



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

Препринт 2023-10

А.М. Горин¹, С.В. Евдокимов¹, А.А. Зайцев², П.И. Зарубин²,
В.И. Изучеев¹, Б.В. Полищук¹, К.А. Романишин¹, В.И. Рыкалин¹,
С.А. Садовский¹, А.А. Шангараев¹

¹ НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ, г. Протвино, МО, РФ

² Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, МО, РФ

**Применение тонкого органического сцинтиллятора
для изучения 3α -фрагментации ядер ^{12}C во
взаимодействиях с релятивистскими мюонами
и адронами**

Протвино 2023

Аннотация

Горин А.М. и др. Применение тонкого органического сцинтиллятора для изучения 3α -фрагментации ядер ^{12}C во взаимодействиях с релятивистскими мюонами и адронами: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2023-10. – Протвино, 2023. – 14 с., 8 рис., 2 табл.

Представлен анализ амплитудных спектров с тонкого сцинтилляционного счётчика на основе полистирола на адронном и обогащенном мюонами 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. В перспективе полученный результат может представлять интерес для методики анализа возраста газовых месторождений в геологии по концентрации в природном газе гелия ^4He , образование которого возможно в реакции $^{12}\text{C}(\mu, \mu')3\alpha$, инициированной космическими мюонами высоких энергий.

Abstract

Gorin A.M. et al. Application of a thin organic scintillator for study of 3α fragmentation of ^{12}C nuclei in interactions with relativistic muons and hadrons: NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Preprint 2023-10. – Protvino, 2023. – p. 14, figs. 8, tables 2.

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 the methodics of analyzing the age of gas fields in geology by the concentration of helium ^4He in natural gas, which formation is possible in the reaction $^{12}\text{C}(\mu, \mu')3\alpha$ induced by high-energy cosmic muons.

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 в BNL. Наряду с полученными здесь результатами по рассеянию мюонов было дано и описание наблюдаемых ядерных звёзд, представленных следами легчайших ядерных 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 точки зрения ядерно-эмульсионной методики первоочередной интерес в настоящее время представляет возможность детектировать в ЯЭ короткопробежные α -частицы, рождённые в реакции 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 при измерении сечений. Указанная реакция μ -рассеяния идёт за счёт обмена виртуальным фотоном с возможным переходом последнего в векторный мезон (векторная доминантность) или пару псевдоскалярных мезонов, Рис.1. Несмотря на кажущуюся простоту этой реакции (чисто электромагнитный процесс) в эксперименте наблюдается явная аномалия, поскольку измеренные распределения по множеству фрагментов и поперечному импульсу 3α -систем свидетельствуют, скорее, о сильном характере взаимодействия мюонов с ядром ^{12}C в реакции (1), подробности см. в работах [6, 7]. Проверке этой гипотезы, в частности, может служить анализ данных облучения ЯЭ релятивистскими мюонами в широкой области энергий.

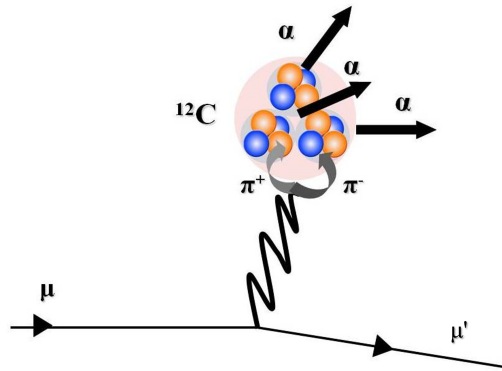


Рис. 1. Диаграмма развала ядра ^{12}C на три α -частицы под действием релятивистского мюона (векторная доминантность), см. работу [6].

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 своём составе содержит атомы углерода, высокоэнергичные мюоны могут взаимодействовать с ядрами ^{12}C с последующим возбуждением и распадом последних на 3 α -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 звёздам практически нереализуемо. Первичные следы от частиц пучка представлены уходящими вглубь слоя ЯЭ точками размером около $0.5 \mu\text{m}$ с расстоянием между ними в несколько микрон. Дополнительную сложность в интерпретации результатов представляет также и многокомпонентный состав ЯЭ.

Преодолеть указанные выше трудности можно путём 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 счётчик 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 -звёзд, которые образуются в реакции (1).

