

Министерство науки и высшего образования РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Смоленский государственный университет»

Кафедра физики и технических дисциплин

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

ИЗУЧЕНИЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР УГЛЕРОДА ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ МЮОНОВ

Выполнил:

студент 5 курса физико-
математического факультета
направления подготовки 44.03.05
Педагогическое образование
(профиль «Физика, информатика»)
КУЗНЕЦОВ Дмитрий Алексеевич

Научный руководитель:

Преподаватель ФМФ
АРТЕМЕНКОВ Денис
Александрович

Смоленск

2022

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1. ИЗОТОПЫ УГЛЕРОДА. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ. РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МЮОНОВ.....	6
1.1 Углерод.....	6
1.2 Ядерные реакции под действием заряженных частиц и фотонов.....	9
1.3 Фотоядерные и электроядерные реакции.....	12
1.4 Мюоны.....	16
1.5 Расщепление ядер под действием мюонов.....	19
ГЛАВА 2. МЕТОД ЯДЕРНЫХ ФОТОЭМУЛЬСИЙ.....	25
2.1 Ядерная эмульсия – трековый детектор.....	25
2.2 Треки мюонов в ядерных эмульсиях.....	28
2.3 События с образованием α -частиц, при расщеплении углерода и других ядер из состава эмульсии.....	31
2.4 Зависимость пробег-энергия для α -частиц в фотоэмульсии.....	33
ГЛАВА 3. Анализ облучения фотоэмульсий пучком мюонов с энергией 160 ГэВ.....	36
3.1 Облучение эмульсии на установке COMPASS в Церне.....	36
3.2 Моделирование реакции фоторасщепления ^{12}C	37
3.3 Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования	40
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	45
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	47

ВВЕДЕНИЕ

Современный физический эксперимент в области физики ядра и элементарных частиц требует от исследователя всесторонней подготовки. Экспериментальная установка и класс решаемых задач формирует ряд требований к компетенциям ученого не только относящиеся к знаниям в области фундаментальной физики и технологий эксперимента, но и умениям использовать современные средства обработки данных, владеть средствами коммуникации, использовать современные информационные технологии и узкопредметные средства моделирования.

Процессы сбора и обработки экспериментальных данных могут быть разнесены в пространстве и времени. Экспериментальная установка может находиться на другом континенте, а доступ к распределенным ресурсам может модерироваться руководством научной коллаборации. Часто проведению экспериментальных измерений предшествует этап моделирования экспериментальной установки, но иногда моделирование идет параллельно с обработкой.

Объектом исследования в данной работе является реакция фоторасщепления взаимодействия углерода двенадцать (^{12}C) с мюонами высоких энергий.

Предметом исследования являются треки частиц в пластинах фотоэмульсии и результаты компьютерного моделирования реакции фоторасщепления углерода (^{12}C).

Цель данной квалификационной научно-исследовательской работы состоит в описании одной из исследовательских задач, решаемых учеными международного научного сотрудничества Беккерель в Лаборатории физики высоких энергий им. академиков В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований г. Дубна, Россия. Темой

квалификационной работы является экспериментальное исследование реакции фоторасщепления ядер углерода двенадцать (^{12}C) под действием ультрарелятивистских мюонов. В качестве источника мюонов использовался мюонный пучок эксперимента COMPASS в Церне, Швейцария, в качестве мишени содержащей углерод – стопка ядерных фотографических эмульсий, произведенных НПО «Славич» г. Переславль-Залесский, Россия. Среди задач данной работы выделим следующие:

- дать обзор методики ядерных фотоэмульсий и ее возможностей в исследованиях по физике ядра и частиц;
- изучить явления фоторасщепления ядер углерода (^{12}C) мюонами высоких энергий;
- провести сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования.

Основной задачей квалификационной работы является систематизация результатов измерений и моделирования, а также их представление в виде обзора. Совместно с сотрудниками эксперимента Беккерель будут рассмотрены основные этапы работы, будут даны их описание и сформулированы выводы с учетом уже опубликованных данных. По сути, квалификационная работа является исследованием процесса современного экспериментального эксперимента на примере одной из задач проекта Беккерель ЛФВЭ ОИЯИ.

Научная новизна работы заключается в аккумулировании известных данных по мюонам и привязка их к электро- и фотоядерным процессам.

В качестве теоретической базы были использованы печатные издания, статьи научных журналов и электронные ресурсы, диссертации.

Выпускная квалификационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы.

Введение раскрывает актуальность, определяет предмет, объект, цель, соответствующие цели задачи и теоретическую значимость работы.

Первая глава посвящена основным теоретическим сведениям о углероде, мюонах и фоторасщеплении ядер.

Во второй главе рассматриваются сведения о ядерных эмульсиях и реакциях столкновения внутри эмульсионных пластин.

Третья глава работы описываются и сравниваются данные, полученные экспериментальным путем и путем моделирования реакции фоторасщепления углерода (^{12}C).

ГЛАВА 1. ИЗОТОПЫ УГЛЕРОДА. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ. РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МЮОНОВ

1.1 Углерод

Углерод – неметаллический химический элемент, находящийся во втором периоде IV группы периодической системы химических элементов Д.И. Менделеева.

«Атом углерода содержит шесть электронов и имеет следующую структуру в основном состоянии: $1s^2 2s^2 2p^2$ » [7, стр. 69]. В этом состоянии он двухвалентен. Два крайних электрона на p-орбиталях неспаренные. Один из неспаренных электронов занимает $2p_x$ -орбиталь, а второй либо $2p_y$, либо $2p_z$. Эта пара могла бы находиться на одной орбитали, но тогда сильно возрастает межэлектронное отталкивание. «Возбужденное четырехвалентное состояние атома углерода достигается путем перехода электрона из состояния $2s$ в состояние $2p$. Этому состоянию соответствует следующая конфигурация: $1s^2 2s^2 2p_x^1 p_y^1 p_z^0$ » [14, стр. 18]. Энергия, которая была затрачена на возбуждение, компенсируется энергией, выделяемой при образовании связей.

Различие уровней s- и p-подуровней внешнего слоя мало, из-за чего атом углерода довольно легко переходит в возбужденное состояние, в котором электрон, находящийся на $2s$ -орбитали, переходит на свободную $2p$ -орбиталь. Вследствие чего возникает валентное состояние. Энергия такого перехода $657,7$ кДж/моль. В возбужденном состоянии углерод может образовать уже четыре связи по ковалентному механизму.

Углерод распространен в нижних слоях атмосферы и верхних слоях земной коры, то есть там, где протекают все основные биологические процессы.

Чистый углерод встречается в природе в виде алмаза и графита. Большое его количество находится в каменном угле, нефти, дровах и торфе. Помимо этого, также распространен в виде неорганических элементов: мел, мрамор, известняк и доломиты.

На данный момент известно 15 изотопов углерода (таблица 1), 2 из которых стабильны и 13 радиоактивны.

Таблица 1.1.

Изотопы углерода

Сим-вол изотопа	Z	N	Масса, а.е.м.	Период полураспада	Спин и четность ядра	Содержание изотопа в природе
^8C	6	2	8,037675(25)	$2,0(4)\times 10^{-21}$ с	0^+	
^9C	6	3	9,0310367(23)	126,5(9) мкс	$(3/2^-)$	
^{10}C	6	4	10,0168532(4)	19,290(12) с	0^+	
^{11}C	6	5	11,0114336(10)	20,334(24) мин	$3/2^-$	
^{12}C	6	6	12	Стабилен	0^+	98,93%
^{13}C	6	7	13,0033548378(10)	Стабилен	$1/2^-$	1,07%
^{14}C	6	8	14,003241989(4)	$5,70(3)\times 10^3$ лет	0^+	
^{15}C	6	9	15,0105993(9)	2,449(5) с	$1/2^+$	
^{16}C	6	10	16,014701(4)	0,747(8) с	0^+	
^{17}C	6	11	17,022586(19)	193(5) мкс	$(3/2^+)$	
^{18}C	6	12	18,02676(3)	92(2) мкс	0^+	
^{19}C	6	13	19,03481(11)	46,2(23) мкс	$(1/2^+)$	
^{20}C	6	14	20,04032(26)	16(3) мкс	0^+	
^{21}C	6	15	21,04934(54)	<30 нс	$(1/2^+)$	
^{22}C	6	16	22,05720(97)	6,2(13) мкс	0^+	

^{10}C и ^{11}C – легкие радиоактивные изотопы в природе не встречаются, так как быстро распадаются с испусканием позитрона. Широкое применение данные изотопы нашли в методиках меченых атомов.

Изотоп ^{14}C служит β -излучателем и распадается с периодом полураспада $T_{1/2} = 5568 \pm 30$ лет. В настоящее время активно используется как индикатор при исследовании технологических, биологических и биохимических процессов

Углерод имеет два стабильных изотопа – ^{12}C и ^{13}C с природным содержанием 98,93% и 1.07% соответственно.

Атомное ядро считается устойчивым к радиоактивному распаду или, иначе говоря, стабильным, если спонтанный распад данного ядра и превращения являются энергетически невозможными. В действительно существующих стабильных ядрах обычно нуклоны разных сортов находятся в определенном соотношении. Так, например, в устойчивых к радиоактивному распаду ядрах с $A < 36$ количество протонов и нейтронов примерно одинаково, а нейтронный избыток в этой области ядер ≤ 1 .

Химические свойства изотопов углерода идентичны и определены зарядом ядра и числом электронов на атомных оболочках. Изотопы углерода ^{12}C и ^{13}C отличаются только количеством нейтронов и значением спина и четности ядра. И несмотря на то, что эти отличия невелики, они могут приводить к значительному разделению изотопов при различных условиях.

В настоящее время активно изучается возбужденное состояние углерода двенадцать (^{12}C) как теоретически, так и экспериментально. Особое значение для физиков имеет так называемое состояние Хойла, с энергией возбуждения ^{12}C , равной 7.65 МэВ и спин-четностью 0^+ . Оно было предсказано [28] в 1954 году астрофизиком Фредом Хойлом, а экспериментально обнаружено в 1957 году [21]. На схеме низколежащих

уровней ^{12}C можно увидеть, что это состояние на 0.287 МэВ находится выше порога распада на 3 α -частицы (См. Рисунок 1).

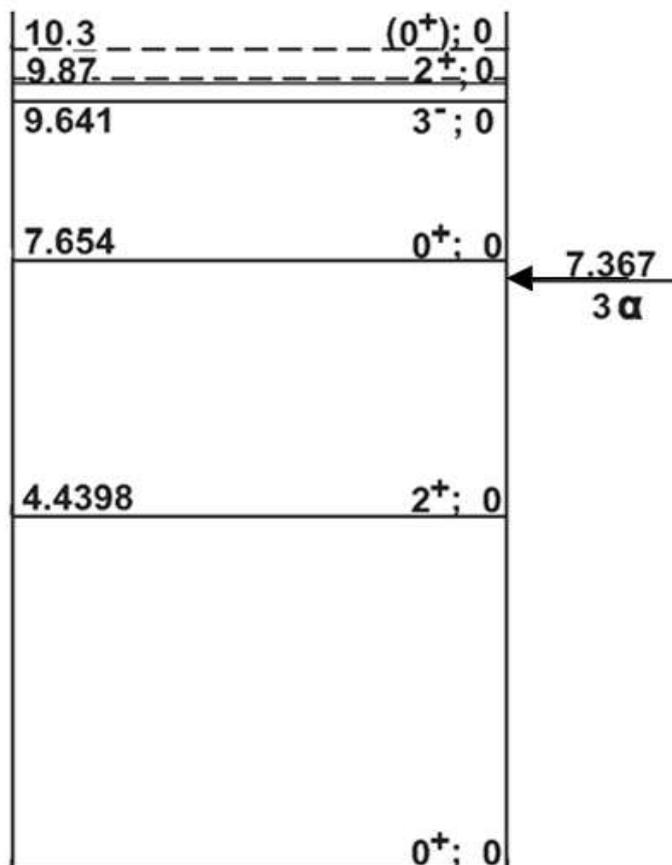


Рисунок 1. Схема низколежащих уровней ^{12}C . Стрелкой отмечен порог распада на 3 α -частицы

Состояние Хойла играет важную роль при синтезе ^{12}C во Вселенной. Именно через это состояние и идет синтез элементов тяжелее углерода.

