

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина

На правах рукописи

Артеменков Денис Александрович

«Исследование фрагментации ядер ${}^9\text{Be}$ на альфа-частичные пары в
ядерной фотоэмульсии при энергии 1.2 А ГэВ»

Специальность 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Зарубин П.И.

Дубна, 2007 г.

Содержание	
Введение	4
§V.1 Ядро ${}^8\text{Be}$ в исследованиях структурных свойств $N\alpha$ -ядер	7
§V.2 Ядро ${}^9\text{Be}$ как источник простейшей $N\alpha$ системы	8
§V.3 Изучение особенностей фрагментации легких релятивистских $N\alpha$ -ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ в ядерной эмульсии	10
§V.4 Основные подходы к объяснению периферических взаимодействий при фрагментации легких релятивистских ядер в эмульсии	12
§V.5 Статистическая модель фрагментации релятивистских ядер	15
§V.6 Постановка задачи экспериментального исследования	16
Глава 1 Особенности применения методики ядерных эмульсий к исследованию фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$	18
§1.1 Облучение эмульсий релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$ на Нуклотроне ОИЯИ	19
§1.2 Процедура сканирования эмульсий облученных релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$	20
§1.3 Оценка ионизационных потерь релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ в эмульсии. Классификация треков заряженных частиц в эмульсии	22
§1.4 Определение зарядов частиц в эмульсиях облученных релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$	24
§1.5 Особенности разделения изотопов He в ядерных эмульсиях по измерениям многократного рассеяния на треках частиц с $Z=2$ в облучении ${}^9\text{Be}$	27
§1.6 Измерение углов в эмульсиях облученных релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$	31
§1.7 Точность измерения углов в эмульсиях облученных ядрами ${}^9\text{Be}$	35
Глава 2 Основные характеристики канала фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$	39
§2.1 Распределение событий по относительному пространственному углу между α -частицами	39
§2.2 Одночастичные распределения полярных и азимутальных углов α -частиц	41
§2.3 Спектры поперечных импульсов α -частиц	45
§2.4 Спектр относительных азимутальных углов пар α -частиц	50
§2.5 Распределение по эффективной инвариантной массе пар α -частиц	54
§2.6 Особенности угловых и импульсных спектров α -частиц, образующихся во фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$	57
Глава 3 Взаимодействие релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ с ядрами фотографической эмульсии	61
§3.1 Вклад различных групп ядер эмульсии в исследуемый канал фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$	61
§3.2 Зависимость распределения поперечных импульсов пар α -частиц от ядра-мишени эмульсии	64

§3.3 Особенности распределений поперечных импульсов пар α -частиц в зависимости от величины относительного пространственного угла для взаимодействий на ядрах Ag, Br эмульсии	67
Заключение	69
Список публикаций.....	72
Литература.....	73
Приложение	86

Введение

Диссертационная работа посвящена исследованию структурных особенностей релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ проявляющихся в периферических процессах при фрагментации на ядрах фотоэмульсии с энергией 1.2 А ГэВ. Из всего многообразия возможных каналов фрагментации ${}^9\text{Be}$, изучались события сопровождающейся образованием двух α -частиц - фрагментов первичного ядра. Экспериментальные результаты, обсуждаемые в работе, получены в рамках исследовательского проекта БЕККЕРЕЛЬ по изучению кластерных степеней свободы в периферических процессах при фрагментации легких релятивистских ядер в ядерных фотоэмульсиях. Формирование пучка релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ и обучение эмульсий осуществлено на Нуклотроне - базовой установке ЛВЭ ОИЯИ [1-5].

Появление пучков легких релятивистских ядер открывает новые возможности в решении актуальных проблем структуры ядра. Одной из таких задач является изучение коллективных степеней свободы в возбужденных ядрах, в которых отдельные группы нуклонов ведут себя как составляющие кластеры. Современные методы получения пучков релятивистских ядер позволяют изучать различные их изотопы, включая радиоактивные (как при непосредственном ускорении, так и в качестве продуктов фрагментации).

Среди всего разнообразия ядерных взаимодействий периферические процессы позволяют получать уникальную по полноте информацию о возбужденных состояниях ядер над порогами распадов на нуклоны. В этом отношении особый интерес вызывают взаимодействия ядер с энергией выше 1 А ГэВ. Периферические взаимодействия отличает образование узких струй фрагментов ядра-снаряда с суммарным зарядом и барионным числом близким к их значениям для первичного ядра. Несмотря на релятивистскую скорость движения, относительные скорости фрагментов в струе являются нерелятивистскими [6]. В таких взаимодействиях исследуемые ядра получают весьма малые значения энергии возбуждения вблизи

энергетических порогов развала с образованием различных конфигураций ядерных фрагментов. Данные о генерации таких фрагментных ансамблей могут быть востребованы в непрямых подходах ядерной астрофизики, а также в сценариях нуклеосинтеза на основе многочастичного слияния. Важной особенностью исследуемых периферических процессов при фрагментации релятивистских ядер в эмульсии, является их нетривиальная природа, включающая электромагнитные и ядерные механизмы реакций. В дальнейшем, употребляя понятия «периферические процессы, фрагментация» будем подразумевать вышеописанный класс явлений, включающий ядерные и электромагнитные взаимодействия (см. рисунок П1 в Приложении работы) [7-12].

Возможность наблюдения и спектроскопии конечных состояний струй ядерных фрагментов в исследованиях фрагментации легких ядер при релятивистских энергиях определяется точностью угловых измерений. Благодаря наилучшему пространственному разрешению (~ 0.5 мкм), ядерная эмульсия может обеспечить угловое разрешение следов релятивистских фрагментов $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ рад. Точность измерения импульсов при релятивистском подходе, в данном случае, не столь критична - достаточно предположить сохранение фрагментами первичного импульса на нуклон [11-13]. Данное допущение позволяет свести рассмотрение исследуемых процессов к анализу угловых распределений частиц-фрагментов первичного ядра.

Цель настоящего исследования состояла в получении экспериментальных данных о структурных особенностях релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$, проявляющихся в периферических процессах при фрагментации с образованием двух α -частиц. В работе приводятся данные об угловых характеристиках α -частиц, дается оценка энергетических масштабов взаимодействия. Обсуждается вклад различных групп ядер эмульсии (H, CNO, AgBr), в канал фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Диссертационная работа

состоит из введения; трех глав, разделенных на параграфы; заключения и списка литературы.

Во введении проводится краткий обзор теоретических представлений, связанных со структурными особенностями ядра ${}^9\text{Be}$. Обсуждается возможность наблюдения канала фрагментации данного ядра в две α -частицы в конечном состоянии, сопровождающегося образованием промежуточного нестабильного изотопа ${}^8\text{Be}$ в 0^+ и 2^+ состояниях.

В первой главе рассматриваются особенности методики эксперимента, связанные с использованием ядерных фотоэмульсий. Обсуждаются адекватность методики к исследованию кластерных степеней свободы во фрагментации ${}^9\text{Be}$, методы сканирования эмульсионных слоев, идентификационные и измерительные процедуры. Приводятся экспериментальные данные методического характера, связанные с задачей исследования канала фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

Во второй главе приводятся результаты исследовательской работы, угловые характеристики треков α -частиц, энергетические и импульсные спектры образующихся α -частиц. Проводится обсуждение данных эксперимента, дается интерпретация.

В третьей главе описывается вклад в качестве мишени различных групп ядер эмульсии (H, CNO, AgBr), в исследуемый канал фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Обсуждаются особенности импульсных спектров пар α -частиц в зависимости от ядра мишени.

В заключении перечисляются основные результаты экспериментального исследования фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Приводится список научных мероприятий (семинаров, конференций, симпозиумов), на которых представлялся материал, лежащий в основе данной диссертационной работы.

В приложении приведены фотографии событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, полученные на измерительном комплексе PAVICOM, ФИАН.

В списках опубликованных работ и литературы, содержится перечень ссылок на статьи, содержащие опубликованные материалы данной диссертационной работы; и на источники (статьи, монографии), прямо или косвенно упоминающиеся в тексте работы.