1. Наблюдения μ -событий в ядерной эмульсии

В рамках эксперимента БЕККЕРЕЛЬ [8] был выполнен анализ опытных образцов ЯЭ, облучённых поперечно мюонами при энергии 160 ГэВ [7]. Образцы слоёв ЯЭ размещались перед мишенью эксперимента COMPASS на расстоянии около 25 см от оси пучка (галло), где интенсивность достигала 10^6 частиц/см² в цикл. Время экспозиции составило около 9 часов. Множество наблюдаемых событий взаимодействия релятивистских мюонов с ядрами ЯЭ начинается с одиночных $b(black)$ - и $g(gray)$ -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 -звёзд позволяет оценивать относительные сечения наблюдаемых параллельно с ними событий с большей множественностью треков. Для анализа были отобраны 154 события (пример события приведён на Рис. 2) с наблюдаемыми тремя треками b -частиц, удовлетворяющих критериям для проведения планарных измерений. На Рис.3б приведено распределение измеренных полных пробегов α -частиц в слоях ЯЭ. Значения кинетической энергии α -частиц в зависимости от длины трека аппроксимировались эмпирическим соотношением:

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

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 [7] 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

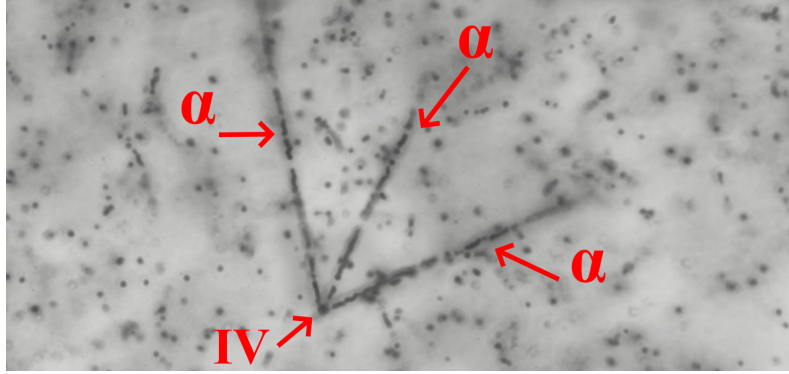


Рис. 2. Макрофотография 3α -события, наблюдавшегося при поперечном облучении слоев ЯЭ мюонами при 160 ГэВ в ЦЕРН. IV - вершина взаимодействия. Изображение было получено на оптическом микроскопе МБИ-9 с увеличением объектива $60\times$. Характерный размер проявленного зерна составляет 0.5 мкм.

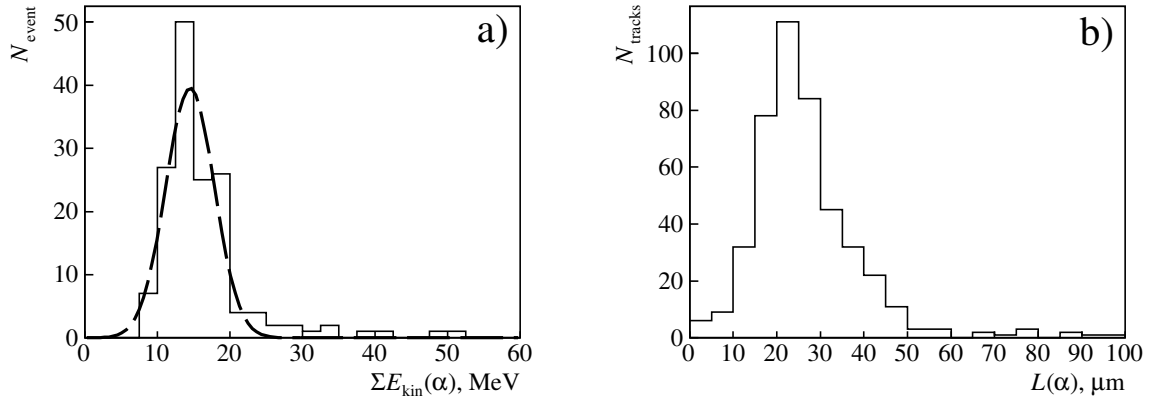


Рис. 3. Распределение по суммарной кинетической энергии (а) и полному пробегу α -частиц (б) для 154 событий $\mu+^{12}\text{C}\rightarrow\mu'+3\alpha$ при энергии 160 ГэВ. Пунктирная линия на левом рисунке - фитирование функцией Гаусса.