1.2 Ядерные реакции под действием заряженных частиц и фотонов

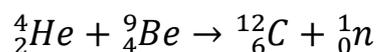
Известно большое количество ядерных реакций. В зависимости от вызывающих реакции частиц, все реакции можно классифицировать на реакции под действием заряженных частиц, нейтронов и гамма-квантов.

Если использовать заряженные частицы в качестве налетающих частиц, то они обязательно должны иметь достаточную кинетическую энергию, чтобы преодолеть кулоновские силы отталкивания и попасть область, где начинают действовать ядерные силы. Если же кинетическая энергия

налетающей заряженной частицы будет меньше высоты кулоновского барьера, то вероятность ядерной ситуации будет минимальна. Необходимые энергии пучков заряженных частиц сегодня легко достигаются на современных ускорителях. И в случае, если энергии частицы будет недостаточно для преодоления кулоновского барьера, то такая заряженная частица будет испытывать упругое рассеяние в кулоновском поле ядра-мишени.

Под действием α -частиц, испускаемых радиоактивными источниками, можно изучать расщепление только легких ядер, так как кулоновский барьер тяжелых ядер достигает 25 МэВ, что превышает кинетическую энергию α -частиц, величина которой не превышает 9 МэВ. Основными видами ядерных реакций, протекающих под действием α -частиц, являются реакции вида (α, n) и (α, p) , а характер протекания таких реакций формируется из следующих факторов: величиной энергии связи α -частиц в ядре и высотой кулоновского барьера. Для пучков α -частиц, получаемых на ускорителях таких ограничений нет.

Так, например, одна из самых известных реакций типа (α, n) была открыта Джеймсом Чедвигом в 1932 году в опытах по обнаружению нейтрона:

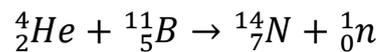


Эта реакция отличается большим выходом $2,5 \times 10^4$ при $E_\alpha = 5,44$ МэВ.

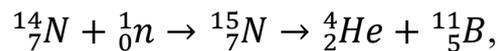
В отличие от реакций типа (α, p) , которые дают стабильные продукты, реакции типа (α, n) зачастую используются для получения радиоактивных изотопов элементов.

Но иногда реакция (α, n) может в результате привести к образованию стабильного ядра. Такие случаи интересны тем, что подобные реакции можно направить в обратную сторону, используя ядра, образующиеся в прямой реакции, в качестве мишени для обратной реакции [38].

В пример можно привести следующую реакцию:



Одним из продуктов реакции тут является стабильный изотоп натрия ${}^{14}_7\text{N}$. В этой реакции $Q = 0,28$ МэВ. Обратная для этого процесса будет реакция



в которой $Q = -0,28$ МэВ.

Помимо реакций с участием α -частиц, возможны реакции, протекающие под действием протонов. Среди них: (p, α), (p, n), (p, p), (p, γ) и (p, d).

Реакции типа (p, α) обычно являются экзотермическими и легко протекают на легких ядрах. А вот на тяжелых ядрах вероятность такой реакции мала, так как кулоновский барьер достаточно сильно препятствует вылету α -частицы и позволяет вылетать за пределы ядра только наиболее быстрым α -частицам, испускание которых отвечает за переход на ядра на более редкие нижние энергетические уровни.

Реакции типа (p, n), наоборот, являются эндотермическими и имеют порог реакции обычно $1\div 3$ МэВ. По причине того, что реакции типа (p, n), конечное ядро увеличивает свое зарядовое число на 1, оно проявляет β^+ и К-активность.

Если кинетическая энергия налетающих на ядро протонов больше кулоновского барьера, то вероятность протекания реакции (p, p) сопоставима с вероятностью (p, n). Из-за того, что вероятность испускания γ -кванта промежуточным ядром значительно меньше вероятности испускания частиц, то реакция (p, γ) имеет маленький выход. Но в случаях, когда испускание частицы невозможно по какой-либо причине или затруднено, (p, γ) получает

огромное значение. К примеру, когда $E_p < E_{\text{мин}}$ для реакции (p, n) , реакция типа (p, γ) может протекать параллельно с реакцией (p, p) .

Самые редкие реакции под действием протонов, это реакции типа (p, d) потому, что дейтрон является слабосвязанным ядром, для образования которого требуется большое количество энергии.

Электроны в ядерных реакциях могут претерпевать неупругое и упругое рассеяние на ядрах. В случае, когда энергия электрона достаточна, то происходит выбивание протонов из ядра (e, p) . Взаимодействие как электронов, так и мюонов с ядрами носит электромагнитный характер, что дает возможность использовать мюоны для выявления распределения заряда внутри ядра, получения информации о спиновых возбуждениях, угловых моментах и вероятностях различного рода переходов.

1.3 Фотоядерные и электроядерные реакции

Среди большого разнообразия ядерных реакций выделяют те, что вызваны электромагнитным взаимодействием. Форма таких реакций может быть различна. Прежде всего ядро можно просто бомбардировать потоками γ -квантов с энергиями в десятки и сотни МэВ. Ядра могут поглощать эти кванты с испусканием протонов, нейтронов и других частиц. Такие процессы называют фотоядерными реакциями. В фотоядерных реакциях проще, чем в реакциях под действием нейтронов и заряженных частиц, отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения.

При поглощении ядром γ -кванта, оно получает избыток энергии при том, что нуклонный состав остается неизменным. А ядро с избытком энергии — это составное ядро. γ -квант может поглотиться ядром только при выполнении необходимых спиновых и энергетических соотношений. В случае, когда сообщенная энергия ядру превышает энергию связи в ядре, то распад получившегося составного ядра протекает с испусканием нуклонов. Такой распад ведет к ядерным реакциям типа (γ, n) и (γ, p) , которые

называются фотоядерными, а явление испускания нуклонов из ядер под действием γ -квантов называется ядерным фотоэффектом.

Порог фотоядерной реакции (γ, n) может отличаться от энергии связи нейтрона в ядре, если спины ядра-мишени и ядра, остающегося после испускания нейтрона, значительно отличаются друг от друга, так как в этом случае для возможности испускания нейтрона ядро надо возбудить до более высоких энергетических состояний, обладающих соответствующим спином.

Фотоядерные реакции вызываются в основном поглощением дипольных γ -квантов, а зависимость сечения фотоядерных реакций от энергии имеет хорошо выраженный резонансный характер.

Схематически сечение фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до ≈ 1 ГэВ показано на рисунке 2. В сечении поглощения фотонов атомными ядрами σ_γ можно выделить четыре основные энергетические области, они обозначены цифрами I, II, III, IV.

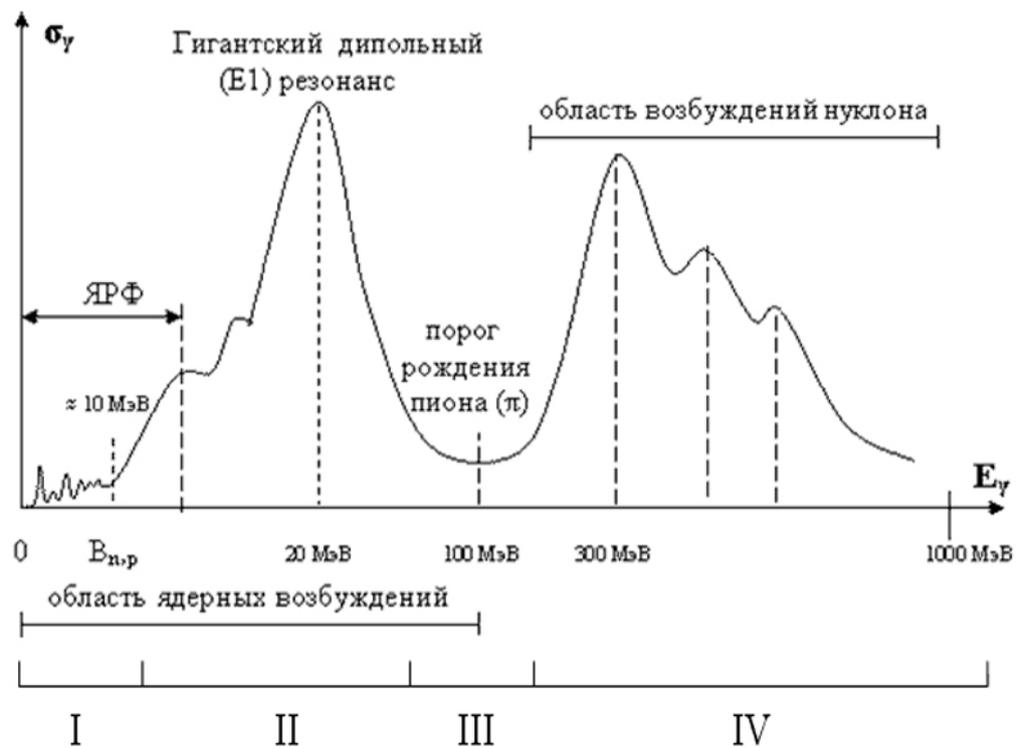


Рисунок 2. Схематическое представление сечения фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до $E_\gamma \approx 1$ ГэВ.

В области I энергия γ -кванта недостаточна для выбивания из ядра отдельных нуклонов или связанных систем из малого числа нуклонов (дейтрона, α -частицы и др.).

«Фотон, поглощаемый ядром, может возбуждать отдельные изолированные низколежащие ядерные уровни» [6]. При снятии такого возбуждения происходит излучение ядром одного или нескольких фотонов. Это явление носит название ядерной резонансной флуоресценции.

«В области II энергия поглощенного фотона достаточна для выбивания из ядра одного или нескольких нуклонов, а также систем из малого числа связанных нуклонов. Для тяжелых ядер возможно также деление (фотоделение). Все эти процессы объединяют термином фоторасщепление. Наиболее характерной особенностью этой энергетической области является наличие высокоэнергичных коллективных ядерных возбуждений, проявляющихся в мощных и широких максимумах, называемых гигантскими резонансами. Самый значительный из них обусловлен преимущественным поглощением электрических дипольных ($E1$) фотонов и поэтому называется гигантским дипольным резонансом (ГДР)» [6].

В области III, лежащей за максимумом ГДР и простирающейся вплоть до мезонного порога (135 МэВ), длина волны поглощаемого ядром фотона становится меньше радиуса ядра, и фотон преимущественно взаимодействует с системами из малого числа нуклонов, формирующимися внутри ядра (квазидейтрон, квазиальфа-частица и др.). «Ядерное фоторасщепление в этой энергетической области чаще всего начинается с расщепления этих связанных малонуклонных систем, главным образом квазидейтронов, и завершается испусканием ядром нескольких (до десяти) нейтронов» [6].

«Начиная с мезонного порога (область IV), фотон взаимодействует с отдельными нуклонами, переводя их в возбужденное состояние» [6]. Самым

низким из них является Δ -изобара, для её возбуждения требуется энергия фотона около 300 МэВ.

Нуклоны, испускаемы в результате прямого фотоядерного эффекта, уносят большую энергию. Их угловое распределение должно отличаться от изотропного. Нуклоны же, испускаемые после перераспределения энергии однонуклонного возбуждения по всем степеням свободы ядра, должны иметь малую энергию, и их распределение по энергии должно быть близким к максвелловскому. Эти выводы подтверждаются экспериментом.

