет приблизительно 5 ядерных длин. Коллиматоры расположены на расстоянии ≈ 15 м от внутренней мишени канала.

В пучке 18 канала присутствуют в основном пионы, протоны и K^+ мезоны, доли которых составляют приблизительно 65, 30 и 4%, соответственно. Доля мюонов — около 1%. При этом следует отметить, что актуальный парциальный состав пучка в конкретном сеансе зависит от энергии первичных протонов в У-70, типа и положения внутренней мишени, а также импульса вторичного пучка, выводимого в направление 18 канала. Заккрытие одного из коллиматоров обеспечивает существенное подавление адронов в пучке по отношению к мюонам. Моделирование прохождения пучка через один закрытый коллиматор при по-

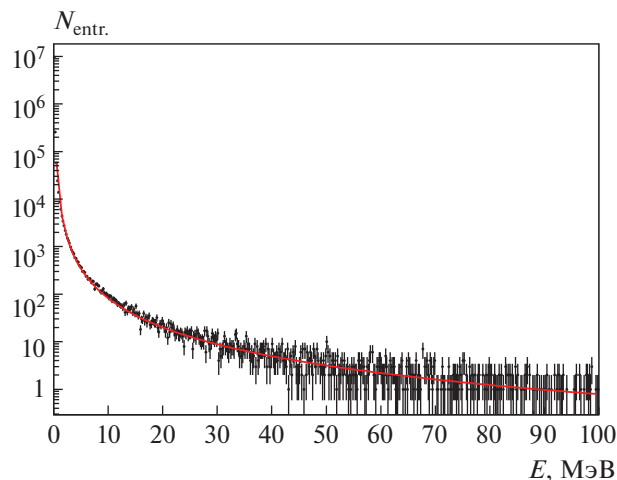


Рис. 5. МК-спектр полных энергетических потерь мюонов с энергией 7 ГэВ при прохождении через счетчик из полистирола толщиной 0.5 мм.

роятное значение ионизационных потерь мюона $MPV = 0.107 \pm 0.001$ МэВ ($\sigma = 0.0119 \pm 0.0001$ МэВ) соответствует пику распределения, связанному с потерями частиц, имеющих минимальную ионизацию (Minimum Ionizing Particle – MIP). Далее следует хвост распределения, основной вклад в который дает образование δ -электронов и, возможно, ионизационные потери протонов отдачи, образующихся в упругом μ -рассеянии на ядрах водорода, входящего в полистирол.

4. НАБОР И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для изучения амплитудных спектров со сцинтилляционного счетчика S_4 на установке Гиперон-М был проведен специальный набор данных с триггером

$$\text{trig} = S_1 S_2 S_3, \quad (3)$$

где S_1 , S_2 и S_3 – пучковые счетчики, см. рис. 4. Счетчик S_4 при этом был в пучке, но в триггер включен не был. Импульс пучка был выбран равным 7 ГэВ/с. За время экспозиции установки на пучке через счетчик S_4 было пропущено порядка 1 млн адронов, отобранных триггером (3), оба коллиматора при этом были открыты. Мюонные экспозиции проводились с тем же триггером, но с одним (K1) или с двумя (K2) закрытыми коллиматорами. Соответствующие ансамбли содержат 1 млн и 40 тыс. мюонных событий.

На рис. 6 показан амплитудный спектр со счетчика S_4 в адронном пучке. Распределением Ландау он не описывается, что может быть объяснено конечным разрешением преобразования энергии ионизации в сцинтилляционном счетчике в импульсы сигналов с ФЭУ. Тем не менее, начиная с 500 отсчетов АЦП, амплитудный спектр на