есть явный сигнал от ^8Be , 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 [7] измерения указывают на более сложный механизм 3α -фрагментации ядра ^{12}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 -фрагментации ядра ^{12}C в мю-

онном 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, рождённых 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. Закрытие одного из коллиматоров обеспечивает существенное подавление адронов в пучке по отношению к мюонам. Моделирование прохождения пучка через один закрытый коллиматор при помощи пакета GEANT4 [10] показало, что интенсивность адронного пучка, выводимого в пучковый телескоп счетчиков установки Гиперон-М, падает в ≈ 100 раз по отношению к интенсивности мюонного пучка. В случае двух закрытых коллиматоров указанное отношение падает квадратично. Поэтому при 1%-доли мюонов в первичном пучке следует ожидать до 50% мюонов в пучке, прошедшем через один коллиматор, а в пучке, прошедшем два коллиматора, доля мюонов уже практически равна 100%.

Установка Гиперон-М, см. Рис. 4, включает в себя пучковый телескоп сцинтилляционных счётчиков S_1 , S_2 , S_3 и S_4 , первые три из которых обеспечивают триггер на прохождение релятивистской заряженной частицы через установку, черенковские счётчики C_{1-3} для идентификации типа пучковой частицы, мишень Т диаметром 4 см, сцинтилляционный триггерный анти-счетчик S_A и электромагнитный черенковский спектрометр полного поглощения LGD2. Счетчик S_4 использовался в эксперименте для измерения амплитудного спектра при прохождении через него релятивистских мюонов и адронов. Он изготовлен на основе круглого сцинтиллятора из полистирола $(C_8H_8)_n$ диаметром 120 мм и толщиной 0.5 мм, а также специального фотоумножителя КС-ФЭУ со целевым фотокатодом разработки ИФВЭ. Импульсы с ФЭУ подаются на АЦП с динамическим диапазоном 12 бит и считываются системой сбора данных эксперимента. Расстояние между краем сцинтиллятора и фотокатодом равно 28 мм. Свет от прохождения заряженных частиц пучка через сцинтиллятор счетчика S_4 собирается воздушным световодом трапецевидной формы. Поверхность световода оклеена изнутри майларом с коэффициентом отражения света порядка

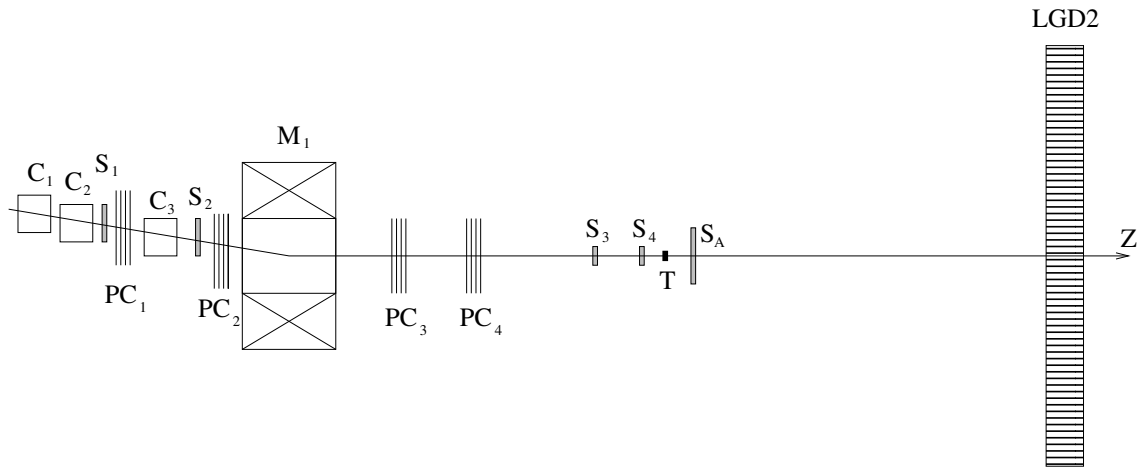


Рис. 4. Схема экспериментальной установки Гиперон-М: S_{1-4} - пучковые сцинтилляционные счётчики, C_{1-3} - черенковские счётчики, T - мишень установки, S_A - триггерный сцинтилляционный анти-счётчик, M_1 - дипольный пучковый магнит, LGD2 - черенковский электромагнитный спектрометр полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла.