Помимо фотоядерных процессов выделяют еще и электроядерные. Электроядерными называются процессы, в которых возникает электромагнитное взаимодействие при бомбардировке ядер заряженными частицами. Между фотоядерными и электроядерными процессами может возникать «конфликт». В случае, когда ядро бомбардируется ядрами атома гелия, последние будут взаимодействовать с ядром-мишенью как путем только ядерных сил, так и кулоновских. И только от энергии налетающей частицы E и заряда ядра-мишени Z будет зависеть какое из этих двух взаимодействий будет доминирующим. Ядерные силы являются короткодействующими, но очень интенсивными, поэтому эффективность их не практически не уходит за границы ядра. Кулоновские же силы менее интенсивны, но способны действовать на больших расстояниях от ядра, благодаря чему частицы высоких энергий могут свободно двигаться вблизи атомного ядра и инициировать ядерные реакции. В таком случае электромагнитные силы не играют значительной роли. Частицы низких энергий взаимодействуют с ядром только через кулоновские силы, так как такая частица не способна приблизиться к ядру. Причиной того является граничная энергия $E_{гр}$ α -частицы, равная кулоновской потенциальной энергии при соприкосновении ядра с частицей:

$$E_{гр} = \frac{2Ze^2}{R+r}, \quad (1.1)$$

где R – радиус ядра, r – радиус α -частицы. Для средних ядер энергия $E_{тр}$ довольно велика и близка к 10 МэВ. Еще большие значения имеют эти энергии для тяжелых ионов, например, для шестикратно заряженных ионов азота.

Налетающая массивная заряженная частица кулоновского взаимодействия с ядром может привести как к упругому, так и к неупругому рассеянию с кулоновским возбуждением ядра на одно из низколежащих возбужденных состояний.

Электроны, неподверженные ядерным взаимодействиям, взаимодействуют с ядрами только электромагнитным образом. Упругое рассеяние на атомных ядрах и отдельных нуклонах электронов высоких энергий дает возможность получить точные данные по форме распределения заряда в них.

Основным отличием фотоядерных реакций от электроядерных является то, что в первом случае происходит обмен γ -квантами, а во втором – виртуальными фотонами.

1.4 Мюоны

Мюоны, или μ -мезоны (уст.) – нестабильные заряженные частицы, со временем жизни $2,2 \times 10^{-6}$ секунды, спином $\frac{1}{2}$, изотопическим спином 0 и массой 206,9 электронных масс. Различают как отрицательно заряженные мюоны μ^- , так и положительно заряженные, являющиеся соответственно частицей и античастицей по отношению друг к другу. Мюоны являются лептонами, а значит они участвуют в электромагнитных и слабых электромагнитных взаимодействиях и не способны участвовать в сильных взаимодействиях.

В 1938 году американские физики С. Неддермейер и К. Андерсон впервые смогли обнаружить мюоны в космических лучах [10, стр. 170]. Сначала эту частицу пытались идентифицировать как частицу, которая,

согласно гипотезе японского физика Х. Юкавы, является переносчиком ядерных сил. Тогда мюон должен бы интенсивно взаимодействовать с ядрами атомов, но экспериментальные данные говорили о слабом взаимодействии такой частицы с веществом. Эта проблема решилась в 1947 году с открытием частицы π -мезон (пион), который был предсказан теорией Х.Юкавой и распадался на нейтрино и мюон.

Главным источником мюонов на ускорителях заряженных частиц высоких энергий и в космических лучах является распад пионов, а также каонов (K-мезонов), массово образующихся в столкновениях адронов, например протонов с ядрами:

$$\pi^+(K^+) \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

$$\pi^-(K^-) \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu,$$

Распадаются мюоны под действием слабых взаимодействий по схеме:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e [3, 10].$$

Указанные выше распады устанавливают время жизни мюона в вакууме. «В веществе μ^- способен существовать еще меньше: останавливаясь в веществе, его притягивает положительно заряженное ядро, образуя тем самым так называемый μ -мезоатом – систему, состоящую из отрицательно заряженного мюона, атомного ядра и электронной оболочки» [3, стр. 132].

Для легких элементов вероятность захвата μ^- ядром увеличивается пропорционально Z^4 и уже при $Z \approx 10$ сравнима с вероятностью распада μ^- . В случае для тяжелых элементов, время жизни останавливающихся μ^- устанавливается вероятностью их захвата ядром и в 20-30 раз меньше времени их жизни в вакууме.

Можно изобразить диаграмму Фейнмана (См. Рисунок 3) для распада μ^- на виртуальный W^- – бозон, который в свою очередь распадается на электрон и электронное антинейтрино. Иногда вместе с этими частицами образуется фотон, а также в одном из 10000 случаев еще один электрон и позитрон. При построении фейнмановской диаграммы нужно учитывать, что основной вклад вносит низшая по числу вершин диаграмма. Нельзя не упомянуть, что в каждой из вершин выполняются законы сохранения лептонных зарядов L_μ и L_e .

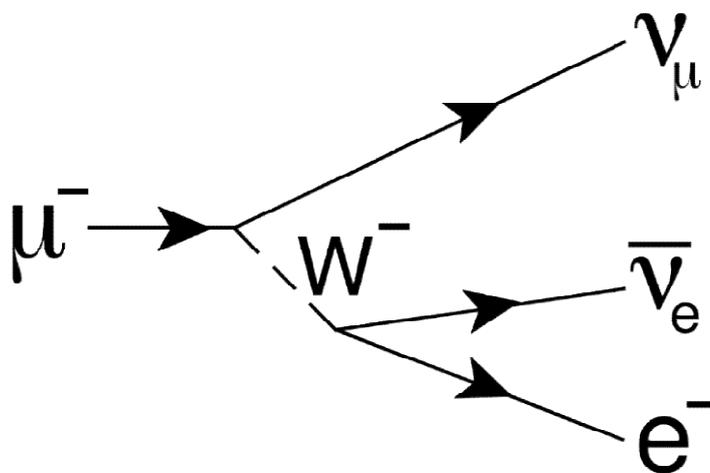


Рисунок 3. Распад мюона

Последние экспериментальные данные говорят о том, что мюон во всех известных взаимодействиях участвует в точности так же, как электрон или позитрон, отличаясь только своей массой. Такое явление называют $\mu - e$ – универсальностью [10]. Помимо массы, мюон отличается от электрона (позитрона) внутренним квантовым числом. Такое же различие присуще и соответствующим им нейтрино ν_μ и ν_e . Это подтверждается тем, что нейтрино, рождающееся вместе с мюоном, не вызывает рождения электрона при столкновении с нуклонами, а также тем, что не наблюдается безнейтринных распадов.

Мюоны высоких энергий, в силу игнорирования ядерных взаимодействий, останавливаются в веществе только за счет

электромагнитных взаимодействий с ядрами вещества и электронами. До энергий порядка 10^{11} — 10^{12} эВ мюоны теряют энергию в основном на ионизацию атомов среды, а при более высоких энергиях становятся существенными потери энергии за счёт рождения электрон-позитронных пар, испускания γ -квантов тормозного излучения и расщепления атомных ядер. Поскольку масса электрона много меньше массы мюона, потери энергии быстрых мюонов на рождение пар и тормозное излучение значительно ниже, чем потери энергии быстрых электронов на тормозное излучение (или γ -квантов на рождение пар e^+e^-). Эти параметры обуславливают высокую проникающую способность мюонов в сравнении как с адронами, так и электронами и γ -квантами. Как итог, мюоны космических лучей способны не только легко проходить через атмосферу Земли, но и проникать большие расстояния внутрь грунта. В подземных экспериментах мюоны космических лучей с энергией 10^{12} — 10^{13} эВ регистрируются на глубине нескольких км.

1.5 Расщепление ядер под действием мюонов

Еще в 1947 году, почти одновременно с открытием π^- -мезонов, были произведены опыты по ядерному захвату остановившихся отрицательных мюонов (μ^-), результаты которых резко противоречили предположению о их участии в сильном (ядерном) взаимодействии. В целях дальнейшего изучения ядерных взаимодействий мюонов естественно было перейти к опытам на больших глубинах, где все ядерно-активные частицы (нуклоны, π^- -мезоны) практически целиком поглощены и уже не могут создавать сколько-нибудь заметного «фона» для ядерных процессов.

Прямые указания на ядерные расщепления под действием быстрых мюонов (средняя энергия $\sim 10^{10}$ эВ) были впервые получены в 1950 году методом ядерных фотоэмульсий [24] на глубинах 60 метров водного эквивалента. Значительная часть «звезд» - событий фоторасщепления ядер фотоэмульсии под действием мюонов, в этих опытах могла быть объяснена за счет непосредственного взаимодействия релятивистского мюона с ядром, а

остальные – за счет нуклонов и, частично, фотонов, испускаемых мюонами. Наличие определенного количества нуклонов, а также остановившихся в фотоэмульсии π^- -мезонов, оказалось возможным связать с вылетом этих частиц в «звездах», непосредственно создаваемых мюонами. Авторы дают также приближенное количественное объяснение наблюдаемой величине эффективного сечения для генерации «звезд» мюонами ($\sim 10^{-29} \text{ см}^2$), исходя из преобразования электромагнитного поля движущегося мюона в спектр виртуальных фотонов и величины эффективного сечения для генерации π^- -мезонов фотонами.

При этом весь процесс рассматривается как внутриядерная конверсия π^- -мезона, рожденного виртуальным γ -квантом.

В опубликованной работе Коккони и Тонджиорджи [18] тот же самый процесс с участием быстрых мюонов исследуется уже совсем другим методом. Пользуясь системой нейтронных счетчиков со специальным отбором совпадений, происходило регистрирование (с эффективностью $\sim 5\%$) рождения групп нейтронов в толстом слое вещества (Pb или Al), что значительно повысило статистическую точность наблюдений по сравнению с методом ядерных фотоэмульсий (где используется лишь тонкий слой фотоэмульсии).

Вид установки (спереди) показан на рисунке 4: 12 нейтронных счетчиков НС были соединены в параллель и давали импульсы на специальную радиосхему с девятью каналами. Каждый канал срабатывал при наличии определенного числа (m) импульсов, идущих один за другим с промежутком времени не свыше 160 мксек (это время соответствует среднему времени торможения нейтронов с энергией порядка нескольких МэВ).