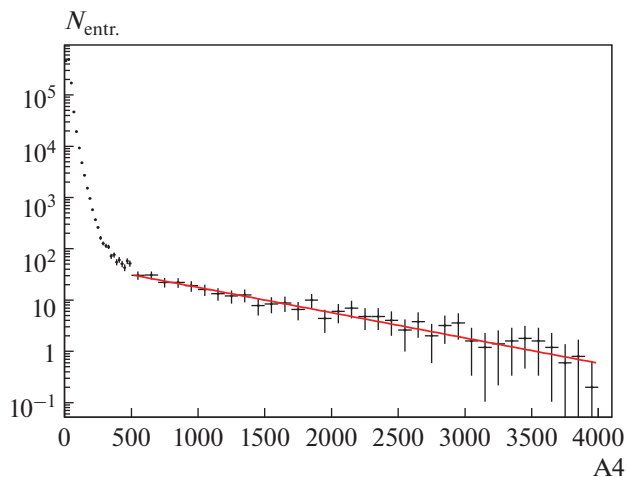


Рис. 6. Амплитудный спектр адронных событий со счетчика S_4 . Биннинг гистограммы определен следующим образом: в области амплитуд $[0, 500]$ в каждом бине показана сумма в 20 каналах, а в области $[500, 4000]$ – сумма в 100 каналах, факторизованная на 5. Красной линией показан фит спектра экспонентой в области амплитуд $[500, 4000]$ в отсчетах АЦП.

рис. 6 хорошо описывается экспонентой. Амплитудные спектры в мюонных пучках, K1 и K2, выглядят аналогично. Как и в случае адронного спектра на рис. 6 максимумы распределений амплитуд также лежат в области 25 канала АЦП для выбранного режима работы счетчика S_4 в данных измерениях.

Удельные ионизационные потери релятивистских мюонов с энергией $E = 7$ ГэВ равны $2 \text{ МэВ см}^2/\text{г}$. В случае сцинтиллятора из полистирола (плотность 1.06 г/см^3) толщиной 0.5 мм наиболее вероятные ионизационные потери мюонов, которые можно рассматривать как MIP, составляют величину порядка 0.1 МэВ. Такая же оценка наиболее вероятного энерговыделения для мюонов была получена и в МК-моделировании, описанном выше в главе 4. Это позволяет пересчитать шкалу амплитудного спектра на рис. 6 из отсчетов АЦП в энергетические единицы, например, в МэВ, нормируясь на максимум спектра в области MIP. В частности, максимум энергетической шкалы на указанном рисунке соответствует 16 МэВ.

В этой связи следует отметить, что адронный спектр на рис. 6 в области амплитуд до 2800 отсчетов АЦП (11 МэВ) практически не отличается от полученных мюонных спектров, что особенно ясно видно из рис. 7, где приведены наложенные друг на друга амплитудные спектры адронов и мюонов (K1, K2) отнормированные на число входов в гистограмму.

Возвращаясь к 3α -фрагментации ядра ^{12}C в мюонном пучке (см. рис. 3) можно теперь утверждать, что соответствующая ожидаемой энергии 3α -ионизации в 14.5 ± 3.3 МэВ область амплитуд

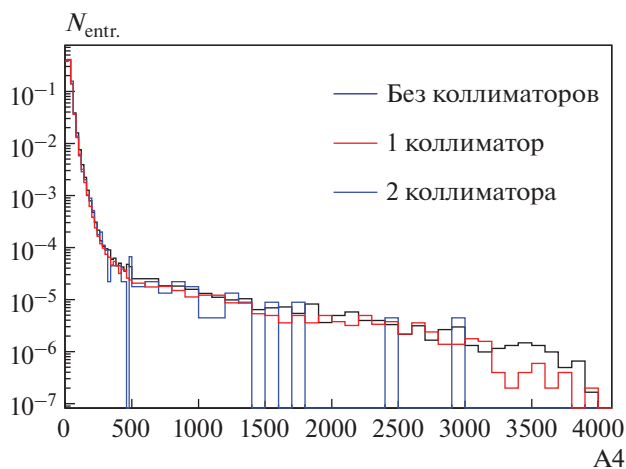


Рис. 7. Нормированный амплитудный спектры адронных и мюонных событий, отобранных одним (1К) и двумя (2К) коллиматорами. Биннинг гистограммы определен как на рис. 6.