§B.1 Ядро ${}^8\text{Be}$ в исследованиях структурных свойств $N\alpha$ -ядер

Первые публикации, связанные с исследованием и модельным описанием изотопа ${}^8\text{Be}$, относятся к началу 30-х годов прошлого века и связаны с работами Д. Уиллера, Е. Теллера и Л. Ховштадта. В работах [14, 15] структурные свойства ${}^8\text{Be}$ обсуждаются в контексте α -частичной модели. Ядра ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и т.д., содержащие $2N$ - нейтронов и $2N$ - протонов рассматриваются как $N\alpha$ -ядра, «сконструированные» из α -частиц. Термин «сконструированные» ядра указывает на особую устойчивость α -частицы как подсистемы или строительного блока в таких ядрах. По аналогии с периодической системой элементов в химии, $N\alpha$ -ядра должны обладать, вероятно, сходными структурными свойствами с точностью до количества содержащихся в них α -частиц. Исследование свойств ядра ${}^8\text{Be}$ представляет интерес в свете изучения характеристик низко лежащих энергетических уровней, других легких ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, возможно, содержащих в себе как часть ${}^8\text{Be}$. В работе [14] впервые приводятся значения энергий и времен жизни первых двух состояний для ядра ${}^8\text{Be}$, ныне обозначаемых как $0^+(\text{g.s})$ и 2^+ . Ядро ${}^8\text{Be}$ известно как несвязанное образование, состоящее из двух α -частиц, фиктивно являющееся слабосвязанным, при условии отсутствия кулоновского взаимодействия. Подробное описание нескольких вариантов α -частичных моделей приведены в литературе [16, 17].

В оболочечной модели ядро ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии имеет конфигурацию $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^4$ [18-20]. Изотоп ${}^8\text{Be}$ известен как единственное ядро, в котором в основном состоянии проявляется ярко выраженная α -частичная структура.

В последнее время широкое обсуждение получила проблема поиска α -частичного Бозе-конденсата. Суть гипотезы образования α -частичного Бозе-конденсата состоит в следующем: легкие $N\alpha$ - ядра вблизи порога развала на α -частицы могут переходить в газо-подобное резонансное состояние α -частиц в s -состояниях относительно центра масс системы, формируя, таким образом, Бозе-конденсат [21-29]. Возможности данного перехода рассматриваются в отсутствие фермионов в анализируемой системе и при ряде дополнительных условий. Добавления нейтрона в α -частичный Бозе-конденсат приводит к разрушению сверхтекучего состояния, создавая связывающий эффект. Изотоп ${}^8\text{Be}$ является по сути единственным α -конденсатным ядром. Добавление нейтронов к системе из двух α -частиц приводит к образованию связанных состояний ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$. Дополнительную информацию о статусе и роли ${}^8\text{Be}$ в изучении $N\alpha$ -систем можно получить из следующего набора ссылок на работы, опубликованные по данной тематике [30-46].

§B.2 Ядро ${}^9\text{Be}$ как источник простейшей $N\alpha$ системы

Изотоп ${}^9\text{Be}$ представляет огромный интерес для исследований в области кластерных степеней свободы в физике легких ядер. Отличаясь по составу нуклонов от ${}^8\text{Be}$ на один нейтрон, ядро ${}^9\text{Be}$ демонстрирует свойства слабосвязанной $2\alpha+n$ системы. Энергетический порог развала ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha+n$ составляет 1.57 МэВ. Конфигурация ${}^9\text{Be}$ в основном состоянии в оболочечной модели имеет вид $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^5$. Спин и четность J^π ядра ${}^9\text{Be}$ - $3/2^-$.

Низкий порог отделения нейтрона для изотопа ${}^9\text{Be}$ позволяет получить уникальную информацию о кластерной структуре ядра. В работах [47, 48] приводится сравнение теоретических описаний свойств изотопа ${}^9\text{Be}$ на основе использования двухчастичной (${}^8\text{Be}+n$) и трехкластерной ($\alpha+\alpha+n$) моделей. Опираясь на данные модельные описания, можно получить вклад различных состояний $2\alpha+n$ системы в структуру ${}^9\text{Be}$, оценить среднее

расстояние между ${}^8\text{Be}$ и нейтроном, получить значения магнитного и электрического квадрупольного моментов.

В двухчастичной (core+n) модели [46-48] ядро ${}^9\text{Be}$ может быть представлено в виде системы нейтрона в состоянии $P_{3/2}$ и кора ${}^8\text{Be}$ в состояниях $0^+(\text{g.s.})$ и 2^+ с порогами отделения нейтрона 1.67 и 4.71 МэВ, соответственно. Отличительной особенностью модели является незначительный вклад 4^+ состояния ${}^8\text{Be}$ [48]. Волновая функция ${}^9\text{Be}$ в основном состоянии (1) может быть представлена в виде,

$$|{}^9\text{Be}(3/2^-)\rangle = v_{0^+} | [{}^8\text{Be}(0^+) \otimes n_{p(3/2)}]_{3/2^-} \rangle + v_{2^+} | [{}^8\text{Be}(2^+) \otimes n_{p(3/2)}]_{3/2^-} \rangle \quad (1)$$

где $\omega_{0^+}=0.535$ и $\omega_{2^+}=0.465$ - весовые коэффициенты [47]. Подробное описание трехкластерной ($\alpha+\alpha+n$) модели ${}^9\text{Be}$ в работе опускаем, рекомендуя обратиться к соответствующим публикациям.

Интересным для проверки, является предположение о возможности наблюдения ${}^8\text{Be}$ в состояниях 0^+ и 2^+ , при «мягком удалении» нейтрона из $2\alpha+n$ системы ${}^9\text{Be}$. Образование изотопа ${}^8\text{Be}$ в состояниях 0^+ и 2^+ может происходить в периферических процессах при фрагментации релятивистского ядра ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha+n$ систему, наблюдаемую в конечном состоянии [4, 45]. Наряду с образованием не связного ${}^8\text{Be}$ существует возможность образования промежуточного ядра ${}^5\text{He}$ [49, 50]. Соответствующий энергетический порог равен 2.44 МэВ. Продуктом диссоциации ${}^5\text{He}+\alpha$ в конечном состоянии также будет являться $2\alpha+n$ система [51]. Для высокоспиновых состояний ${}^9\text{Be}$ ($J \geq 7/2$) конфигурация ${}^5\text{He}+\alpha$ в работе [52] отмечена как энергетически более выгодная. Однако, в работах [53-56] отмечается незначительный вклад канала ${}^5\text{He}+\alpha$ в развал ${}^9\text{Be}$, при энергиях порядка сотен МэВ, по сравнению с каналом ${}^8\text{Be}+n$. Существенным для подобных исследований является возможность наблюдения и измерения всех трех частиц образующейся $2\alpha+n$ системы [53, 56].

§В.3 Изучение особенностей фрагментации легких релятивистских N α -ядер ^{12}C , ^{16}O в ядерной эмульсии

Обзоры ряда экспериментов по исследованию особенностей фрагментации легких N α -ядер - ^{12}C , ^{16}O , ускоренных до релятивистских энергий, приведены в работах [57-71]. Указанные публикации содержат описания результатов экспериментов по изучению фрагментации ^{12}C , ^{16}O , проводимых в лабораториях Беркли и ЛВЭ ОИЯИ. В данных работах приводятся сечения процессов фрагментации вышеуказанных ядер, выход фрагментов в зависимости от ядра мишени, роль электромагнитных и дифракционных процессов, дается описание модельных представлений.

Работы [11-13, 62-64, 66-68] посвящены исследованию периферических процессов при фрагментации релятивистских ядер ^{12}C , ^{16}O в ядерных эмульсиях. Публикации содержат описание применения методики ядерных фотоэмульсий (фотометода) к изучению α -кластерных степеней свободы, проявляющихся при релятивистских энергиях, в реакциях фрагментации. Приводятся экспериментальные данные о длинах свободного пробега, спектрах относительных углов вылета α -частиц, эффективных массах ансамблей образующихся релятивистских α -частиц, угловых корреляциях. Обсуждается возможность, на основании полученной экспериментальной информации, оценить долю событий, сопровождающихся образованием промежуточного ядра ^8Be с последующим распадом на α -пару. Исследуются механизмы фрагментации.