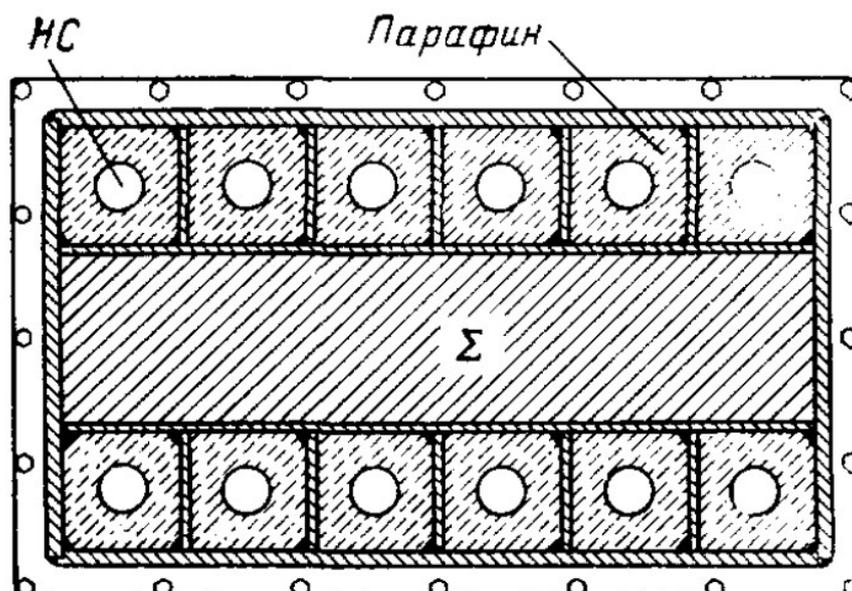


Рисунок 4. Вид установки (спереди) нейтронных счетчиков из опыта Коккони и Тонджиорджи

Такая система позволяла регистрировать рождение групп нейтронов с хорошей статистической точностью при малом числе случайных совпадений (~10 «полезных» случаев в час на глубине 20 м H_2O для $m = 2$ при «фоне» случайных совпадений 0,1% даже на глубине 1 м H_2O). При опускании всей установки в воду озера на различные глубины (вплоть до 60,5 м), авторы получили изображенные на рисунке 5 кривые для зависимости числа совпадений различной кратности $F(m)$ от глубины наблюдения. Кривые поглощения здесь приведены только для случая, когда нейтроны рождались в 10-см свинцовом блоке, однако аналогичные результаты были получены и для фильтра из 10 см Al . На том же рисунке 5 приведены соответствующие кривые поглощения адронной компоненты (N -компонента), имеющей пробег ~ 160 г/см² H_2O и одиночных мюонов, пробег которых составляет ~ 4000 г/см² (для 10 м H_2O). Совместный анализ всех кривых показывает, что регистрируемые установкой группы нейтронов на глубине в несколько метров воды убывают в числе параллельно с ходом поглощения N -компоненты, но, начиная примерно с глубины 10 м, они уже целиком обусловлены быстрыми мюонами.

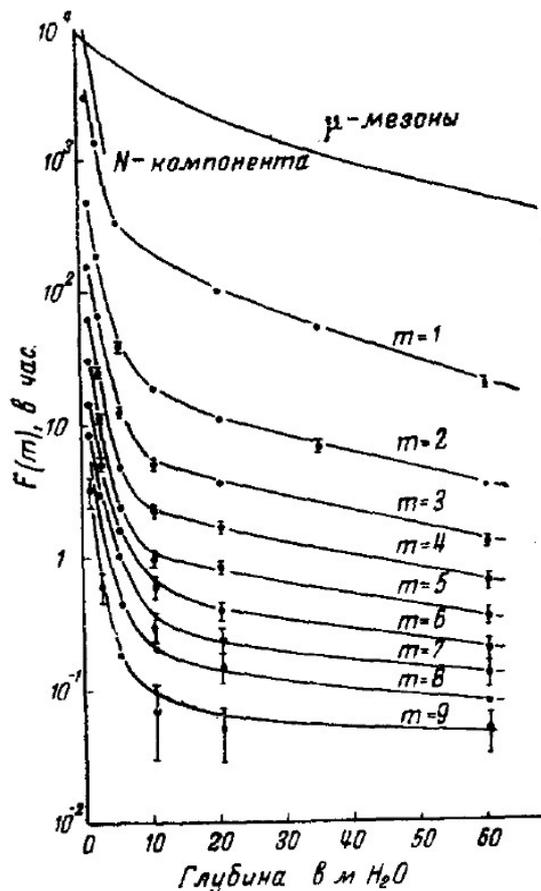


Рисунок 5. Кривые для зависимости числа совпадений различной кратности $F(m)$ от глубины наблюдения

Кроме того, в работе получены кривые распределения числа совпадений по кратности m как для различных толщин свинца Σ на воздухе, так и для толстых фильтров (10 см Pb и 10 см Al) на больших глубинах. При этом оказалось, что для случая $\Sigma - 10$ см Pb распределение $F(m)$ на всех глубинах имеет примерно одинаковую форму, плавно спадающую с увеличением m и соответствует средней кратности процесс 16 – 20 нейтронов в одном акте. Этот факт означает, что наблюдаемое на больших глубинах явление ни коей мере нельзя свести к «тривиальным» эффектам рождения нейтронов за счет реакции типа (γ, n) или захвата остановившихся отрицательных мюонов ядрами. С уменьшением толщины свинцового фильтра Σ , так же, как и в переходе от свинца к алюминию, средняя кратность генерации нейтронов резко уменьшается; это находит естественное объяснение [27]. в том, что для ядерных расщеплений под действием

отрицательных мюонов, ведущих к генерации нейтронов, ядерно-каскадный процесс как вне ядра, так и внутри него играет ту же роль, что и для обычных расщеплений.

Для того чтобы определить эффективное сечение для ядерных расщеплений, вызываемых отрицательными мюонами, необходимо вычесть из общего эффекта, регистрируемого на глубине 20 м Н₂О, «фон», связанный с реакцией (γ , n) и с захватом медленных мезонов (этот «фон» составляет соответственно $1,5 \times 10^{-28}$ см²/нуклон и $1,3 \times 10^{-28}$ см²/нуклон в расчете на один мюон), причем получается эффективное сечение $\sigma_{\mu} = 1,7 \times 10^{-29}$ см²/нуклон. Вводя некоторую поправку, учитывающую влияние ядерно-активной компоненты, рожденной отрицательными мюонами вне установки (в воде), можно получить окончательный результат $\sigma_{\mu} = (1 \pm 0,5) \times 10^{-29}$ см²/нуклон; это относится к средней энергии мюонов, равной 6×10^9 эВ.

Подробный анализ изложенного выше экспериментального материала был сделан в теоретической работе Хаякава [27]. Механизм процесса состоит во внутриядерной конверсии π^{-} -мезонов, рожденных виртуальными фотонами электромагнитного поля быстрых мюонов. Таким образом, нет необходимости привлекать к рассмотрению число ядерное взаимодействие отрицательных мюонов со сравнительно большим эффективным сечением или допускать существование каких-либо неизвестных еще частиц в составе проникающей компоненты космических лучей под землей.

Следует добавить, что наличие внутриядерного каскадного процесса в данном случае может привести к рождению ливней из π^{-} -мезонов, наблюдавшихся на больших глубинах. Кроме того, естественным следствием рассматриваемого процесса должно быть как заметное аномальное рассеяние достаточно быстрых мюонов, так и наличие дополнительных (помимо ионизационных и радиационных) потерь энергии, которые следует учитывать при анализе кривой поглощения космических лучей на больших глубинах. Процессы аномального рассеяния проникающих частиц и рождения

проникающих ливней (в свинце) наблюдались [25] 60 м H_2O с помощью годоскопической установки.

ГЛАВА 2. МЕТОД ЯДЕРНЫХ ФОТОЭМУЛЬСИЙ

Непосредственное фотографирование следов заряженных частиц в ядерных эмульсиях имеет обширную область применения [5] и не утрачивает актуальности даже несмотря на бурное развитие иных методов регистрации в ядерной физике. С его помощью можно исследовать взаимодействия с участием частиц очень большой энергии, которые встречаются лишь в космическом излучении, а также исследовать когерентное рождение мезонов во взаимодействиях частиц с ядрами, измерять сечения фрагментации и изучать подробно частицы с очень малым временем жизни.

2.1 Ядерная эмульсия – трековый детектор.

«Ядерная фотографическая эмульсия состоит из большого числа мелких кристаллов галоидного серебра (главным образом бромистого, но с небольшой примесью йодистого), распределенных в желатине. Линейные размеры кристаллов колеблются от 0,1 мкм до 1 мкм» [12]. При действии ионизирующих частиц или квантов света на эмульсию, в последней происходят изменения, проявляющиеся в трансформации зерен в частицы металлического серебра после обработки эмульсии смесью восстановителя. Образовавшееся серебро кажется черным, так как сформировано из мелкодисперсных кристаллических агрегатов.

На сегодняшний день используются для поиска треков заряженных частиц фотографические ядерные эмульсии, отличающихся от обычных двумя факторами:

1. «отношение количества галоидного серебра к желатину в ядерной эмульсии приблизительно в 8 раз больше, чем у обычной;
2. толщина слоя ядерной эмульсии превышает, как правило, в 10-100 раз толщину современной эмульсии. Кроме того, в современных условиях ядерные эмульсии часто применяются в

виде отдельных слоев, лишенных стеклянной подложки» [12, стр. 37].

«Основными компонентами ядерной эмульсии являются:

1. галоидное серебро – главным образом бромистое, обладающее плотностью $6,47 \text{ г/см}^3$;
2. желатин и пластификатор (например, глицерин);
3. вода» [12, стр. 37].

Форма микрокристаллов галоидного серебра в ядерной эмульсии может изменяться от кубической до сферической, что обусловлено методом ее изготовления. Размеры микрокристаллов также неодинаковы для эмульсий разных типов: для эмульсий типа Ильфورد С2 линейные размеры достигают $0,15 \text{ мкм}$, когда для эмульсий Диммерса это всего $0,08 \text{ мкм}$.

«Желатин и пластификатор содержат следующие элементы: углерод, азот, кислород, водород и серу. Желатин представляет собой сложное вещество, вследствие чего неизбежно существует незначительная разница в химическом составе желатина, поставляемой различными изготовителями» [12, стр. 37].

В качестве пластификатора в эмульсиях используют глицерин, благодаря которому снижается хрупкость и образуются пластические деформации при образовании в слое напряжения [12]. Второе играет важную роль при экспонировании пластин в вакууме. Иначе, при отсутствии пластификатора, эмульсия способна оторваться от стекла. И часто случается так, что стекло разрушается под действием сил натяжения, так как эмульсия высыхает, а ее сцепление со стеклом велико.

В эксперименте по изучению состава первичных космических лучей ядерные эмульсии были подняты на высоту порядка тридцати тысяч метров.

Тогда в составе этих лучей были обнаружены протоны, ядра атома гелия и более тяжелых элементов, вплоть до железа (См. Рисунок 6).

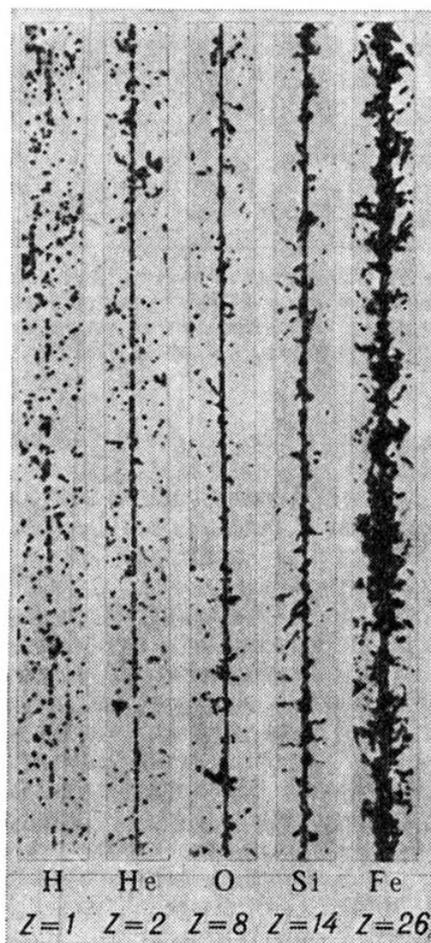


Рисунок 6. Следы ядер первичных космических лучей в ядерной фотоэмульсии

«С появлением коллимированных пучков частиц на ускорителях стало возможно исследовать пробег частиц в эмульсии, изучить зависимость плотности почернений на следах частиц от их массы, заряда и энергии» [38]. Плотность почернений на следах протонов оказалась меньше, чем на следах α -частиц, имеющих одинаковые энергии. Было показано что плотность почернений на следах частиц зависит от удельных ионизационных потерь энергии, которые заряженная частица испытывает при прохождении через вещество. Все это, при измерении массы и заряда частицы, дает возможность определить тип частицы, ее время существования, энергию и характеристики распада. Экспонировались фотографические эмульсии космическими лучами в горах и на воздушных баллонах в атмосфере. Благодаря изучению эмульсии

было показано, что ядра, находящиеся в ней, способны распадаться на большое количество осколков под действием космических лучей.