80%. Сцинтиллятор подвешен внутри световода на трёх нитках. Другие детекторы установки в описываемых ниже измерениях не использовались.

3. Моделирование в GEANT4

Моделирование прохождения мюонов через тонкий сцинтиллятор было проведено методом Монте-Карло с использованием пакета GEANT4. Этот пакет интенсивно используется в ряде областей, включая ядерную физику и физику элементарных частиц, космическую и медицинскую физику. Было проведено моделирование прохождения 10^7 положительно заряженных мюонов с энергией 7 ГэВ через однородный счетчик из полистирола $(C_8H_8)_n$ (параметры вещества взяты из стандартной базы данных G4_POLYSTYRENE 1.06 г/см³) толщиной 0.5 мм. В модели учитывались энергетические потери мюонов, связанные с ионизацией (включая рождение высокоэнергетических электронов и δ -электронов), прямым образованием e^+e^- - пар, тормозным излучением, фотоядерными реакциями. Для этого был использован стандартный пакет электромагнитных процессов, включенных в GEANT4: G4MuIonization, G4MuBremsstrahlung, G4MuPairProduction и G4MuNuclearInteraction. Детальное описание указанных процессов можно найти в работе [11].

На Рис. 5 представлено полученное МК-распределение по полной энергии, оставленной мюонами в описанном выше счетчике из полистирола. Спектр ионизационных потерь был профитирован функцией Ландау, входящей в стандартный программный пакет ROOT. Фитирующая кривая показана на рисунке красной линией. Наиболее вероятное значение ионизационных потерь мюона $MPV=0.107\pm 0.001$ МэВ ($\sigma=0.0119\pm 0.0001$ МэВ) соответствует пику распределения, связанному с потерями

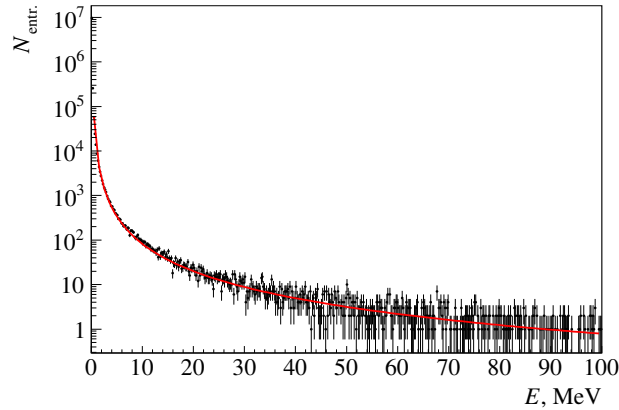


Рис. 5. МК-спектр полных энергетических потерь мюонов с энергией 7 ГэВ при прохождении через счетчик из полистирола толщиной 0.5 мм.

частиц, имеющих минимальную ионизацию (Minimum Ionizing Particle - MIP). Далее следует хвост распределения, основной вклад в который даёт 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 сцинтиляционного счётчика S_4 на установке Гиперон-М был проведен специальный набор данных с триггером

$$trig = S_1 * S_2 * S_3, \quad (3)$$

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 счётчик 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 (К1) или с двумя (К2) 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 сцинтиляционном счетчике в импульсы сигналов с ФЭУ. Тем не менее, начиная с 500 отсчетов АЦП, амплитудный спектр на Рис.6 хорошо описывается экспонентой. Амплитудные спектры в мюонных пучках, К1 и К2, 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 счётчика S_4 в данных измерениях.

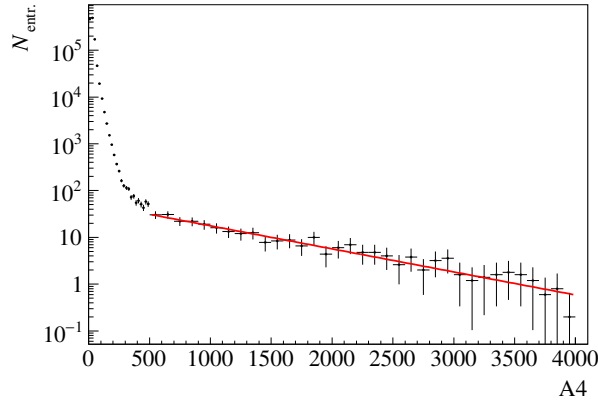


Рис. 6. Амплитудный спектр адронных событий со счетчика $S4$. Биннинг гистограммы определен следующим образом: в области амплитуд $[0, 500]$ в каждом бине показана сумма в 20 каналах, а в области $[500, 4000]$ — сумма в 100 каналах, факторизованная на 5. Красной линией показан фит спектра экспонентой в области амплитуд $[500, 4000]$ в отчетах АЦП.