на рис. 6 и 7 должна лежать при 3625 ± 850 отсчетах АЦП. Однако для органических сцинтилляторов, включая полистирол, надо принимать еще во внимание эффект гашения сцинтилляционного света при больших плотностях ионизации, характерных для α -частиц МэВ-ных энергий. Например, в случае α и β частиц с энергиями ниже 5 МэВ импульсы сцинтилляционного света могут различаться в 5–10 раз при одинаковой энергии частиц. Зависимость удельного световыхода от удельных потерь энергии ионизации устанавливает закон Биркса [12]. Что касается конкретно полистирола, в работе [13] дано описание полупериодического метода расчета факторов гашения в органических сцинтилляторах и, в частности, вычислен фактор Биркса для полистирола, равный $kB = 9.0 \cdot 10^{-3} \text{ г МэВ}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Коэффициент гашения сцинтилляционного света для α -частиц связан с фактором Биркса уравнением:

$$Q_{\alpha}(E) = \frac{1}{kB(dE/dx)_{\alpha}}, \quad (4)$$

где $(dE/dx)_{\alpha}$ — тормозная способность α -частицы в веществе, которая в полистироле для частиц с энергией 5 МэВ равна $(dE/dx)_{\alpha} = 8.75 \cdot 10^2 \text{ МэВ см}^2/\text{г}$. В результате коэффициент гашения для α -частиц в полистироле получается равным $Q_{\alpha}(E) = 0.127$. С учетом этого фактора сигнал от трех α -частиц МэВ-ных энергий, образующихся в реакции (1) на счетчике S_4 , следует ожидать в области амплитуд $\approx 460 \pm 80$ отсчетов АЦП на рис. 6 и 7. При большом желании на указанных рисунках можно заметить в этой области некую нерегулярность в амплитудных спектрах, однако попытка получить какую-нибудь количественную оценку ожидаемого эффекта тонет в статистических ошибках.

Для значимого анализа требуется увеличить статистику мюонных событий, как минимум, на два порядка величины.

Вместе с тем проведенный выше анализ показал, что амплитудные спектры со счетчика S_4 при прохождении через него мюонов и адронов с импульсом 7 ГэВ/с практически не отличаются в области энергий ионизации вплоть до ≈ 11 МэВ, что соответствует 2800 отсчетов АЦП, см. рис. 7. Поэтому адроны, но в особенности пионы, как доминирующие в пучке 18 канала частицы и имеющие к тому же близкую к мюонам массу, можно в первом приближении использовать вместо мюонов для изучения характерных особенностей указанных амплитудных спектров (ионизационных потерь) в тонких сцинтилляционных счетчиках типа S_4 , а также для наработки актуальной методики возможного вклада процессов 3α -фрагментации в амплитудные спектры с таких счетчиков. С этой целью была проведена обработка амплитудных спектров со счетчика S_4 , полученных на установке Гиперон-М в методических сеансах 2021 и 2022 гг., в которых, с одной стороны, режим работы счетчика S_4 был таким же, как и в сеансе, данные которого проанализированы выше, а с другой — статистика каждого из этих сеансов на два порядка больше: ≈ 110 млн событий в сеансе 2021 г. и ≈ 40 млн в сеансе 2022 г. В качестве иллюстрации на рис. 8 слева приведен амплитудный спектр в адронном пучке $h^+ = \{\pi^+, K^+, p\}$ со счетчика S_4 в сеансе 2021 г. Наличие такой статистики позволяет провести дифференциацию частиц пучка при помощи пучковых черенковских счетчиков C_{1-3} установки, см. рис. 4, выделив из ансамбля адронов (h^+) ансамбль пионов (π^+). Анализ этих событий был проведен отдельно для указанных ансамблей и проиллюстрирован ниже на примере амплитудного спектра со счетчика S_4 , полученного в адронном пучке в сеансе 2021 г. (рис. 8).

Целью анализа была попытка выделить вклад событий 3α -фрагментации ядер ^{12}C в спектр амплитуд со счетчика S_4 при прохождении через него адронов и измерить сечение данного процесса. Для этого полученный амплитудный спектр со счетчика был профитирован функцией $f(x)$, описывающей ионизационные потери заряженных частиц, в совокупности с функцией Гаусса, описывающей распределение по суммарной кинетической энергии трех α -частиц в процессе 3α -фрагментации в мюонном пучке, как это было сделано на рис. 3 в рамках эксперимента БЕККЕ-РЕЛЬ. Явный вид функции фитирования приведен ниже:

$$f(x) = C + \exp(P_n(x)) + A_{3\alpha} \exp\left(-\frac{(x - x_{3\alpha})^2}{2s_{3\alpha}^2}\right), \quad (5)$$