Изучение заряженных частиц методом ядерной фотографической эмульсии имеет и свои недостатки. «Сложность состава вещества фотоэмульсии не позволяет однозначно ответить на вопрос, с каким ядром произошло взаимодействие налетающей частицы» [4]. Но эта проблема может решаться путем введения дополнительных химических элементов в состав ядерной эмульсии и использованием критериев отбора изучаемых треков. Еще одним недостатком метода является малая скорость обработки стопок ядерной эмульсии, что влечет большой расход времени на набор статистики. Метод ядерных фотографических эмульсий все чаще и чаще используется совместно с электронными методами идентификации событий. Примером может служить эксперимент по изучению нейтринных осцилляций OPERA [20, 33].

2.2 Треки мюонов в ядерных эмульсиях

Распознавание мюонов в ядерных эмульсиях может быть выполнено на основании характерных вторичных процессов, происходящих в конце их пробега. Когда положительный мюон достигает конца пробега, он распадается с испусканием позитрона, след которого в хорошо проявленной электронно-чувствительной эмульсии может быть обнаружен с вероятностью 95%. Вследствие этого появления следа быстрой вторичной частицы с близкой к минимуму плотностью зерен указывает на то, что первичная частица является мюоном. Неоднозначность подобной идентификации связана с тем, что К-мезоны и заряженные гиперiony могут дать сходные по внешнему виду эффекты (См. Рисунок 7).

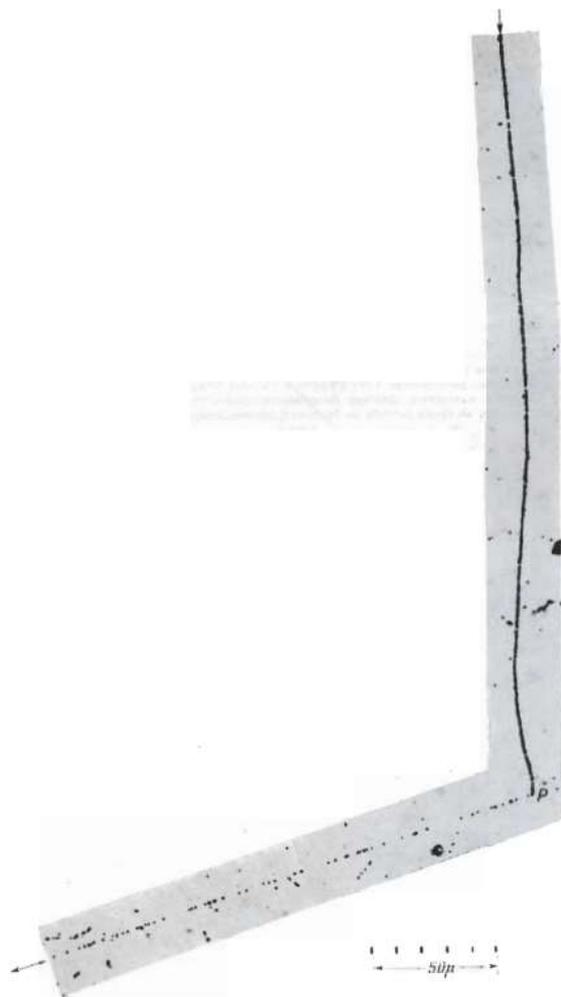


Рисунок 7. Первый зарегистрированный случай распада тяжелого мезона.

Эмульсия Ильфорд G5

Однако, вследствие большого различия между К-мезонам и гиперонам с одной стороны, и мюонам – с другой, можно отличить легкие частицы от тяжелых вблизи конца пробега. Если следы имеют длину порядка 3 мм или больше, то убедительная идентификация может быть осуществлена путем определения масс. Важный пример использования этого метода идентификации мюонам показан на рисунке 8.

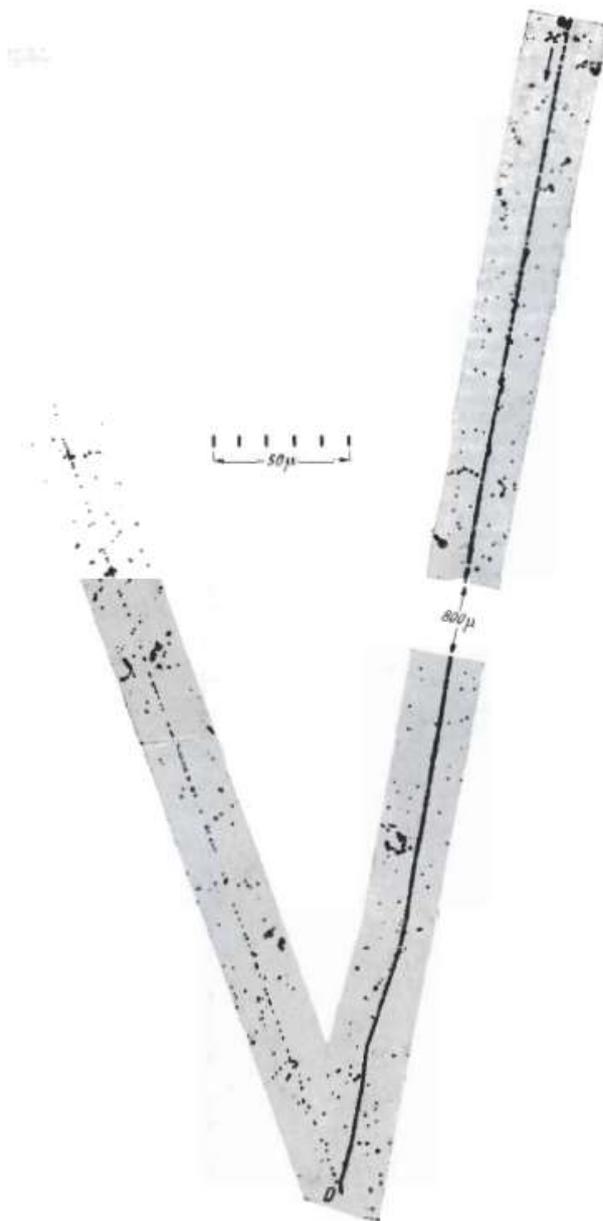


Рисунок 8. Распад мюона, выпущенного с энергией 34 МэВ. Длина следа первичной частицы 1.5 мм.

Наблюдение следа β -частицы распада не позволяет установить знак заряда мюона, поскольку приблизительно в 40% случаев отрицательные мюоны останавливаются в желатине и захватываются на атомные орбиты легких элементов (С, N, O); затем еще до того, как произойдет взаимодействие с ядром, они почти всегда распадаются с испусканием электрона.

Предполагается, что μ^- в весьма редких случаях могут давать двухлучевые «звезды», возникающие в результате их захвата ядрами. Однако энергия таких заряженных частиц, наблюдавшихся при данном взаимодействии, бывает весьма мала, вследствие чего их пробеги оказываются короче. Отрицательный мюон взаимодействует лишь с одним протоном, захватившего его ядра: $p + \mu^- \rightarrow n + \nu^0$. В результате этого процесса нейтрон получает энергию порядка 10 МэВ, причем все заряженные частицы, наблюдаемые в возникающем расщеплении, появляются за счет взаимодействия нейтрона с нуклонами при выходе его из ядра. Вследствие этого приблизительно 10% всех расщеплений имеет вид однолучевых «звезд» и значительно меньшая часть – двухлучевых «звезд», причем образовавшиеся частицы обладают очень короткими пробегами [23, 24, 32].

Если захват мюона не сопровождается испусканием заряженных вторичных частиц или появляется всего одна такая частица, то истолкование данного случая оказывается значительно более затруднительным. Так, например, 7.5% мюонов, остановившихся в кристаллах бромистого серебра, дают однолучевые «звезды», а остальные не вызывают видимых расщеплений.

2.3 События с образованием α -частиц, при расщеплении углерода и других ядер из состава эмульсии

Изучение реакций фоторасщепления четно-четных ядер с выходом α -частиц традиционно всегда представляло интерес с точки зрения как проверки α -кластерной структуры ядер, так и исследования квазиальфа-частичного механизма взаимодействия электромагнитного излучения с ядерным веществом.

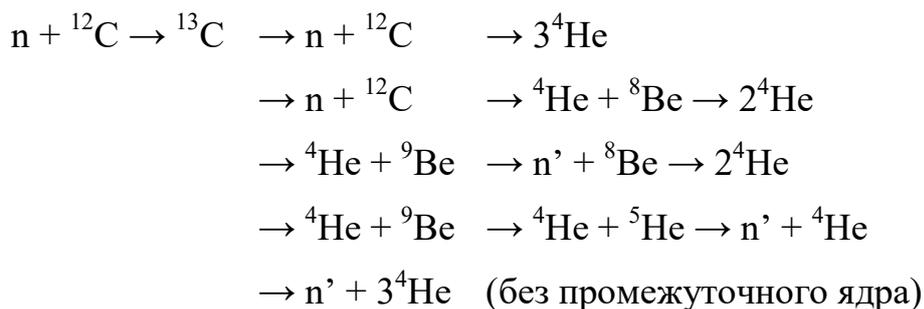
В свое время были предприняты попытки интерпретации экспериментальных данных по фоторасщеплению ядер с выходом α -частиц на основе модели составного ядра [36]. Однако так и не удалось получить согласия между предсказаниями теории и результатами эксперимента по

энергетическим спектрам α -частиц ни при каких допустимых значениях температуры ядра [8].

Впервые реакция фоторасщепления ядра ^{12}C на три α -частицы была обнаружена при исследовании фотоэмульсий, облученных пучком γ -квантов с энергией 17.6 МэВ [29].



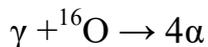
Похожая ситуация происходит при облучении ядерной эмульсии нейтронами с энергией порядка 14 МэВ. Под действием налетающих частиц происходит расщепление ^{12}C на три α -частицы с испусканием нейтрона $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$. И, в соответствии с теорией составного ядра, если допустить существование промежуточных ядер, например, ^{12}C , ^9Be , ^8Be , ^5He , то получится несколько вариантов деления, а именно:



Кроме того, в фотопластинках встречаются трехлучевые звезды, которые соответствуют не реакции расщепления $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$, а реакции захвата:



В своей работе Говард [26] обнаружил и идентифицировал четырехлучевые звезды как события фоторасщепления ядра ^{16}O на четыре α -частицы в фотоэмульсиях, облученных пучком тормозных γ -квантов от бетатрона с максимальной энергией 70 МэВ.



2.4 Зависимость пробег-энергия для α -частиц в фотоэмульсии

Заряженные частицы большой массы взаимодействуют преимущественно с электронами на атомных оболочках, приводя атомы в ионизированное состояние. Проходя через вещество, такая заряженная частица дискретными порциями теряет энергию, совершая десятки тысяч соударений с электронами вещества. Но при рассмотрении конечного пробега данный процесс можно считать непрерывным. Имея начальную энергию E , частица, пройдя некоторое расстояние R в веществе, истратит собственную энергию на создание ионных пар, количество которых будет определяться начальной энергией заряженной частицы. Благодаря этому можно считать, что существует зависимость между пробегом частицы в веществе и ее энергией. Зная эту зависимость, можно определить начальную энергию E частицы, определив величину ее пробега.

Зависимость энергетических потерь заряженной частицы от ее скорости может быть представлена как

$$\frac{dE}{dR} = Z^2 f(v), \quad (2.1)$$

где Z – заряд частицы. Из этого выражения, если записать E в виде функции зависимости от скорости, следует, что

$$F(v) = \frac{Z^2}{M} R. \quad (2.2)$$

То есть отношение пробега частицы с зарядом Z и массой M к пробегу протона, обладающего той же скоростью, равно $\frac{Z^2}{M}$.