Удельные ионизационные потери релятивистских мюонов с энергией $E = 7$ ГэВ равны 2 МэВ $\text{см}^2/\text{г}$. В случае сцинтиллятора из полистирола (плотность 1.06 г/ см^3) толщиной 0.5 мм наиболее вероятные ионизационные потери мюонов, которые можно рассматривать как МІР, 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 МІР. 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 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 полуэмперического метода расчёта факторов гашения в органических сцинтилляторах и, в частности,

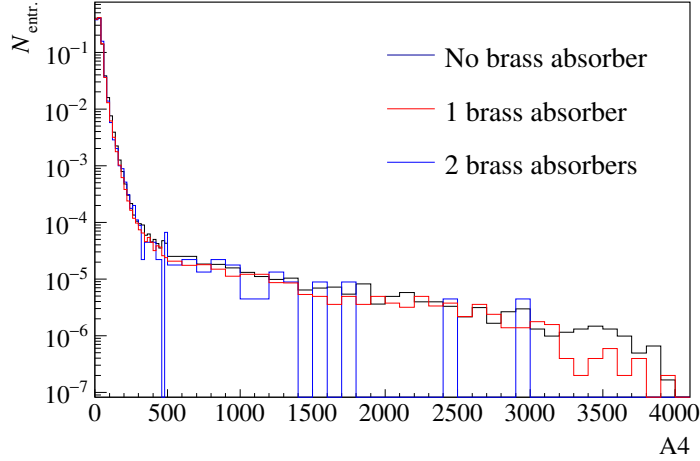


Рис. 7. Нормированные амплитудные спектры адронных и мюонных событий, отобранных одним (1К) и двумя (2К) коллиматорами. Биннинг гистограммы определен как на Рис.6.

вычислен фактор Биркса для полистирола, равный $kB = 9.0 \times 10^{-3} \text{ г МэВ}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Коэффициент гашения сцинтилляционного света для α -частиц связан с фактором Биркса уравнением:

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

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 трёх 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 $\approx 11 \text{ МэВ}$, 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 выделения 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 мето-

дических 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.

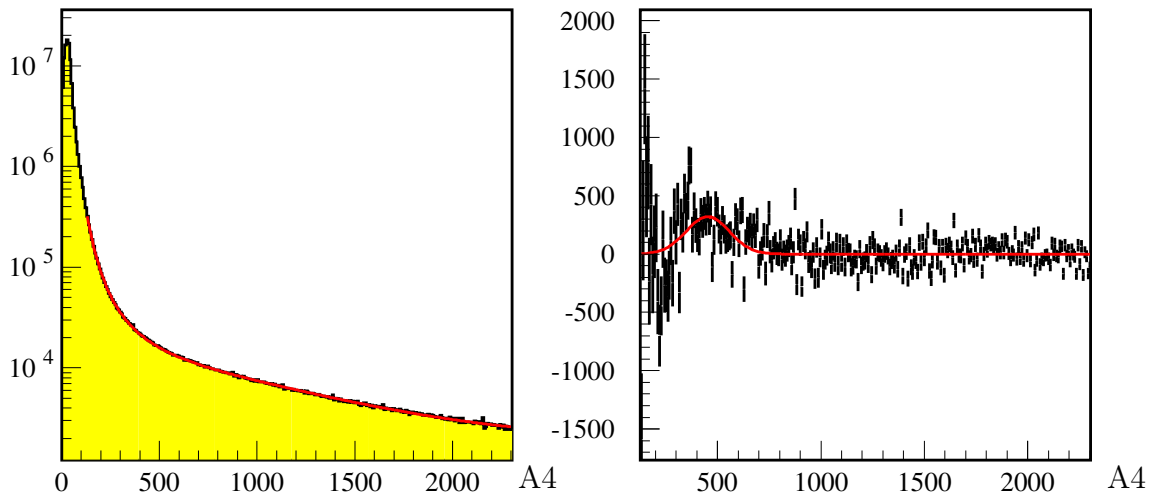


Рис. 8. Слева: амплитудный спектр со счетчика S_4 в адронном пучке сеанса 2021 г. Сплошной линией показано описание спектра эмпирической функцией ионизационных потерь (первые два члена в уравнении (5)). Справа: амплитудный спектр со счетчика S_4 , но за вычетом в каждом бине функции ионизационных потерь.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