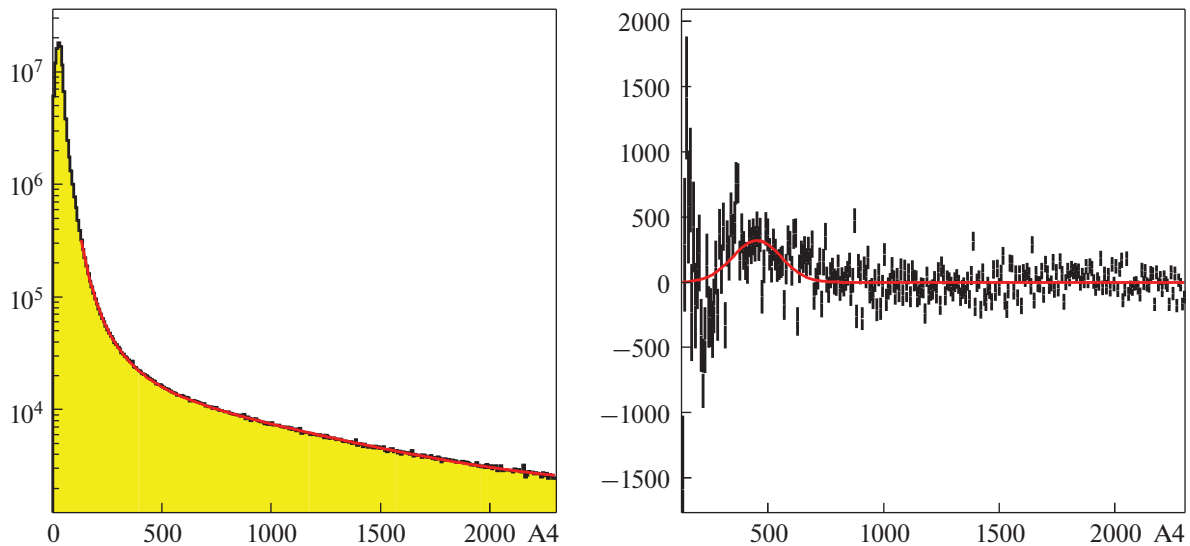


Рис. 8. Слева: амплитудный спектр со счетчика S_4 в адронном пучке сеанса 2021 г. Сплошной линией показано описание спектра эмпирической функцией ионизационных потерь (первые два члена в уравнении (5)). Справа: амплитудный спектр со счетчика S_4 , но за вычетом в каждом бине функции ионизационных потерь. Сплошная красная линия показывает при этом фит спектра с учетом 3α -фрагментации ядер ^{12}C в виде третьего члена в уравнении (5).

где C — константа, $P_n(x) = \sum_{k=-n}^n p_k x^k$ — многочлен Лорана, $A_{3\alpha}$ — нормировка распределения Гаусса, $x_{3\alpha}$ — среднее значение амплитуды 3α -фрагментации и $s_{3\alpha}$ — среднеквадратичное отклонение относительно среднего. Здесь следует отметить, что форма распределения по суммарной кинетической энергии альфа-частиц в процессах фрагментации ядра углерода не должна зависеть от типа пучковых частиц, поскольку она определяется совокупностью уровней возбуждения ядра, расположенных с одной стороны выше порога фрагментации на три альфа-частицы, а с другой — ниже уровней выбивания отдельных нуклонов, т.е. фактически она полностью определяется свойствами ядра углерода.

Фитирование амплитудных спектров со счетчика S_4 проводилось в два этапа. Вначале фит проводился без учета возможного вклада 3α -фрагментации, т.е. без третьего члена в уравнении (5). При этом варьировались константа C , коэффициенты p_k и порядок n многочлена Лорана с целью получить хорошее описание спектра в области амплитуд [110, 2300] в отсчетах АЦП. Фитирование проводилось методом максимума правдоподобия. Если в результате подгонки спектра один из фитируемых параметров имел значение в пределах стандартного отклонения от нуля, то такой параметр опускался в последующих подгонках спектра. В результате было получено, что для статистически хорошего описания всех измеренных спектров достаточно порядок многочлена Лорана ограничить сверху значением $n = 3$. На рис. 8 слева в качестве иллюстрации сплошной линией показа-

но описание S_4 -спектра функцией ионизационных потерь с указанными 8 фитируемыми параметрами по данным сеанса 2021 г. на адронном пучке.