Результаты изучения канала фрагментации релятивистских ядер $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с импульсом $p_0 = 4.5 \text{ А ГэВ/с}$, представлены в публикациях [11-13, 62-64]. В работе [13], дана оценка роли канала фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с образованием промежуточного ядра ^8Be . Нижняя граница вклада канала с образованием ^8Be в состоянии 0^+ (g.s.) оценена на уровне 20%. Особенности разлета α -частиц при фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ свидетельствуют о приобретаемом фрагментирующим ядром ^{12}C углового момента. В эмульсиях обогащенных ядрами Pb [11] отмечается рост сечения фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$

вдвое, по сравнению с эмульсиями BR-2 «стандартного» состава. Отмечается доминирование для тяжелых ядер в составе эмульсии (Pb, Ag, Br) - кулоновского механизма фрагментации, когда как для легких (H) и средних (C, N, O) ядер мишени получены указания на преобладание дифракционного механизма фрагментации.

В публикациях [12, 66-68] приводятся результаты исследования периферических процессов при фрагментации $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ с импульсом $p_0=4.5$ А ГэВ/с в ядерной фотоэмульсии. В работе [12] исследовался особый класс периферических взаимодействий в эмульсии $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, события которого имеют специальное название - «белые» звезды. К данному типу относятся взаимодействия, которые не содержат следов рожденных частиц и фрагментов ядер мишени и образуются при минимальной передаче энергии фрагментирующему ядру [4]. Анализируемая статистика составила 641 событие фрагментации $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в эмульсии типа «белая» звезда. При анализе угловых корреляций в событиях данного типа также было получено указание на передачу системе фрагментов углового момента, и несущественную роль каскадных распадов через ^8Be и ^{12}C .

Исследование механизма фрагментации релятивистских ядер ^{16}O в эмульсии приводится в работе [68]. Отмечается вклад нескольких механизмов фрагментации (электромагнитного и ядерного). В работе [67] на статистике из 1239 неупругих взаимодействий $^{16}\text{O}-\text{Em}$ изучалась зависимость множественности образующихся α -частиц фрагментов ^{16}O от множественности фрагментов мишени. Установлена обратная корреляционная зависимость между множественностью образующихся фрагментов мишени и множественностью релятивистских фрагментов первичного ядра ^{16}O .

Огромный экспериментальный материал, накопленный в данных исследованиях, позволяет сделать следующие выводы об особенностях фрагментации легких релятивистских $\text{N}\alpha$ -ядер в фотоэмульсиях:

- сложный состав мишени, наличие разных групп ядер, значительно различающихся по атомной массе, приводит к широкому многообразию вариантов неупругого взаимодействия на различных ядрах и, как следствие, вкладу различных механизмов в конечный канал фрагментации;
- проявление в периферических процессах фрагментации ярко выраженной α -кластерной структуры ядер ^{12}C , ^{16}O ;
- наличие указания на возможность формирования промежуточных состояний в виде изотопа ^8Be ;
- зависимость конечной конфигурации α -частичного ансамбля от структурных особенностей фрагментирующего $N\alpha$ -ядра.

§B.4 Основные подходы к объяснению периферических взаимодействий при фрагментации легких релятивистских ядер в эмульсии

В исследовательских работах в области периферических процессов при фрагментации легких релятивистских ядер в эмульсии отмечается факт нетривиальной физической природы данного вида взаимодействий [8-11, 68, 72]. С точки зрения задействованных механизмов, периферические неупругие реакции могут быть результатом как ядерных, так и электромагнитных взаимодействий [10, 73].

В работе [58] приводится одно из первых систематических исследований электромагнитной диссоциации релятивистских ядер ^{12}C и ^{16}O при энергиях 1.05 и 2.1 А ГэВ на различных ядрах мишенях (C, Al, Cu, Ag, Pb). В эксперименте отмечается резкий рост сечения диссоциации на свинцовой мишени, отличающийся от предсказываемого геометрической моделью [74] на 30%. Результаты анализа данных на различных ядрах мишенях показали наличие отклонения в сечении диссоциации между измеренным и предсказанным значениями. Рост отклонения в сечении, пропорциональный Z^2 ядра мишени свидетельствует об электромагнитном механизме диссоциации.

Подробное исследование реакций электромагнитной диссоциации релятивистских ядер ^{16}O и ^{32}S с энергией 200 А ГэВ на ядрах фотографической эмульсии приводится в работе [75]. В качестве одного из многочисленных результатов данной работы дается оценка вклада электромагнитных процессов в полное сечение неупругого взаимодействия ультрарелятивистских ядер ^{16}O и ^{32}S на уровне 12% и 22% соответственно для всех наблюдаемых каналов. В ранее обсуждавшейся работе [11] в эмульсиях обогащенных ядрами Pb отмечается рост сечения фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ вдвое, по сравнению с эмульсиями BR-2 «стандартного» состава.

Сечение возбуждения и диссоциации слабосвязанного релятивистского ядра в поле неподвижного кулоновского центра с зарядом Ze в двухкластерной модели может быть описано выражением,

$$s = \frac{4p(Za)^2}{v^2} \int \left(q_{\perp}^2 + \frac{e_{n0}}{g^2 v^2} \right)^{-2} \sum_{n \neq 0} \left| \langle n|j|0 \rangle \left(\frac{q_{\perp}}{e_{n0}} - \frac{v}{g^2 v^2} \right)^2 \right. d(q_{\perp}^2) \quad (2)$$

где $\mathbf{h} = c = 1$, $\mathbf{a} = e^2 = 1/137$, \mathbf{q}_{\perp} поперечный импульс, переданный ядру, v - скорость ядра-снаряда в лабораторной системе, $\langle n|j|0 \rangle$ - соответствующий матричный элемент перехода из основного состояния $|0\rangle$ релятивистского ядра-снаряда в возбужденное состояние $|n\rangle$, с энергией e_{n0} . Суммирование в выражении (2) ведется по всем квантовым числам конечного состояния, включая спиновые и угловые переменные, усреднение проводится по основному состоянию ядра-снаряда [76].

Исследование процесса электромагнитной диссоциации ядер ^9Be на ядрах ^{208}Pb при энергии 90 МэВ описывается в работе [77]. Приводится зависимость сечения электромагнитной диссоциации ^9Be как функции относительной энергии нейтрона в системе $^8\text{Be}+n$. Наблюдается экспоненциальный спад зависимости сечения диссоциации с ростом относительной энергии нейтрона. В данной работе отмечается важность исследований электромагнитной диссоциации для изучения обратного процесса (n,γ) - захвата нейтрона в процессах нуклеосинтеза [78]. Для

дополнительной информации по тематике исследования электромагнитных взаимодействий рекомендуем обратиться к опубликованным материалам [7, 79-87].

В 1953 г в журнале «Доклады Академии наук СССР» появилась работа И. Я. Померанчука и Е. Л. Фейнберга под заглавием «О внешней (дифракционной) генерации частиц при ядерных столкновениях». В этой работе предсказывалось существование нового типа процессов — неупругого дифракционного рассеяния или дифракционной диссоциации [88, 89]. Дальнейшее развитие теория ядерной дифракции получила в трудах Гуда, Уолкера [90]. Неупругое дифракционное рассеяние наблюдается при выполнении условия «когерентности» $q_{\parallel}R \ll 1$ (q_{\parallel} - продольная составляющая переданного импульса q) при котором мишень участвует в процессе как целое, а поглощение ответственное за этот процесс, происходит на периферии, в «скин-слое» толщиной $d \ll q^{-1}$ [89].

Явление дифракционного расщепления одного из «простейших» ядер - дейтрона была независимо установлено Ахиезером и Ситенко [91, 92], а также Фейнбергом [93] и Глаубером [94, 95]. В исследовании особенностей фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ [11], приводятся указания на существенный вклад дифракционного механизма в указанный канал, для взаимодействий на легких и средних ядрах эмульсии.

В работах [96, 97] приводится описание исследования стриппинга [92, 98] дейтронов на ядрах фотоэмульсии. В исследованиях взаимодействия дейтронов с ядрами фотоэмульсионный метод позволяет разделить упругие и неупругие столкновения, и выделить события стриппинга [96].

Изучению физической природы обсуждаемых периферических процессов посвящен огромный ряд экспериментальных и теоретических работ. Дополнительно, для формирования целостной физической картины рекомендуем обратиться к публикациям [9, 99-110].