В случае α -частиц отношение $\frac{Z^2}{M}$ близко к 1, откуда следует, что протоны и α -частицы с равными скоростями должны иметь почти одинаковые пробеги. Однако в действительности между ними наблюдается некоторое различие что объясняется подхватом двухзарядным ионом гелия одного или двух электронов среды при торможении.

Указанное явление приводит к уменьшению эффективного заряда частицы, вследствие чего простое соотношение (2.2) перестает быть справедливым. Проявляется этот эффект лишь в самом конце пробега и вследствие этого мало влияет на соотношение пробег – энергия. Согласно Уилкинсу [37], зависимость пробег-энергия для α -частиц может быть получена из аналогичной зависимости для протонов при помощи соотношения

$$R_p(E) = 1,0069R_\alpha(3,973E) - c, \quad (2.3)$$

где $R_p(E)$ и $R_\alpha(E')$ – измеренные в микронах пробеги протона и α -частицы, обладающие соответственно энергиями E и E' МэВ, а c – постоянная, равная приблизительно 1,5 μ .

Для α -частиц зависимость пробег-энергия неоднократно исследовалась экспериментальным путем. Латтес, Кюер, Фаулер получили наиболее полные данные в своих работах [30, 31] для эмульсий Ильффорд В1, а Брандер и др [18, 34] для эмульсий Ильффорд С2. Как выяснилось, тормозная способность эмульсий типов Кодак NT2а и Ильффорд В1, В2, С2, С3, Е1, G5 практически неразличима [34, 35]. А так как кривые зависимости пробег-энергия для эмульсий Истмен-Кодак очень близки к аналогичным кривым для других эмульсий и так как по своему химическому составу эмульсии разных производителей практически идентичны, то можно говорить о справедливости полученных результатов для всех эмульсий, которые изготавливаются в настоящее время.

Результаты измерений [31] для α -частиц до энергии 13 МэВ приведены в таблице 2. Для энергий выше 2 МэВ точность приведенных значений $\pm 2\%$. Камерини и Латтес [16] проэкстраполировали эти результаты до 35 МэВ с предполагаемой точностью $\pm 8\%$

Таблица 2.1.

Зависимость пробег-энергия для α -частиц в эмульсии Ильфорд В1
(измерения проведены до энергии 13,0 МэВ и далее экстраполированы)

энергия, МэВ	пробег α- частицы(мкм)	энергия, МэВ	пробег α- частицы(мкм)
0,5	2,1	8,5	45,3
1,0	3,52	9,0	49,5
1,5	4,96	9,5	53,7
2,0	6,54	10,0	58,0
2,5	8,34	10,5	62,6
3,0	10,38	11,0	67,6
3,5	12,60	11,5	72,7
4,0	15,0	12,0	77,8
4,5	17,65	12,5	83,4
5,0	20,5	15,0	117
5,5	23,6	20,0	201
6,0	26,7	25,0	315
6,5	30,0	30,0	464
7,0	33,6	35,0	653

ГЛАВА 3. Анализ облучения фотоэмульсий пучком мюонов с энергией 160 ГэВ

3.1 Облучение эмульсии на установке COMPASS в Церне

Облучение ядерных эмульсий производства НПО «Славич» было выполнено на мюонном пучке (μ^-) с энергией 160 ГэВ на установке Компас (COMPASS) в Церне в 2014 году. Одной из целей облучения являлось – тестирование фотоэмульсионных слоев, производимых НПО «Славич», г. Переславль-Залесский, Россия в условиях высоких энергий, интенсивностей пучков и большого интервала между этапами облучения и проявкой. Слои ядерных эмульсий помещались в гало пучка (25 см от оси), где интенсивность мюонов составляла 10^6 частиц/см² в цикл. Результаты облучения эмульсий толщиной 100 мкм опубликованы в работе [11]. В 2017 г. было выполнено дополнительное облучение слоев толщиной в 200 мкм. Облучение преследовало цель увеличить статистику взаимодействий $\mu + {}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, которая в предыдущем случае составило 72 события. Столь малый выход (количество найденных событий) обусловлен сечением неупругого взаимодействия мюонов с веществом $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ барн (10^{-24} см²) умноженным на вероятность канала ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и характером облучения. Поток мюонов был направлен перпендикулярно плоскости эмульсионного слоя (поперечное облучение эмульсий) с целью снизить дополнительный фон от треков мюонов, который значительно выше в случае продольного облучения. Сканирование фотоэмульсионных слоев, поиск событий ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ проводились в ЛФВЭ ОИЯИ. Определение характеристик треков (энергии, импульса) образующихся α -фрагментов осуществлялась на основе зависимости пробег-энергия с применением моделирования в SRIM и Geant4. Углы вылета фрагментов измерялись непосредственно на микроскопе в ЛФВЭ ОИЯИ.

3.2 Моделирование реакции фоторасщепления ^{12}C

На рисунке 9 приведена фейнмановская диаграмма рассеяния мюона на ядре ^{12}C . Взаимодействие осуществляется посредством виртуального фотона, передаваемый при этом импульс достаточен для расщепления углерода на три α -частицы. В электроядерных процессах происходит обмен виртуальным фотоном, схожесть фотоядерных реакций и электроядерных создает дополнительную путаницу в терминологии. Применяя здесь термин фоторасщепление или фотоядерный процесс, подразумеваем реакции под действие фотонов (γ -квантов) реальных или виртуальных.

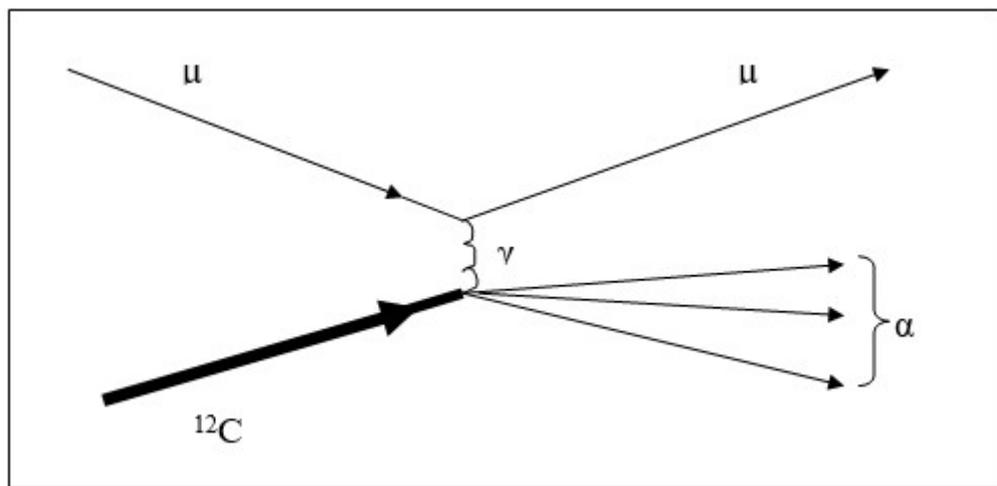


Рисунок 9. Фейнмановская диаграмма рассеяния мюона на ядре ^{12}C . Взаимодействие осуществляется посредством виртуального фотона, передаваемый при этом импульс достаточен для расщепления углерода на три α -частицы.

Так фотоядерное расщепление ^{12}C на три α -частицы под действием мюонов осуществляется в Geant4 с использованием встроенного пакета физических процессов CHIPS. Использование пакетов физических процессов рекомендовано разработчиками для начинающих исследователей, т.к. позволяет избежать дополнительных ошибок в проектировании расчетных приложений. Фоторасщепление ядра (photonuclear process) ^{12}C идет под действием мюонов в результате обмена виртуальными фотонами [22]. Детальное описание алгоритма CHIPS дано в диссертационной работе [9]. Ядерные силы, удерживающие нуклоны в ядре, могут приводить к

образованию структур из групп нуклонов, именуемых кластерами. Нуклоны в кластерах связаны кварк-обменными взаимодействиями значительно сильнее, чем квази-свободные нуклоны. Между нуклонами кластеров постоянно происходят кварковые обмены, обуславливающие это, но недостаток энергии не позволяет нуклонам вылетать из ядра, когда ядро находится в основном состоянии. Если же фотон привносит в ядро дополнительную энергию и импульс, то он может разрушить один из кластеров и тем самым уменьшить энергию связи ядра, то есть возбудить ядро. В зависимости от вносимой энергии и типа ядра [9] может наблюдаться испускание не только отдельных нуклонов из ядра, но и выбивание отдельных кластеров, снятие возбуждения ядра остатка также прослеживается. Преимуществом использования транспортного кода Geant4 является возможность проследить треки образующихся фрагментов, связать длину трека с энергией (импульсом) вылетающего в результате расщепления фрагмента и, в дальнейшем использовать эти данные для восстановления характеристик событий фоторасщепления $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в эксперименте (см. Рисунок 10).

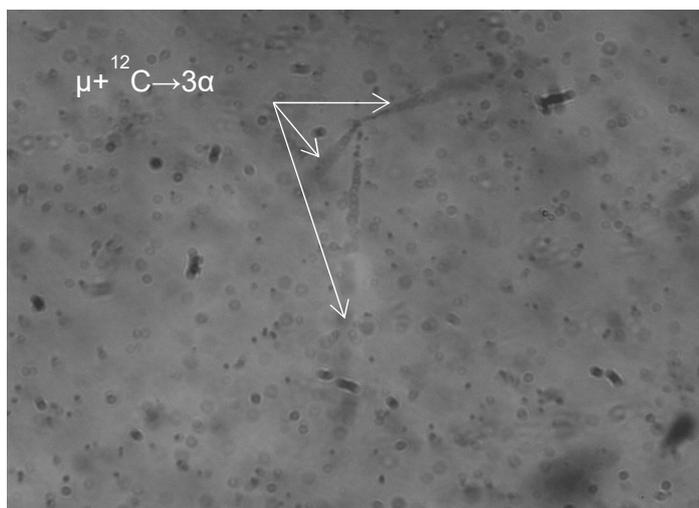


Рисунок 10. Пример события расщепления ядра углерода ^{12}C высокоэнергичным мюоном (в поперечном облучении)

Фотоэмульсии облучались в гало пучка, где концентрация частиц, обычно, ниже, чем вблизи оси. Фотографические эмульсии представляли

собой тонкие 100 (200) мкм слои 10 x 10 см². Для моделирования использовался объем 10 x 10 x 10 см³ (См. Рисунок 11). Была проведена симуляция прохождения 10⁶ мюонов с кинетической энергией 160 ГэВ через указанный объем. В результате было получено 55 событий расщепления $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ под действием мюонов. Дальнейшее сравнение экспериментальных данных идет именно с данной выборкой. В результате сканирования двух партий эмульсии было найдено 154 события расщепления $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$.