На втором этапе в функцию фитирования $f(x)$ был добавлен третий член уравнения (5), однако только с двумя фитируемыми параметрами — нормировкой $A_{3\alpha}$ и средним значением амплитуды 3α -фрагментации $x_{3\alpha}$. При этом в качестве среднеквадратичного отклонения $s_{3\alpha}$ в функции Гаусса использовалась величина

$$s_{3\alpha} = \sqrt{(\kappa x_{3\alpha})^2 + \delta^2(x_{3\alpha})}, \quad (6)$$

где $\kappa = 0.208$ — отношение среднеквадратичного отклонения 3α -энерговыведения (за вычетом аппаратного разрешения по энергии в ЯЭ $\approx 10\%$) к среднему значению энергии 3α -фрагментации, полученных для событий $\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu' + 3\alpha$ по данным эксперимента БЕККЕРЕЛЬ, рис. 3, а $\delta(x_{3\alpha})$ — ожидаемое аппаратное разрешение счетчика S_4 по амплитуде, для параметризации которого в свою очередь использовалось выражение

$$\delta(x_{3\alpha}) = \sigma_{MIP} \sqrt{x_{3\alpha}/x_{MIP}}, \quad (7)$$

где x_{MIP} — средняя амплитуда MIP в счетчике S_4 , а σ_{MIP} — ее среднеквадратичное отклонение от среднего. Описанная 10-параметрическая функция (5) была использована для фитирования амплитудных спектров со счетчика S_4 при прохождении через него пучка адронов (h^+) и отдельно — пионов (π^+) в сеансах 2021 и 2022 гг. Во всех спектрах с уровнем достоверности от 5 до 10 стандарт-

Таблица 1. Вклад 3α -фрагментации в терминах параметров уравнения (5) в амплитудные спектры со счетчика S_4 , а также связанные с ними физические величины на пучках адронов h^+ (π^+ , K^+ , p) и пионов π^+ по данным сеансов 2021 и 2022 гг. на установке Гиперон-М. Показаны статистические ошибки

Параметр	2021 г.		2022 г.	
	h^+ -пучок	π^+ -пучок	h^+ -пучок	π^+ -пучок
$A_{3\alpha}$	110.2 ± 12.4	76.8 ± 13.1	69.1 ± 6.7	50.9 ± 7.1
$x_{3\alpha}$	423.4 ± 16.0	397.5 ± 21.5	435.7 ± 13.1	439.5 ± 22.0
$N_{3\alpha}$, тыс.	14.8 ± 1.7	10.0 ± 1.7	9.3 ± 0.9	7.1 ± 1.1
$E_{3\alpha}$, МэВ	11.8 ± 0.5	11.2 ± 0.6	12.2 ± 0.4	13.0 ± 0.7
$\sigma_{3\alpha}$, мб	55.2 ± 6.4	56.0 ± 9.8	79.5 ± 8.4	85.3 ± 12.6

ных отклонений по параметру $A_{3\alpha}$ был определен вклад распределений Гаусса, используемых для описания 3α -событий в соответствии с уравнением (5). Для примера на рис. 8 справа по данным сеанса 2021 г. на адронном пучке показана красной сплошной линией полученная результирующая функция (5) за вычетом в каждом бине полученной при этом функции ионизационных потерь, описываемых в уравнении (5) первыми двумя членами. Как видно из рисунка, результирующая функция достаточно хорошо описывает наблюдаемый спектр ионизационных потерь в счетчике S_4 . Столь же хорошее описание спектров со счетчика S_4 достигнуто и по другим данным сеансов 2021 и 2022 гг. Полученные в результате значения параметров вклада 3α -фрагментации в указанные спектры, равно как и производные от них физические величины, приведены в табл. 1, где $N_{3\alpha} = A_{3\alpha}(2\pi)^{1/2}s_{3\alpha}$ — число наблюдаемых 3α -событий, $E_{3\alpha}$ — средняя энергия 3α -систем и $\sigma_{3\alpha}$ — сечение процесса 3α -фрагментации ядра ^{12}C . В таблице приведены только статистические ошибки параметров. Как видно из таблицы, средняя энергия $E_{3\alpha}$ и сечения процессов $\sigma_{3\alpha}$ для сеансов 2021 и 2022 гг. согласуются в пределах одного-трех стандартных отклонений без учета систематических ошибок. Это позволяет статистически усреднить полученные параметры по обоим сеансам. Результаты по усредненным физическим параметрам проведены в табл. 2, где наряду со ста-

тистическими приведены также и систематические ошибки.