§B.5 Статистическая модель фрагментации релятивистских ядер

Анализируя экспериментальные данные по изучению фрагментации легких релятивистских ядер ^{12}C , ^{16}O на различных ядрах мишенях [57, 58] Фешбахом, Гольдхабером и Хуангом была предложена статистическая модель фрагментации (ФГХ) [111]. В данной модели релятивистская фрагментация представляется как «быстрый» процесс, не зависящий от энергии первичного ядра и определяемый импульсами образующихся фрагментов, которые они имели в ядре до взаимодействия, существуя в виде виртуальных кластеров [112]. Зависимость дисперсии σ_F^2 импульсного распределения для фрагмента с массовым числом A_F ядра A_0 от дисперсии импульсного распределения нуклонов в данном ядре σ_0^2 определяется параболическим законом Гольдхабера (3).

$$s_F^2 = s_0^2 \frac{A_F(A_0 - A_F)}{A_0 - 1} \quad (3)$$

Величина σ_0 может быть оценена по величине Ферми импульса p_F как $s_0 = p_F / \sqrt{5}$ [45]. Обсуждение онтологического статуса ядерных процессов в рамках данной модели опускаем.

Статистическая модель (ФГХ) часто используется при планировании эксперимента по фрагментации релятивистских ядер [5]. Расчеты с использованием статистической модели позволяют оценить долю выхода определенного типа фрагментов для изучаемого ядра, получить предсказания об угловых и импульсных распределениях образующихся фрагментов. В работе [45] приводится описание одного из вариантов статистической модели применительно к оценке доли канала фрагментации с образованием промежуточного ^8Be по отношению к другим возможным каналам для ядер ^9Be , ^{10}B , ^{12}C , ^{16}O . Соответствующая оценка вероятности для канала $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + n$ составляет 30.8%. Для сравнения, оценка вероятности канала $^8\text{Be} + d$ при фрагментации ^{10}B составляет 16.4%, притом, что доля канала $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + X$ дается на уровне $(18 \pm 3)\%$ [113]. Описанная модель не чувствительна к существованию возбужденных состояний промежуточных

ядер-фрагментов, оценки выхода изотопа ^8Be приведены для его основного состояния. Для дополнительной информации рекомендуем обратиться также к публикациям [114-119].

§V.6 Постановка задачи экспериментального исследования

Исследования кластерных степеней свободы в периферических процессах при фрагментации релятивистских ядер ^9Be позволяют получить важную информацию о свойствах $2\alpha+n$ системы в структуре данного ядра. Несмотря на огромный интерес, исследования данной системы ограничивались лишь областью относительно низких энергий, что объясняется объективными техническими возможностями имеющихся средств и методик. Работы с бериллием затрудняются тем, что последний является токсичным химическим элементом. Допустимые пределы содержания бериллия в воздухе – 0.001 мг/м^3 .

При постановке задачи экспериментального исследования периферических процессов при фрагментации релятивистских ядер ^9Be в две α -частицы опора делалась на возможности Нуклотрона ОИЯИ по формированию пучков легких релятивистских ядер, включая радиоактивные, а также на традиции использования методики ядерных эмульсий в Лаборатории высоких энергий имени В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Использование методики ядерных фотоэмульсий позволяет получить уникальную информацию о топологических, угловых и энергетических характеристиках периферических процессов фрагментации, обеспечивает полную наблюдаемость заряженной компоненты каналов фрагментации релятивистских ядер ^9Be . Сложный элементный состав эмульсии, оказывается полезным при изучении картины периферических процессов, позволяя оценить вклад различных механизмов взаимодействия (на разных группах ядер).

Научная новизна работы заключается в том, что впервые исследуются свойства ядра ^9Be как $2\alpha+n$ системы, проявляющиеся в периферических

процессах при релятивистской фрагментации на ядрах эмульсии (при энергии 1.2 А ГэВ). Благодаря хорошему угловому разрешению фотоэмульсионного метода возможно выделение событий фрагментации ${}^9\text{Be}$, сопровождающихся образованием нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$, с последующим его развалом на две α -частицы. При этом отсутствие для ${}^9\text{Be}$ комбинаторного фона (трех и более α -частиц), характерного для более тяжелых Na ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, позволяет наблюдать эту картину наиболее отчетливо [120-124]. Исследование позволит провести сопоставление данных по фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, с результатами, ранее полученными, для ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, прояснив их особенности.

При постановке данного эксперимента опора делалась на результаты эмульсионных работ выполненных ранее [11-13, 45, 62-64, 66, 113, 118]. В работе была использована стопка ядерных эмульсий типа ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ БР-2, облученная пучком ядер ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ на Нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ [1, 4, 5]. Фотографии событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, анализу которых посвящена данная работа, приведены в Приложении.

Глава 1 Особенности применения методики ядерных эмульсий к исследованию фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$

Данная глава содержит описание методики применения ядерных эмульсий к исследованию фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ при энергии 1.2 А ГэВ.

Ядерные фотоэмульсии один из первых экспериментальных методов в физике высоких энергий активно применяющийся и в настоящее время [44, 125-128]. Заряженная частица, проходя через фотоэмульсию, активирует на своем пути кристаллы галоида серебра и делает их способными к проявлению. После специальной обработки эмульсионных слоев в них появляются следы частиц в виде цепочки проявленных зерен, хорошо различаемых под микроскопом.

Ядерные фотоэмульсии используются для регистрации и анализа следов заряженных частиц в широком диапазоне энергий [126]. По измерениям характеристик этих следов можно идентифицировать частицу и определить ее кинематические характеристики. Применение методов идентификации к задаче исследования будет рассмотрено подробно. Время чувствительности ядерных эмульсий определяется временем их экспозиции, которое может быть порядка нескольких недель. В течение этого времени ядерная эмульсия регистрирует все заряженные частицы, проходящие через нее. Благодаря высокому пространственному разрешению (до 0.5 мкм) эмульсии с успехом применяются для определения углов разлета частиц и ядер, образующихся в результате ядерных взаимодействий. Метод ядерных эмульсий обеспечивает рекордную точность измерения малых углов - до 10^{-4} рад [4]. Используя методику ядерных эмульсий можно изучать частицы с малым временем жизни (10^{-10} сек. и меньше), когерентное рождение мезонов во взаимодействиях частиц с ядрами, измерять сечения фрагментации и т.д. [126]. При проведении экспериментов на ускорителях эмульсионная методика не требует больших затрат времени работы ускорителя, которое определяется в основном характеристиками пучка используемого для облучения, и особенностями исследуемых явлений.

Кроме многочисленных достоинств метода отмечается и ряд недостатков. Сложность состава вещества фотоэмульсии [126] не позволяет однозначно ответить на вопрос, с каким ядром произошло взаимодействие налетающей частицы. Данное затруднение устраняется введением дополнительных химических элементов в состав эмульсии и использованием критериев отбора обрабатываемых событий. Существенным недостатком является невысокая скорость обработки облученных эмульсионных стопок и, как следствие, необходимость длительного времени для набора статистики. Как правило, это компенсируется получаемым результатом. В последнее время методика ядерных эмульсий широко используется как трековый детектор совместно с электронными методами детектирования событий. Примером может служить эксперимент по изучению нейтринных осцилляций OPERA [127, 128].

В работе использовались толстослойные ядерные фотоэмульсии ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ БР-2.

§1.1 Облучение эмульсий релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$ на Нуклотроне ОИЯИ

Облучение эмульсий релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$, было выполнено на Нуклотроне ОИЯИ. Пучок релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ был получен в реакции фрагментации ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{Be}$ [5]. Доля ядер ${}^9\text{Be}$ в пучке составила 67%, остальные 33% приходились на изотопы He, Li.

Эмульсионная стопка, используемая при экспозиции, состояла из 15 эмульсионных слоев типа БР-2 размерами $10 \times 20 \text{ см}^2$ и толщиной 600 мкм. Положение эмульсионной камеры во время облучения ядрами ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ схематически представлено на рисунке (1).



Рисунок 1 Положение эмульсионной камеры во время облучения (вид сбоку)

Подготовка стопки ядерных эмульсий и постэкспозиционная химическая обработка эмульсионных слоев были также выполнены в лаборатории ЛВЭ ОИЯИ.

§1.2 Процедура сканирования эмульсий облученных релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$

В зависимости от задачи эксперимента, сканирование облученных ядерных эмульсий может осуществляться методами «по следу», «по площади» или «по полоскам».