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 БЕККЕРЕЛЬ. Явный вид функции фитирования приведен ниже:

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

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 α -частиц в процессах 3α -фрагментации ядра ^{12}C не должна зависеть от типа пучковых частиц, поскольку она определяется совокупностью уровней возбуждения ядра, расположенных с одной стороны выше порога 3α -фрагментации, а с другой – ниже уровней выбивания отдельных нуклонов, т.е. фактически она полностью определяется свойствами ядра ^{12}C .

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 показано 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

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

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 счётчика 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 стандартных 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

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

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 Таблице 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 Таблице 2, где наряду со статистическими приведены также и систематические ошибки.

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	$64.1 \pm 5.2_{st} \pm 17.8_{sys}$	$64.4 \pm 7.8_{st} \pm 21.6_{sys}$

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 ядра ^{12}C в пионном пучке на несколько порядков величины превышает ожидаемое сечение 3α -фрагментации ^{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 ^{12}C , 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 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 (≈ 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 измерения сечения на указанных адронных пучках не различаются и составляют ≈ 64 мб. Эту величину можно рассматри-

вать в качестве независимой оценки сверху сечения 3α -фрагментации ядер ^{12}C в мюонном пучке при импульсе 7 ГэВ/с, учитывая наблюдаемый экспериментально аномальный характер этого процесса [6, 7].

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 No 22-12-00095, <https://rscf.ru/project/22-12-00095/>.

Список литературы

- [1] J.A.Kirk, D.M.Cottrell, J.J.Lord and R.J.Piserchio, Nuovo Cimento A 40, 523 (1965).
- [2] P.L.Jain, K.Sengupta and G.Singh, Nucl. Phys. B 301, 517 (1988).
- [3] С.В.Головкин, М.И.Грачев, К.И.Губриенко и др., “Пучок мюонов с импульсом до 40 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ”, Preprint ИИЕР 74-111, Serpukhov, 1974; ЖТФ 46 (1976) 777-784.
- [4] S.V.Golovkin, M.I.Grachev, V.I.Gridasov et al., “Polarized muonic beam with variable helicity”, Nucl.Instrum.Meth. 138 (1976) 235-239
- [5] Yu.B.Bushnin, A.F.Dunaitsev, R.I.Dzhelyadin et al., “Search for Parity-Nonconservation Effects in Deep-Inelastic muon Interaction”. Phys.Lett.B 64 (1976) 102; ЯФ 24 (1976) 536-544.
- [6] D.A.Artemenkov, V.Bradnova, M.M.Chernyavsky et al., Eur.Phys.J. A 56:250 (2020).
- [7] Д.А.Артеменков и др., Ядерная Физика, 78, № 7-8, 623–629 (2015).
- [8] Веб-сайт проекта Беккерель <http://becquerel.jinr.ru/>.
- [9] Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондратюк Е.С. и др., Письма в ЖЭТФ 113. вып. 5, 291 (2021).
- [10] S.Agostinelli, J.Allison, K.Amako et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 506, no. 3, 250–303 (2003).
- [11] A. G. Bogdanov et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 53, 513-19 (2006).
- [12] J.B. Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press, Oxford, 1964.
- [13] V.I.Tretyak, Astroparticle Physics 33, 40–53 (2010).

Рукопись поступила 29 августа 2023 г.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

А.М. Горин и др.

Применение тонкого органического сцинтиллятора для изучения 3α -фрагментации ядер ^{12}C во взаимодействиях с релятивистскими мюонами и адронами.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **L^AT_EX**.

Подписано к печати 31.08.2023 Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 1,125. Уч.-изд.л. 1,5. Тираж 60. Заказ 15. Индекс 3649.

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2023–10,
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2023