Систематические ошибки определялись по среднеквадратичным отклонениям параметров фита от номинальных значений при вариациях верхних и нижних границ области фитирования амплитудных спектров со счетчика S_4 , вариациям используемой параметризации спектров в виде функции (5) путем добавления других членов в функцию описания ионизационных потерь и изменения параметризации среднеквадратичной ширины (6) распределения Гаусса от энергии $E_{3\alpha}$, а также изменения бина фитируемых гистограмм. Оказалось, что описанная выше поэтапная процедура фита является достаточно устойчивой. Значения систематических ошибок раза в 2–3 превышают статистические. При этом с учетом статистических и систематических ошибок измеренные средние энергии 3α -систем и сечения процессов 3α -фрагментации ядер ^{12}C хорошо согласуются между собой в адронном и пионном пучках при импульсе 7 ГэВ/с. Хотя полученное сечение процесса 3α -фрагментации в пионном пучке на несколько порядков величины превышает ожидаемое сечение 3α -фрагментации ядра ^{12}C в мюонном пучке, как чисто электромагнитного процесса, оно, тем не менее, представляет интерес в качестве независимой верхней граничной оценки мюонного сечения 3α -фрагментации ядра углерода, учитывая аномальный наблюдаемый характер последнего процесса (см. [6, 7]).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На установке Гиперон-М были измерены спектры амплитуд с пучкового сцинтилляционного счетчика S_4 из полистирола $(\text{C}_8\text{H}_8)_n$ толщиной 0.5 мм при прохождении через него адронов и мюонов с импульсом 7 ГэВ/с с целью определения сечения реакции $\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu' + 3\alpha$. Средняя энергия, выделяемая в счетчике минимально ионизирующей частицей, равна ≈ 0.1 МэВ, что соответствует 26 каналу 12 бит АЦП, который был

Таблица 2. Физические параметры, характеризующие 3α -фрагментацию ядер ^{12}C в адронных и пионных пучках с импульсом 7 ГэВ/с, по данным сеансов 2021 и 2022 гг. на установке Гиперон-М. Показаны статистические и систематические ошибки

Параметр	h^+ -пучок	π^+ -пучок
$E_{3\alpha}$, МэВ	$11.9 \pm 0.3_{st} \pm 1.0_{sys}$	$11.7 \pm 0.5_{st} \pm 1.5_{sys}$
$\sigma_{3\alpha}$, мб	$64.1 \pm 5.2_{st} \pm 17.8_{sys}$	$64.4 \pm 7.8_{st} \pm 21.6_{sys}$

использован для оцифровки амплитуд импульсов со счетчика S_4 при прохождении через него заряженных частиц. Верхняя граница амплитудных спектров, которая определяется динамическим диапазоном АЦП, соответствует при этом максимальной измеримой энергии ионизации, равной 16 МэВ. Проведенные измерения на статистике в ≈ 1 млн событий показали, что амплитудные спектры со счетчика S_4 при прохождении через него мюонов и адронов (π^+ , K^+ , p) практически не отличаются в области энергий ионизационных потерь вплоть до ≈ 10 МэВ.