Способ просмотра «по следу» реализуется в прослеживании пучковых треков исследуемых ядер от места входа в эмульсионный слой, до взаимодействия либо до места выходы трека из эмульсии. Просмотр «по следу» дает возможность зарегистрировать все типы взаимодействия без дискриминации, что позволяет определить длину свободного пробега для определенного типа взаимодействия с высокой точностью. Способ просмотра «по следу» значительно увеличивает время просмотра.

Суть метода просмотра «по площади» заключается в поиске событий из интересующих каналов реакций последовательно во всем объеме эмульсионного слоя. Объективы просмотровых микроскопов обеспечивают относительно узкое поле зрения, поэтому просмотр «по площади» эффективен при использовании объективов с невысоким увеличением ($\times 10$), при поиске событий с большой множественностью образующихся треков.

Этот метод позволяет существенно увеличить статистику интересующих событий, т.к. при нем регистрируются события не только от

пучковых треков, вошедших в эмульсионный слой с его торца, но и появившихся в любом месте из соседних слоев.

Более быстрый набор статистики (по сравнению с просмотром «по следу») дает так же метод просмотра «по полоскам». Процедура поиска «по полоскам» отличается от просмотра «по площади» тем, что просмотр осуществляется в определенных частях эмульсионного слоя отстоящих друг от друга на некотором расстоянии (шаге) так, что сканированные области напоминают полосы. Ширина шага подбирается в зависимости от условий облучения (тип ядра, энергия) и исследуемого процесса. Поиск событий данным методом опирается на особенности в расположении треков идущих от вершины взаимодействия. Взаимная конфигурация группы вторичных треков, сохраняющаяся на достаточно большом расстоянии от вершины взаимодействия и наблюдаемая в соседних по отношению к вершине полях зрения, позволяет быстро находить взаимодействия исследуемых типов. Длина вторичных треков должна быть много больше шага (ширины полоски). Метод обладает высокой надежностью и позволяет ускорить набор статистики для определенных каналов реакций. Существенными недостатками метода просмотра «по полоскам» являются трудности в определении значения величины свободного пробега до взаимодействия, а так же меньшая, по сравнению с методами просмотра «по следу» и «по площади», эффективность нахождения событий. В работе [12] для увеличения скорости набора статистики взаимодействий $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ использовался метод просмотра «по полоскам». Расстояние между полосками составляло 0.5 см, при сканировании искались группы из трех-четырёх близких треков с небольшим углом расхождения и, примерно, 4-х кратной ионизацией. После обнаружения такой группы ее треки протягивались в направлении входа пучка с целью поиска вершины взаимодействия.

Современные автоматические микроскопные комплексы позволяют существенно ускорить процесс сканирования [129, 130].

Поиск событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ осуществлялся просмотром «по полоскам». Для поиска взаимодействий в эмульсиях использовался микроскоп МБИ-9. В результате сканирования найдено 362 события фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$, идущих с образованием двух фрагментов He в переднем конусе фрагментации. Критерии отбора анализируемых событий изложены в работе [131]. Изучались события, идущие с образованием двух α -частиц в переднем конусе фрагментации с полярным углом до 0.1 рад ($\approx 6^\circ$). Обоснование ограничений на величину полярного угла приводится в работе [132]. В статистике анализируемых взаимодействий представлены события фрагментации на различных ядрах эмульсии - групп H, CNO, AgBr (см. фото в Приложении).

Подробное обсуждение сопровождения фрагментами мишени периферических процессов при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в эмульсии, приведено в главе 3.

§1.3 Оценка ионизационных потерь релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ в эмульсии. Классификация треков заряженных частиц в эмульсии

Заряженная частица, движущаяся в фотоэмульсии, взаимодействует с атомами среды. Потери тяжелой частицы, движущейся со скоростью β в однородной среде с атомным номером Z и массовым числом A , приближенно описываются соотношением Бете-Блоха. Для оценки ионизационных потерь dE/dR в $\text{МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ тяжелой частицы (не электрона) в эмульсии пользуются формулой (4),

$$\frac{dE}{dR} = 0.3066 \left(\frac{Z}{A} \right) \left[\left(1 + \frac{1}{e} \right) \left\{ \ln e + \ln \frac{2mc^2}{I} \right\} - 1 \right] \text{МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2 \quad (4)$$

$$e = T(T + 2)$$

где T – отношение кинетической энергии к энергии покоя для ионизирующей частицы, I - средний потенциал ионизации для электронов (~ 300 эВ) [125]. В формуле не учитываются флуктуации и эффекты плотности. Современный уровень развития и использования автоматизированных вычислительных

средств позволяет оценивать величину энергетических потерь заряженных частиц при прохождении их через вещество, учитывая вышеуказанные эффекты. Оценка масштабов ионизационных потерь при прохождении ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ сквозь вещество эмульсии может быть осуществлена с использованием программ численного моделирования комплекса SRIM [133].

SRIM (The Stopping Range of Ions in Matter) - группа программ для расчета пробегов ионов в веществе в диапазоне энергий от 10 А эВ до 2 А ГэВ. Программы позволяют рассчитывать события сопровождающие процесс потери энергии ионом для различных сред-мишеней [134, 135]. Рассчитанные удельные ионизационные потери для ядра ${}^9\text{Be}$ при энергии 1.2 А ГэВ составляют (7.2-8.0) МэВ/мм для вышеуказанного состава БР-2 при плотностях в пределах 3.5 – 4.0 г/см³. В качестве сравнения, заменяя БР-2 на Iford G5, имеющей схожий состав [133], получим для удельных ионизационных потерь значение 8.0 МэВ/мм. Оцененное значение относительных энергетических потерь для ядер ${}^9\text{Be}$, при прохождении вещества эмульсии составляет (4±2)% . Данное обстоятельство позволяет утверждать, что точность измерения импульсов частиц при релятивистских энергиях в несколько А ГэВ не столь критична. Частым и удобным для анализа предположением является - сохранение фрагментами первичного импульса на нуклон [11]. Тем самым, представляется возможным осуществление рассмотрения периферических процессов при фрагментации релятивистских ядер (в частности ${}^9\text{Be}$) анализируя особенности угловых распределений.

При анализе данных в фотоэмульсионных экспериментах, используется следующая классификация треков частиц. Все вторичные заряженные частицы делятся на три класса в зависимости от скорости β , которая определяется по ионизации или пробегу:

ливневые или s-частицы (ионизация $J < 1.4J_0$, где J_0 -ионизация на следах однозарядных релятивистских частиц);

«серые» или g-частицы ($J \geq 1.4J_0$, остаточный пробег ≥ 3000 мкм);

«черные» или b-частицы (остаточный пробег ≤ 3000 мкм);

b- и g-частицы объединяются в группу сильноионизирующих h-частиц, которые, в основном, являются фрагментами мишени.

Следы ливневых s-частиц отделяются от «серых» по счету зерен на изучаемом следе по отношению к их числу на следе релятивистской однозарядной частицы (на той же глубине в эмульсии), что дает значение J/J_0 . «Черные» следы отделяются от «серых» по длине остаточного пробега частицы ($R_b \leq 3000$ мкм). В фотоэмульсии регистрируются также ядра отдачи и δ -электроны [136].

В данном эксперименте по изучению канала фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ тип звезды определялся визуально перед измерением углов на микроскопах типа KSM-1.

§1.4 Определение зарядов частиц в эмульсиях облученных релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$

Для определения заряда тяжелой релятивистской частицы в фотографической эмульсии используется метод счета δ -электронов. Плотность следа образуемого заряженной релятивистской частицей в эмульсии непосредственно связана с потерями энергии на ионизацию. Однако на образование зерна вдоль следа идет только часть теряемой частицей энергии. Образующиеся атомные электроны могут создавать свой собственный ответвленные следы, называемые следами δ -электронов. Процесс образования следов δ -электронов происходит при энергии электрона свыше 5 КэВ. Если частица с зарядом Ze и скоростью v движется в среде, то число δ -электронов с энергией больше или равной E , которые испускаются на единице длины пути, приближенно определяется выражением (5).

$$N(E, v) = \frac{2pNe^4Z^2}{mv^2} \left[\frac{1}{E} - \frac{1}{2mv^2} \right] \quad (5)$$

При подсчете δ -электронов в фотографических эмульсиях обычно учитывают те из них, которые дают следы, состоящие из четырех или более зерен и фокусирующиеся одновременно со следом. Энергия подобных δ -электронов составляет не менее 15 КэВ. Зависимость числа δ -электронов от заряда описывается следующим соотношением $N_{\delta}=aZ^2+b$. Для каждого измерителя проводящего счет δ -электронов, коэффициенты a и b подбираются экспериментально. Наличие фона обычно не вызывает серьезных затруднений при распознавании и подсчете δ -электронов. Типичная длина следа достаточная для идентификации заряда иона по счету δ -электронов составляет 2 мм. Более подробно описание методики измерения заряда представлено в [125, 137].