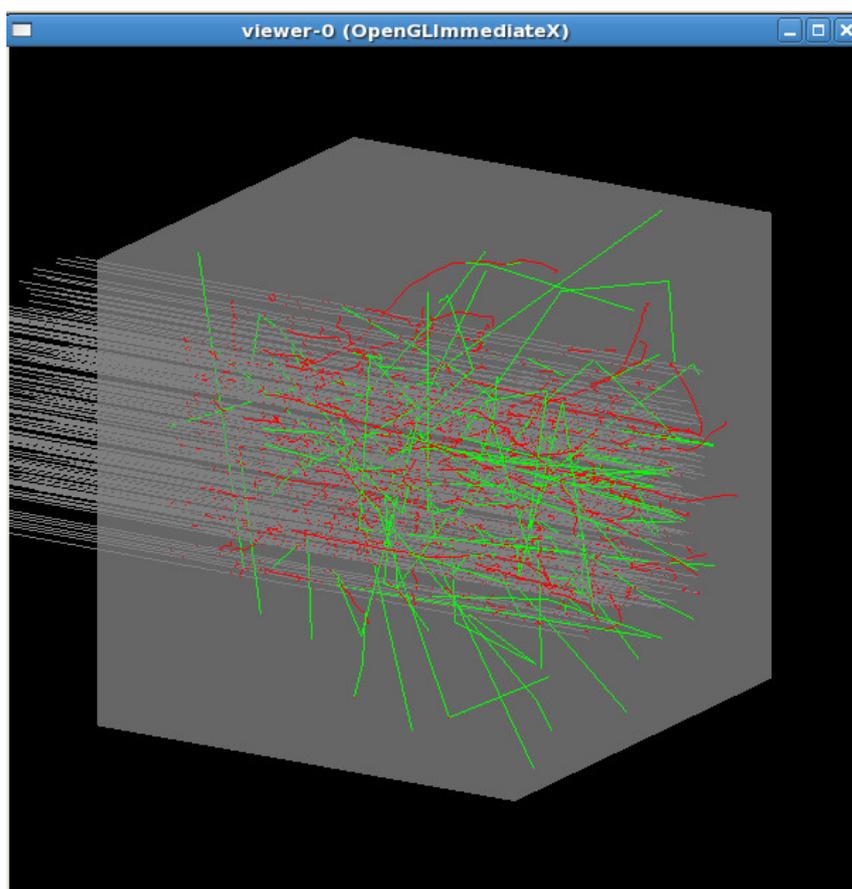


Рисунок 11. Изображение проведенных 200 треков μ^- через объем фотоэмульсий в Geant4 (средствами библиотеки OpenGL). Синий цвет – треки α -частиц, серый – мюоны, красный – электроны, зеленый – фотоны.

Стоит отметить, что фоторасщепление ядра ^{12}C не является единственным наблюдаемым неупругим процессом под действием мюонов. Данные моделирования свидетельствуют о том, что могут быть зафиксированы и реакции фоторасщепления других ядер из состава эмульсии, тормозное излучение, рождение пар и т.д. Ограниченность в

ресурсах и времени не позволили провести обработку слоев полностью, поисковый триггер был настроен на поиск трехлучевых событий – кандидатов в фоторасщепление ^{12}C (См. Рисунок 9).

3.3 Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования

Проводя моделирование какого-либо процесса, на выходе получают требуемые спектры (углы энергии импульсы) для рожденных частиц - фрагментов. В ядерной фотоэмульсии доступны для наблюдения треки, для перехода от метрических значений (длин треков) к энергетическим (энергиям, импульсам) используют зависимость пробега от энергии для трекового детектора $E(L)$. Для данного эксперимента использовалась зависимость

$$E_{kin}(L) = -0.677 \cdot \text{Log} \left(\frac{L}{\text{мкм}} \right) + 1.746 \cdot \sqrt{\frac{L}{\text{мкм}}} - 1.638 \cdot \text{МэВ} \quad (3.1)$$

(зависимость пробег/энергия). На рисунке 12 (А) приведены распределения по длине пробега (трека α -частицы) и кинетической энергии α -частиц для модельных данных фоторасщепления $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. На рисунке 12 (Б) приведены соответствующие спектры для L и E_{kin} α -частиц, полученных в эксперименте. И если экспериментальный спектр для E_{kin} α -частиц является вторичным измерением, то спектр длин треков α -частиц является прямым измерением.

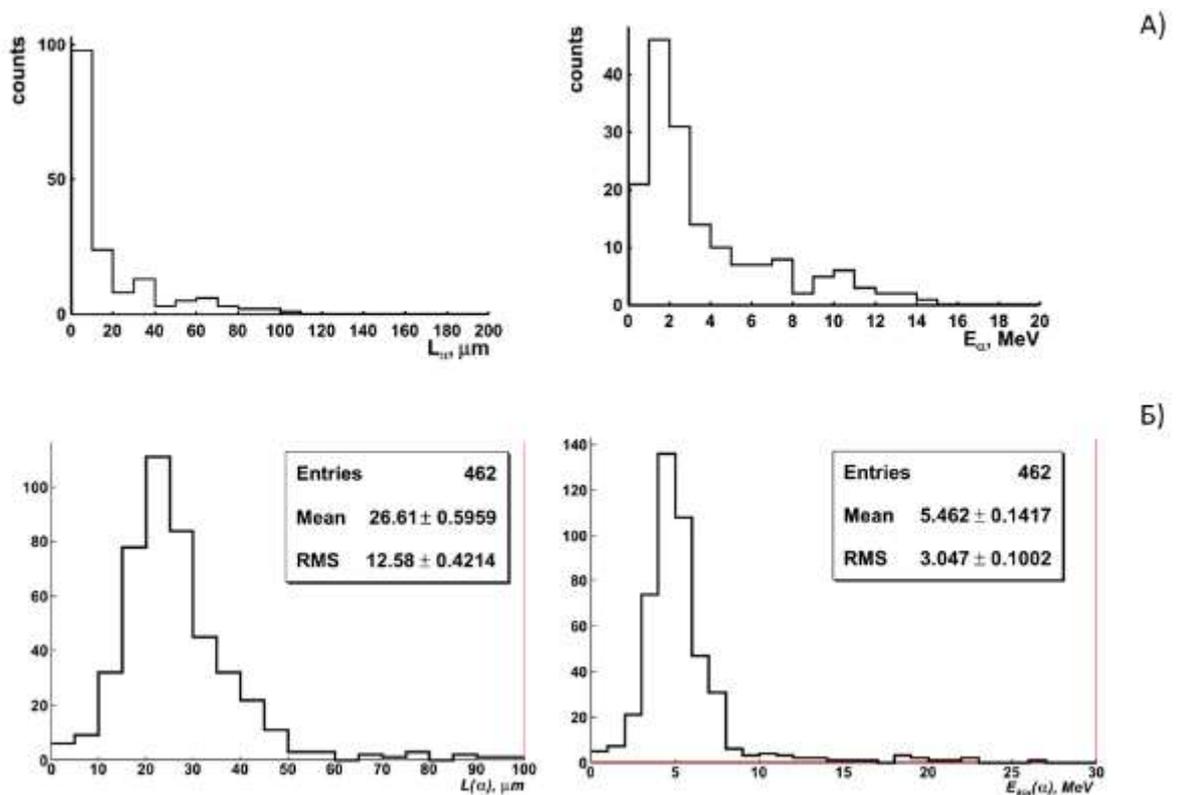


Рисунок 12. Распределения по длинам треков и кинетическим энергиям α -частиц, образованных в реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ для модельных данных – А) и экспериментальных данных – Б).

Разница в форме спектров очевидна, но как это может интерпретироваться? Например, события с треками в несколько микрон неотличимы от фона (нескольких проявленных зерен). Такие события сложно фиксировать и здесь, определенно, наблюдается ограничения на использования эмульсий НПО «Славич» с размером зерна 0,4 - 0,6 мкм. Для наблюдения доступны события, характеризующиеся большими длинами α -частиц. Если в событии один трек из трех длиной $2-4 \mu\text{m} \leq L$ такое событие, тоже, скорее всего, будет отнесено к фону, т.к. остальные два трека не образуют «трехлучевую звезду». Необходимы фотоэмульсии с меньшей зернистостью. Тем не менее, часть событий в диапазоне длин треков α -частиц от 5 мкм до 100 мкм могут быть успешно зарегистрированы при сканировании.

В проекте Беккерель для оценки энергии возбуждения Q системы используют величину инвариантной массы M (системы из n -фрагментов

$$M^2 = (\sum P_i)^2, \quad (3.2)$$

где P_i – четырехимпульс i -й α -частицы) за вычетом суммы масс покоя образующихся фрагментов. Для анализа пар α -частиц и поиска событий с промежуточным каналом ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ используется величина $Q_{2\alpha}$ рассчитываемая по формуле:

$$M_{2\alpha} = [2(m_\alpha^2 + E_{\alpha 1}E_{\alpha 2} - p_{\alpha 1}p_{\alpha 2} \cos(\Theta_{12}))]^{1/2}, \quad Q_{2\alpha} = M_{2\alpha} - 2 \cdot m_\alpha \quad (3.3)$$

где m_α , $E_{\alpha i}$, $p_{\alpha i}$ – масса, полная энергия и импульс (3 компоненты) для образующейся i -й α -частицы, соответственно. А величина $Q_{3\alpha} = \sqrt{(\sum P_i)^2} - 3 \cdot m_\alpha$. Распределение приведено на рисунке 13.

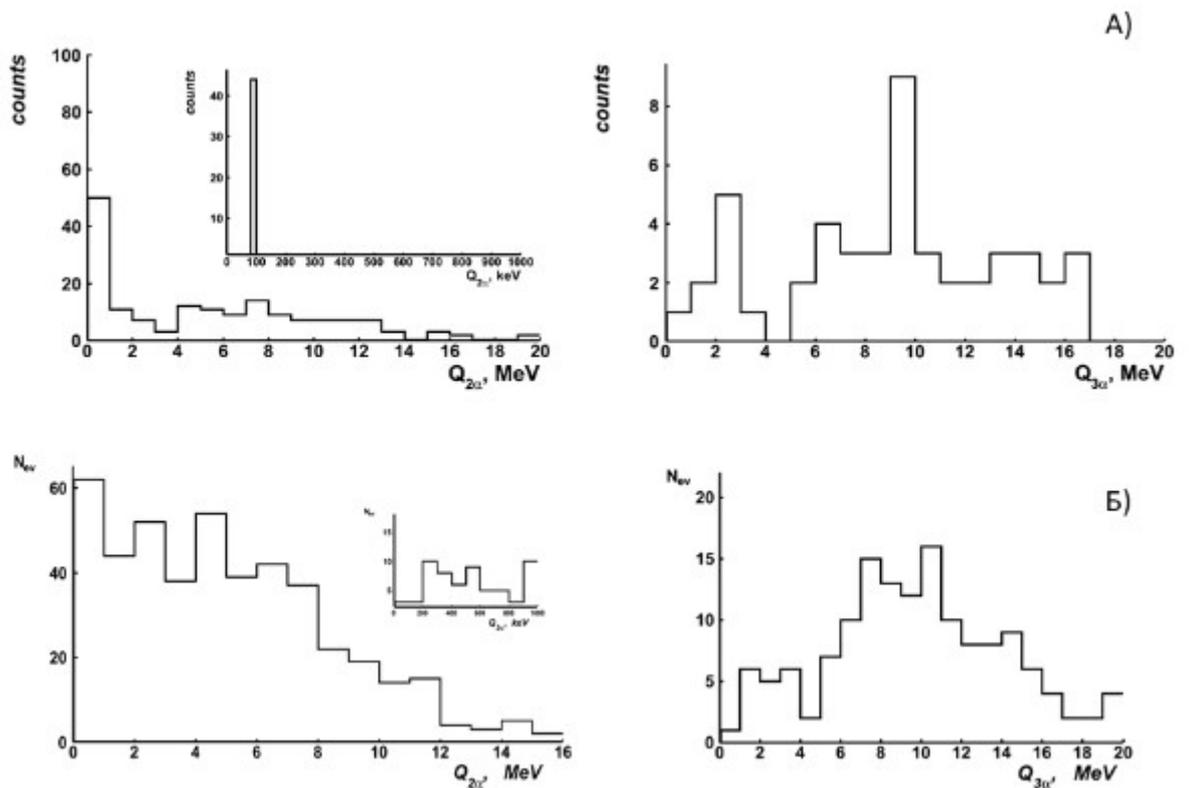


Рисунок 13. Распределения событий фоторасщепления ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ по величинам $Q_{2\alpha}$ и $Q_{3\alpha}$ для модельных данных – А) и экспериментальных данных – Б).