Данные эксперимента БЕККЕРЕЛЬ по 3α -фрагментации ядер ^{12}C в мюонном пучке с импульсом 160 ГэВ/с были использованы для параметризации распределения по суммарной кинетической энергии 3α -частиц в виде распределения Гаусса со средним значением 14.5 МэВ и стандартным отклонением 3.3 МэВ. Это распределение с учетом эффекта Биркса было использовано для описания вклада процессов 3α -фрагментации в амплитудные спектры со счетчика S_4 на адронном пучке в качестве небольшой добавки к доминирующему амплитудному спектру ионизационных потерь при прохождении через счетчик заряженных частиц. На суммарной статистике в ≈ 150 млн событий был выделен вклад ($\approx 0.015\%$) процессов 3α -фрагментации ядра ^{12}C и измерены сечения этих процессов на адронном и пионном пучках при импульсе 7 ГэВ/с. В пределах ошибок измерений сечения на указанных адронных пучках не различаются и составляют ≈ 64 мб. Эту величину можно рассматривать в качестве независимой оценки сверху сечения 3α -фрагментации ядер ^{12}C в реакции $\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu' + 3\alpha$ при импульсе

7 ГэВ/с, учитывая экспериментально наблюдаемый аномальный характер этого процесса [6, 7].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.М.Зайцеву и Ю.В.Харлову за плодотворное обсуждение затронутых здесь вопросов.

Данная работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00095, <https://rscf.ru/project/22-12-00095/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Kirk J.A., Cottrell D.M., Lord J.J., Piserchio R.J. // *Nuovo Cim. A*. 1965. V. 40. P. 523.
2. Jain P.L., Sengupta K., Singh G. // *Nucl. Phys. B*. 1988. V. 301. P. 517.
3. Головкин С.В., Грачев М.И., Губриенко К.И. и др. // *ЖТФ*. 1976. Т. 46. С. 777–784.
4. Golovkin S.V., Grachev M.I., Gridasov V.I., et al. // *Nucl. Instrum. Methods*. 1976. V. 138. P. 235–239.
5. Bushnin Yu.B., Dunaitsev A.F., Dzhelyadin R.I., et al. // *Phys. Lett. B*. 1976. V. 64. P. 102.
6. Artemenkov D.A., Bradnova V., Chernyavsky M.M., et al. // *Eur. Phys. J. A*. 2020. V. 56. P. 250.
7. Веб-сайт проекта Беккерель <http://becquerel.jinr.ru/>.
8. Артеменков Д.А. и др. // *ЯФ*. 2015. Т. 78 (7–8). С. 623–629.
9. Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондратьев Е.С. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 2021. Т. 113 (5). С. 291.
10. Agostinelli S., Allison J., Amako K., et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*. 2003. V. 506 (3). P. 250–303.
11. Bogdanov A.G. et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2006. V. 53. P. 513–519.
12. Birks J.B. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. 1964. Oxford: Pergamon.
13. Tretyak V.I. // *Astropart. Phys.* 2010. V. 33. P. 40–53.

Application of a Thin Organic Scintillator for Study of 3α -Fragmentation of ^{12}C Nuclei in Interactions with Relativistic Muons and Hadrons

A. M. Gorin¹, S. V. Evdokimov¹, A. A. Zaitsev², P. I. Zarubin², V. I. Izucheev¹, B. V. Polishchuk¹, K. A. Romanishin¹, V. I. Rykalin¹, S. A. Sadovsky^{1,*}, and A. A. Shangaraev¹

¹ *Institute for High Energy Physics (IHEP), National Research Centre "Kurchatov Institute", Protvino, Moscow oblast, 142281 Russia*

² *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia*

*e-mail: Serguei.Sadovsky@ihep.ru

Received August 15, 2023; revised August 20, 2023; accepted August 31, 2023

Abstract—Application of a thin organic scintillator for study of 3α fragmentation of ^{12}C nuclei in interactions with relativistic muons and hadrons. The analysis of amplitude spectra from a thin polystyrene-based scintillation counter on hadron and muon-enriched beams of channel 18 of the U-70 accelerator complex in Protvino is presented. Based on statistics of 150 million events on the Hyperon-M setup, the contribution of 3α -fragmentation processes are highlighted, and cross sections of these processes on hadron and pion beams at momentum of 7 GeV/c are measured. In the future, the obtained result may be of interest for estimation the age of gas fields in geology by the concentration of helium ^4He in natural gas which formation is possible in the reaction of carbon fragmentation induced by high energy muons.

Keywords: 3alpha fragmentation, nucleus C12, relativistic hadrons, cosmic muons, nuclear emulsions, Birks effect, organic scintillator, helium concentration, natural gas, Hyperon-M experiment, GEANT4