Многократными измерениями в ядерных эмульсиях установлено, что релятивистские фрагменты ядра-снаряда с $Z=1$ отделяются от фрагментов с $Z=2$ визуально, с высокой степенью точности (так как однократная ионизация для следов с $Z=1$ надежно отличается от четырехкратной ионизации для следов с $Z=2$).

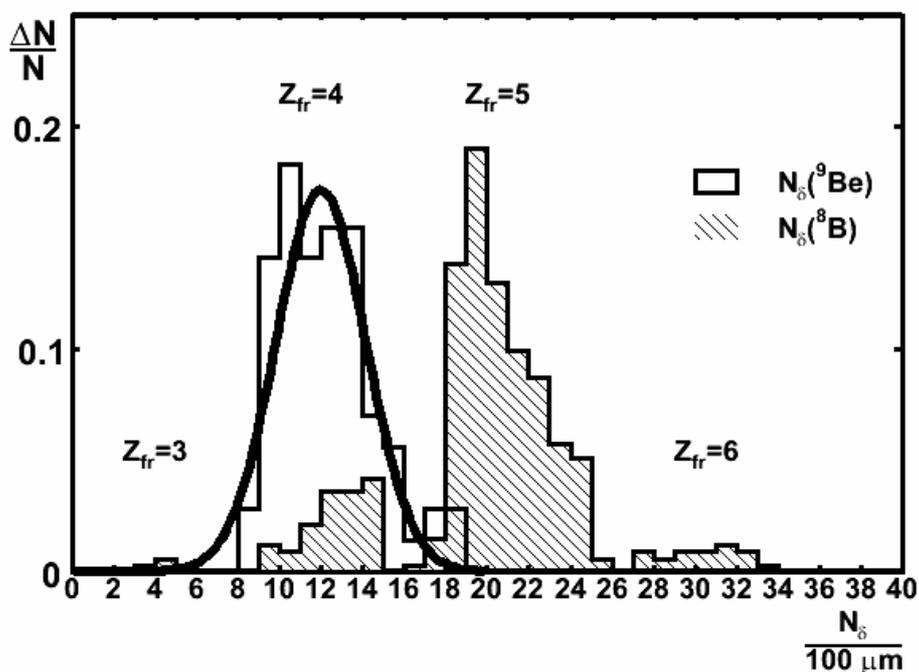


Рисунок 2 Распределение по числу δ -электронов ($N_\delta/100$ мкм) для событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ на пучковых треках. Распределение по числу δ -электронов ($N_\delta/100$ мкм) для событий фрагментации ${}^8\text{B}$ различных каналов на пучковых треках - заштрихованная гистограмма.

На рисунке (2) представлено распределение событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ по числу δ -электронов ($N_\delta/100$ мкм) на пучковых треках. Величины среднего значения и среднеквадратичного отклонения равны соответственно $\langle N_\delta/100 \rangle = 12.3 \pm 0.3$, $\sigma_{N_\delta} = 2.3 \pm 0.2$. Распределение событий по величине ($N_\delta/100$ мкм) характеризуется нормальным законом распределения. Для уровня значимости $\omega = 0.05$ значение критерия Колмогорова $d = 0.56$ ($d_{\text{крит}} = 1.36$). Число δ -электронов на 100 мкм длины пучкового трека соответствующее $Z=4$ принадлежит интервалу (6, 18). Для сравнения на рисунке (2) приводится распределение $N_\delta/100$ мкм для первичных треков в эмульсиях облученных пучком, содержащим релятивистские ядра ${}^8\text{B}$ с энергией 1.2 А ГэВ. Методика ядерных эмульсий позволяет надежно разделить треки частиц с зарядом $Z=4$ и 5 в эмульсиях одного состава при схожих параметрах пучков.

§1.5 Особенности разделения изотопов He в ядерных эмульсиях по измерениям многократного рассеяния на треках частиц с $Z=2$ в облучении ${}^9\text{Be}$

При изучении периферических процессов при фрагментации ядер, важным источником информации является изотопный состав образующихся фрагментов. В отсутствие дополнительных способов идентификации для разделения изотопов H и He в эмульсионных экспериментах используют измерения величины $\rho\beta c$, определяемой по среднему углу многократного кулоновского рассеяния.

Заряженная частица, проходя через слой вещества конечной толщины t , непрерывно изменяет направление своего движения, причем чаще всего изменения в направлении движения частицы очень малы. Данные «малые» отклонения связывается с многократным кулоновским рассеянием частицы на атомных ядрах среды, расположенных вблизи траектории частицы. Для определения среднего углового отклонения частицы используются два метода, основанные на измерении отклонений проекции следа на плоскость эмульсии. В первом из них, названном угловым методом, определяется направление касательной к траектории в ряде находящихся на ней равноудаленных точек, и вычисляются средние угловые отклонения, представляющие разности между последовательными отсчетами. Во втором - координатном методе измеряются координаты проекций на плоскость эмульсии последовательных точек на треке, отстоящих друг от друга на расстояние t . Подобные измерения позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами путем вычисления вторых разностей между отсчетами [125].

Далее рассматривается только координатный метод. Чтобы измерить рассеяние с помощью этого метода, след выставляется параллельно оси, совпадающей с направлением движения столика микроскопа так, чтобы при перемещении он не выходил из поля зрения. Через равные участки длины величиной t (называемые ячейками) измеряется отклонение следа вдоль оси OX (x_i). Первые разности, $S_i = x_i - x_{i+1}$, дают для заданной ячейки t наклоны

хорд. Вторые разности координат $D_i = (x_{i+2} - x_{i+1}) - (x_{i+1} - x_i) = x_{i+2} - 2x_{i+1} + x_i = S_i - S_{i+1}$, которые дают последовательные взаимные отклонения хорд. Средняя величина модуля отклонения $|D|$ обратно пропорциональна импульсу частицы. При определении среднего углового отклонения частицы устраняются отдельные, выпадающие по своей большой величине значения, обусловленные однократным рассеянием. Процедура сводится к замене всех $|D|$, превышающих $4\langle |D| \rangle$, значениями, равными $4\langle |D| \rangle$ и т.д. [125, 126]. Среднее значение $\langle |D| \rangle$ на ячейках длиной t связано с величиной $p\beta c$ выражением (6).

$$\langle |D| \rangle = \frac{ZKt^{\frac{3}{2}}}{573 \cdot p\beta c} \quad (6)$$

Где Z – заряд фрагмента, p – импульс, βc – скорость частицы, $K=28.5$ – константа рассеяния [126]. В методике ядерных фотографических эмульсий по величине $p\beta c$ проводят разделения таких изотопов как ^1H , ^2H , ^3H и ^3He , ^4He .

Относительная ошибка определения величины $p\beta c$ по многократному рассеянию составляет $\sim(20-30)\%$, что сравнимо с относительной разницей масс изотопов ^3He , ^4He [126, 138]. Тем самым, при определении величины $p\beta c$ важным требованием является достаточная статистическая обеспеченности измерений выражающейся в необходимости использования треков длиной $\sim(2-5)$ см. Данное обстоятельство как существенно замедляет процедуру обработки так и не позволяет использовать имеющуюся статистику взаимодействий в полном объеме.

Проблема разделения изотопов He, образующихся в периферических процессах при фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ представляет собой задачу классификации статистического анализа данных [139, 140]. Определение изотопного состава фрагментов He, проведено на группе в 15 событий (30 фрагментов He) из набранной статистики фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$. Число отобранных звезд ограничивается требованиями к минимальной длине l

обоих треков-фрагментов He ($l \geq 1$ см) и расположению трека в эмульсии, удобному для измерения рассеяния. Определение величин $\langle |D| \rangle$ для отобранных событий осуществлялось в соответствии с вышеописанной процедурой для координатного метода. По полученным значениям $\langle |D| \rangle$ для ячеек t - 500, 600, 700, 800 мкм проводилось разделение изотопов He.