Величина $Q_{3\alpha}$ по масштабу соответствует уровням возбуждения ядра ${}^{12}\text{C}$ (См. Рисунок 14).

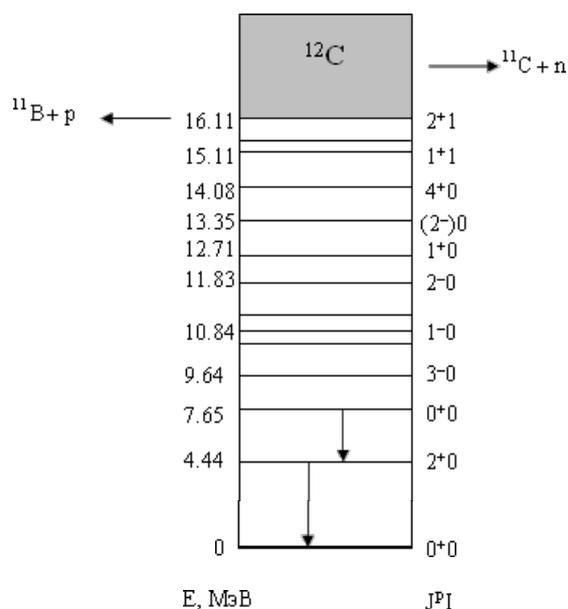


Рисунок 14. Схема уровней ядра ^{12}C . Показаны γ -переходы с двух нижних возбужденных уровней.

Форма спектра $Q_{2\alpha}$ для модельных данных показывает, что в рамках фотоядерных расчетов с использованием пакета CHIPS расщепление $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ сопровождается образованием промежуточного звена - ядра $^8\text{Be} (0^+)$ или $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} (0^+) + \alpha \rightarrow 3\alpha$. Но подобная ситуация маловероятна, т.к. при фоторасщеплении оба фрагмента ^8Be и α -частиц должны образовываться в возбужденном состоянии, что должно отражаться в большей величине E_{kin} α -частиц. Используемые в Geant4 пакеты физических процессов, параметризации сечений и описания структурных функций ядер требуют широкой валидации и уточнения параметров, а поддержка моделирования экспериментом (обратная связь) позволяет обеспечить развитие данного программного продукта.

Полученный спектр модельных данных позволяет провести оценку сечения $\alpha + ^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Для этого воспользуемся соотношением:

$$j = \frac{N_{\text{вз}}}{N \cdot \sigma \cdot t} \quad (3.4)$$

где j - величина потока мюонов, $N_{\text{вз}}$ - число найденных событий взаимодействия по искомому каналу, N - число ядер ^{12}C в объеме

фотоэмульсии, t – время облучения, σ - сечение реакции. Можно показать, что сечение составит $\sigma \approx 4$ мкбарн ($4 \cdot 10^{-30}$ см²), что по порядку величины близко к результатам предшествующих экспериментов (см Главу 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении перечислим основные результаты исследовательской квалификационной научной работы:

1. Метод ядерных эмульсий является широко используемым и плодотворным в области регистрации элементарных частиц и реакций распада. К главным преимуществам ядерных эмульсий относятся значительные плотности, хорошая разрешающая способность. Этот метод, вкуче с компьютерным моделированием процессов прохождения элементарных частиц через вещество, позволяет детально изучить процессы, происходящие в микромире.
2. В данной работе приведено детальное описание одной из исследовательских задач, решаемых учеными международного научного сотрудничества Беккерель в Лаборатории физики высоких энергий им. академиков В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований г. Дубна, Россия, а именно изучение взаимодействия ультрарелятивистских мюонов с ядрами атома углерода (^{12}C).
3. В работе практически применен метод ядерных эмульсий для исследования реакции фоторасщепления углерода двенадцать (^{12}C) под воздействием отрицательных мюонов высоких энергий. Была изучена и использована в исследовательской деятельности система библиотек для компьютерного моделирования процессов прохождения элементарных частиц через вещество – Geant4. Получено распределение по длинам треков и кинетическим энергиям α -частиц, образованных в реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ как для модельных, так и для экспериментальных данных, проведено их сравнение.
4. Также в работе осуществлено сравнение распределений событий фоторасщепления $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ по величинам энергий $Q_{2\alpha}$ пар α -частиц и $Q_{3\alpha}$

троек α -частиц, полученных моделированием в Geant4 с использованием встроенного пакета физических процессов CHIPS и данных, полученных экспериментальным путем.

5. Помимо прочего, показано, что в пакете CHIPS расщепление ^{12}C происходит с образованием промежуточного ядра $^8\text{Be}(0^+)$, которое впоследствии распадается на пару α -частиц.

Результаты данной работы могут быть взяты за основу для дальнейшего исследования и экстраполированы для изучения прохождения мюонов через вещество.

Таким образом, в ходе выполнения выпускной квалификационной работы были выполнены все поставленные задачи, и достигнуты все сформулированные цели исследования.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов А. И. Основы экспериментальных методов ядерной физики / А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 485 с.
2. Анохина А. М. Методы идентификации частиц с помощью ядерных эмульсий: Учеб. пособие / А. М. Анохина, Т. А. Джатдоев, Д. А. Подгрудков, Т. М. Роганова, К. А. Фоменко. – М.: НИИЯФ имени Скобельцина, 2013. – 31 с.
3. Бете Г. Мезоны и поля. Том 2 мезоны / Г. Бете, Ф. Гофман - М.: Издательство иностранной литературы, 1957. - 509 с.
4. Воинов В.Г. Многократное рассеяние частиц в ядерной фотоэмульсии / В.Г. Воинов, И.Я. Часников. – Алма-Ата: «Наука» Казахской ССР, 1969. - 129 с.
5. Зайцев А. А. Эксперимент BECQUREL: статус и перспективные задачи / А. А. Зайцев, П. И. Зарубин, А. И. Малахов // бюллетень «Новости ОИЯИ». - 2020. - №3. – с. 18-21.
6. Ишханов Б. С., Капитонов И.М., Гигантский дипольный резонанс атомных ядер // Успехи физических наук. - 2020. - №2. - С. 147-162.
7. Ким А.М. Органическая химия Учебное пособие. - 3-е изд. - Новосибирск: Сибирское университетское издательство, 2002. - 971 с.
8. Комар А. П. Распределение α -частиц по энергиям при фоторасщеплении аргона / А.П. Комар, Б.А. Бочагов, Г.Е. Солякин // Доклады академии наук. - 1961. – Т. 141, №6. - С. 1339–1342.
9. Косов М.В. Симуляции ядерных реакций в модели кирального фазового объема: дис. д-р. физ.-мат. наук: 01.04.16. - М., 2008. - 259 с.
10. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учеб. для вузов. В 2 кн. Кн. 2. Физика элементарных частиц. - 5-е изд. - М.: Энергоатомиздат., 1993. - 408 с.

11. Облучение ядерной эмульсии тепловыми нейтронами, тяжелыми ионами и μ -мезонами / Д.А. Артеменков, В. Браднова и др. // Ядерная физика. - 2015. - №7. - С. 623-629.
12. Пауэлл С. Исследование элементарных частиц фотографическим методом / С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс. – М.: Издательство иностранной литературы, 1962. – 420 С.
13. Сечения реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ / О.И. Ачаковский и др // Изв. РАН. Сер. Физ. - 2016. – Т. 80. С. 633-639.
14. Тарасевич М.Р. Электрохимия углеродных материалов. - М.: Наука, 1984. - 253 с.
15. Уэбб Д. Х. Фотографические пластинки для ядерной физики // Успехи физических наук, 1949. - №1. – 113 с.
16. Camerini U. Ilford Technical Data / U. Camerini, C. M. G. Lattes - 19h7 - London: nford Ltd., 1947
17. Charged-particle spectra from μ – capture on Al / A. Gaponenko, A. Grossheim et al. // Physical Review Section C. - 2020. - №101. - P. 502.
18. Cocconi G. Nuclear Disintegrations Induced by μ -Mesons / G. Cocconi, V. Cocconi-Tongiorgi // Physical Review. - 1951. - №84. - P. 29.
19. D. Halliday, Introductory Nuclear Physics. - 2-nd Edition. - New York: John. Willey and Sons, 493 P.
20. First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment / R. Acquafredda et al. // New Journal of Physics. - 2006. - №8. - P. 303.
21. Fowler W.A. B^{12} , C^{12} , and the Red Giants / W.A. Fowler, C.C. Lauritsen, T. Lauritsen // Physical Review. - 1957. - №107. - P. 508-515.
22. Geant4 Simulation of Production and Interaction Muons / A.G. Bogdanov, H. Burkhardt et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science. - 2006. - №53. - P. 513-519.

23. George E.P. Disintegrations produced by the Nuclear Capture of Slow Negative μ -Mesons / E.P. George, J. Evans // Proceedings of the Physical Society. Section A. - 1951. - №64. - P. 193.
24. George E.P. Observations of Cosmic-Ray Events in Nuclear Emulsions Exposed below Ground / E.P. George, P.T. Trent // Proceedings of the Physical Society. Section A. - 1950. - №63. - P. 1248.
25. George E.P. Observations on the Interactions of μ -Mesons Underground / E.P. George, P.T. Trent // Proceedings of the Physical Society. Section A. - 1951. - №64. - P. 1134.
26. Goward F.K. The Photo-Disintegration of Oxygen into Four Alpha-Particles / F.K. Goward, E.W. Titterton, J.J. Wilkins // Proceedings of the Physical Society. Section A. - 1949. - №62. - P. 460.
27. Hayakawa S. Nuclear Interaction of μ -Mesons Underground // Physical Review. - 1951. - №84. - P. 37.
28. Hoyle F. On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS. I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel // The Astrophysical Journal Supplement. - 1954. - №1. - P. 121.
29. Kernphotoeffekt an Kohlenstoff unter Aussendung von Alphateilchen / H. Hanni, V.L. Telegdi et al. // Helvetica Physica Acta. - 1948. - №21. - P. 203-204.
30. Latters C.M.G. A study of the nuclear transmutations of light elements by the photographic method / C.M.G. Latters, P.H. Fowler, P. Cuer // Proceedings of the Physical Society. - 1947. - №59. - P. 883-900.
31. Latters C.M.G. Range-Energy Relation for Protons and $\hat{I}\pm$ -Particles in the New Ilford 'Nuclear Research' Emulsions / C.M.G. Latters, P.H. Fowler, P. Cuer // Nature. - 1947. - №159. - P. 301-302.
32. Morinaga H. Nuclear capture of negative μ -mesons in photographic emulsions / H. Morinaga, W. F. Fry // Nuovo Cimento. - 1953. - №10. - P. 308-318.

33. Neutrino oscillation parameters from MINOS, ICARUS, and OPERA combined / V. Barger, A. M. Gago et al. // Physical Review Section D. - 2002. - №65. - P. 053016.
34. Range-Energy Relation for Protons in Nuclear Emulsions / H. Brander, F.M. Smith et al. // Physical Review. - 1950. - №77. - P. 462.
35. Rotblat J. Range–Energy Relation for Protons and Alpha-Particles in Photographic Emulsions for Nuclear Research // Nature. - 1950. - №165. - P. 387-388.
36. Toms M.E. Bibliography // U.S. Naval., Res. Lab. Labor.. - 1963. - №22. - P. 73.
37. Wilkins, J. J. Range-Energy Relation for Ilford Nuclear Emulsion // A.E.R.E. Report. – 1951.
38. Ядерные реакции // Бекман Игорь Николаевич URL: <http://profbeckman.narod.ru/YadFiz.files/L15.pdf> (дата обращения: 17.04.2022).