Процедура классификации изотопов He, используемая в работе, состоит из следующих этапов. Выполняется построение классифицирующих функций (дискриминантный анализ [139]) по результатам статистического моделирования величин средних значений вторых разностей $\langle |D| \rangle$ для изотопов He (^3He , ^4He , ^6He) на ячейках t – 500, 600, 700, 800 мкм. При моделировании предполагается нормальный закон распределения для величины $\langle |D| \rangle$, определяемой выражением (6) и дисперсией $\sigma^2 = (0.25 \langle |D| \rangle)^2$ [126, 138]. Определение коэффициентов классифицирующих функций осуществляется с использованием системы STATISTICA-5 [141]. Полученные функции используются для определения принадлежности величин $\langle |D| \rangle$, полученных экспериментально, к характерным группам значений для различных изотопов He.

Результаты классификации изотопов He по величине $\langle |D| \rangle$ при имеющейся статистике измерений позволяют сделать приблизительную оценку доли α -частиц составляющую $(77 \pm 16)\%$ по отношению к другим возможным изотопам ^3He , ^6He .

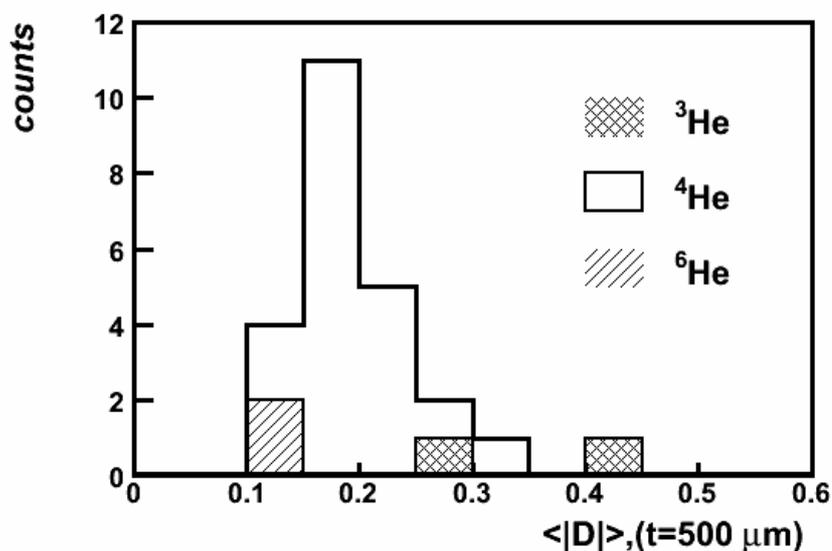


Рисунок 3 Распределение He фрагментов по величине $\langle |D| \rangle$ на ячейке $t=500$ мкм. Сплошная гистограмма принадлежит фрагментам идентифицированным как ${}^4\text{He}$. Заштрихованные гистограммы относятся к трекам фрагментов идентифицированных как ${}^3\text{He}$ ${}^6\text{He}$.

На рисунке (3) представлено распределение He фрагментов по величине $\langle |D| \rangle$, определенной на ячейке $t=500$ мкм. Сплошная гистограмма принадлежит фрагментам идентифицированным как ${}^4\text{He}$. Заштрихованные гистограммы относятся к трекам фрагментов идентифицированных как ${}^3\text{He}$ ${}^6\text{He}$ соответственно. Гистограмма, соответствующая изотопу ${}^4\text{He}$ иллюстрирует установленный выше факт преобладания канала ${}^9\text{Be} \rightarrow 2{}^4\text{He}$, над возможными вариантами, содержащими другие изотопы He в конечном состоянии. Представляется очевидным, что канал фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2{}^4\text{He} + n$ с энергетическим порогом 1.57 МэВ, должен доминировать в периферических взаимодействиях (при малых углах разлета фрагментов He) над каналом ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He} + 2n$, имеющим энергетический порог 22.15 МэВ. При дальнейшем анализе данных угловых измерений и обсуждении результатов предполагаем, что все изотопы He в набранной статистике 362 событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ являются ${}^4\text{He}$. Данное допущение является стандартным при исследованиях фрагментации в фотографических эмульсиях ядер имеющих ярко-выраженную Na-структуру (${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$) [11].

§1.6 Измерение углов в эмульсиях облученных релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$

Задача измерения пространственных углов между следами частиц в фотоэмульсии возникла еще на ранних этапах развития методики [125]. Традиционно, выбор метода и процедур измерения зависят от физической задачи, и задается условиями эксперимента. Определения и обозначения углов вылета вторичных частиц, измеряемых в эмульсиях, приведены на рисунке (4).

Для измерения углов треков, в эмульсиях облученных релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$, использовался измерительный микроскоп KSM – 1. Процедура измерения углов состоит в следующем. Эмульсию, наклеенную на стекло закрепляют на столике микроскопа. Пластика разворачивается таким образом, чтобы направление трека первичной частицы наилучшим образом совпадало с осью OX столика микроскопа (с точностью (0.1 – 0.2) мкм отклонения на 1 мм длины трека). Все измерения проводятся в стандартной трехмерной геометрии в правой декартовой системе координат. Ось OX системы совпадает с направлением проекции первичного следа на плоскость эмульсии. Ось OZ направлена от стекла к поверхности перпендикулярно плоскости эмульсии, ось OY – таким образом, чтобы получилась «правая» система координат (рисунок 4). За начало координат выбирается «вершина» события. В описанной координатной системе последовательно измеряются координаты точек трека первичной частицы и треков образующихся α -частиц. На основании измеренных координат (x, y, z) точки трека в эмульсии, вычисляются углы. Данный способ измерения углов именуется координатным методом.

При ручных измерениях на микроскопе количество измеряемых точек на треках определяются количеством треков и необходимостью обеспечения приемлемой точности измерений.

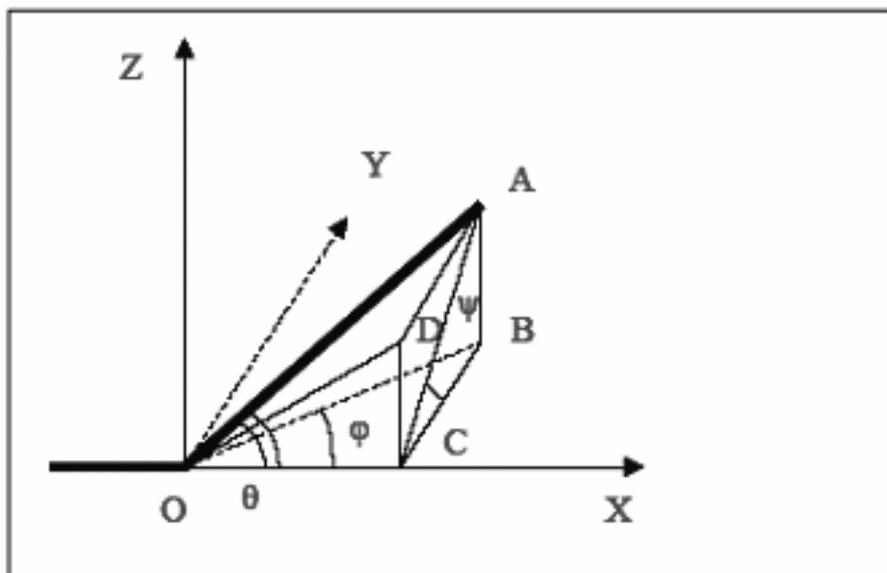


Рисунок 4 Определение углов вторичных частиц. OX – направление первичной частицы, $\angle AOC$ – полярный угол α , $\angle ACB$ – азимутальный угол ψ , $\angle BOC$ – угол в плоскости эмульсии (плоский угол) θ , $\angle DOC$ – глубинный угол α (Все углы приведены в системе координат связанной с первичной частицей).

Для перехода в систему координат, связанную с первичной частицей, производится вычисление глубинного (α_0) угла и угла в плоскости эмульсии (θ_0) первичного трека. Переход в систему координат, связанную с первичным ядром производится по формулам (7)

$$\begin{aligned} x &= x' \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\theta_0) + y' \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\theta_0) + z' \cdot \sin(\alpha_0) \\ y &= -x' \cdot \sin(\theta_0) + y' \cdot \cos(\theta_0) \\ z &= -x' \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\theta_0) - y' \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\theta_0) + z' \cdot \cos(\alpha_0) \end{aligned} \quad (7)$$

Штрихованные координаты относятся к системе координат, связанной с микроскопом, без штриха – к системе координат, связанной с первичным ядром. Выражение (7) представляет собой поворот системы координат на угол α_0 вокруг оси OY и на угол θ_0 вокруг оси OZ . Вычисление углов ϕ , α , θ и ψ проводится, опираясь на соотношения (8).

$$\begin{aligned}
\operatorname{tg}(q) &= \frac{\sqrt{z^2 + y^2}}{x}, & \cos(q) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\
\operatorname{tg}(y) &= \frac{z}{y}, & \cos(y) &= \frac{y}{\sqrt{z^2 + y^2}} \\
\cos(f) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, & \sin(f) &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\
\cos(a) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}, & \sin(a) &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}
\end{aligned} \tag{8}$$

При измерении углов необходимо учитывать изменения первоначальной толщины эмульсионного слоя вследствие его усадки во время проявки. При определении z координат точек следов учитывается коэффициент усадки эмульсии $\Delta = h_0 / h$, который представляет собой отношение начальной толщины эмульсионного слоя h_0 к ее толщине во время проведения измерений h .

Измерение координат точек треков проводилось последовательно в одном направлении (слева направо и от поверхности слоя к стеклу) по ходу пучка начиная с первичного трека и далее для всех треков фрагментов одновременно. На треке первичного ядра ${}^9\text{Be}$ и треках фрагментов измерялись по 10 троек (x, y, z) координат точек. Шаг измерений составлял 100 мкм, при общей длине трека, используемой для измерения 1 мм. Предполагая линейную зависимость $(y = a_y x + b_y$ и $z = a_z x + b_z)$ координат точек трека, методом наименьших квадратов находились коэффициенты a и b аппроксимирующего полинома первой степени зависимостей координат $z(x)$, $y(x)$. По найденным коэффициентам a_y , a_z , определялись углы (α, ϕ) для трека ядра ${}^9\text{Be}$ и треков α -частиц. На рисунке (5) приведен пример восстановленных направлений вылета (углов α, ϕ) пары α -частиц при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по измеренным точкам на треках.

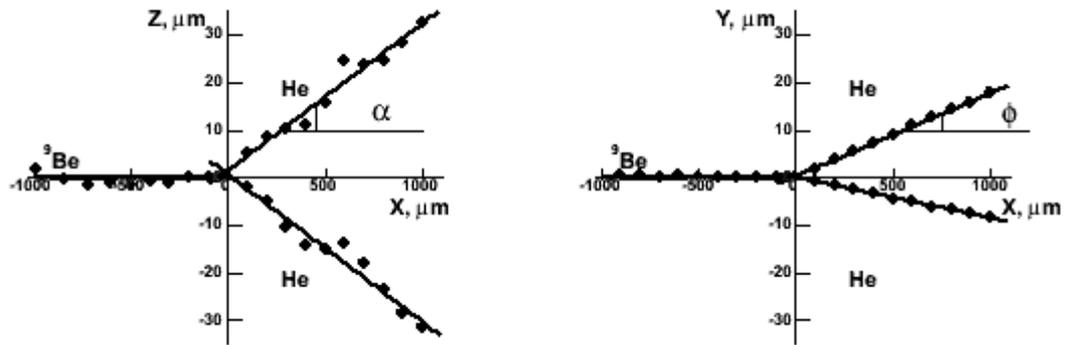


Рисунок 5 Пример восстановленных направлений вылета (углов α , f) α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по измеренным точкам на треках.

Распределения α -частиц в реакциях фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по углам α , f представлены на рисунке (6).

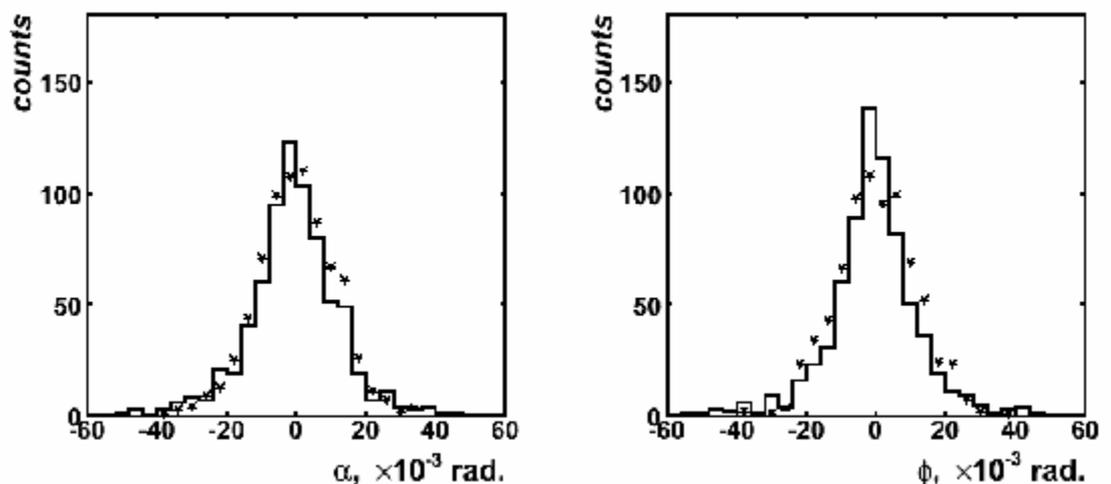


Рисунок 6 Распределения α -частиц по углам α , f в событиях фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Гистограммы – эксперимент, маркеры – результаты статистического моделирования исходя из предположения о нормальном законе распределения с параметрами $(0, S_\alpha)$, $(0, S_f)$ для углов α и f соответственно.

Распределения глубинного (α) и плоского (f) углов α -частиц характеризуются сходными значениями $\langle\alpha\rangle=(-0.7\pm 0.5)$ мрад и $\langle f\rangle=(-0.6\pm 0.5)$ мрад, близкими к нулю. Величины среднеквадратичных отклонений равны соответственно $\sigma_\alpha=(14.2\pm 0.4)$ мрад, $\sigma_f=(13.3\pm 0.3)$ мрад. По определению

(рисунок (4)), величины углов α и ϕ являются независимыми. В эксперименте также не наблюдается статистических корреляций между указанными величинами, значение коэффициента детерминации $r \approx 10^{-3}$.

Приблизительно 95% значений измерений глубинных и плоских углов α , $\phi \in (-30, 30)$ мрад и характеризуются нормальным законом распределения с параметрами $(-0.4, 10.4)$ мрад, $(-0.3, 10.1)$ мрад, соответственно. Значения критерия χ -квадрат Пирсона составляют - $\chi^2_{\alpha}=26.5$ ($\chi^2_{\text{крит}}=33.9$), $\chi^2_{\phi}=25.1$ ($\chi^2_{\text{крит}}=32.7$) при числе степеней свободы $n_{\alpha}=22$ $n_{\phi}=21$, и уровне значимости $\omega=0.05$. Значения критерия Колмогорова при уровне значимости $\omega=0.05$, составляют - $d_{\alpha}=0.73$, $d_{\phi}= 1.24$, ($d_{\text{крит}}=1.358$), что также подтверждает гипотезу о нормальном законе распределения.

Предполагая нормальный закон распределения с параметрами $(0, \sigma_{\alpha})$, $(0, \sigma_{\phi})$, где $\sigma_{\alpha}=10.4$ мрад, $\sigma_{\phi}=10.1$ мрад, выполнено статистическое моделирование величин углов α и ϕ . Результаты моделирования (гистограммы соответствующие нормальным распределениям) приведены на рисунке (6) - маркеры.

§1.7 Точность измерения углов в эмульсиях облученных ядрами ${}^9\text{Be}$

В работах [125, 126] приводится подробное описание возможных ошибок, возникающих при измерении координат треков в эмульсиях, связанных с особенностями методики. Измерению координат точек треков всегда сопутствуют различного рода ошибки: ложное рассеяние, шум зерен, шум столика, перефокусировки, тепловой шум и шум отсчета. Все перечисленные ошибки, возникающие при измерениях, имеют различную природу, статистические свойства и величину (см. работу [126]).

Отметим некоторые факторы, влияющие на точность измерений углов. При оценке истинной формы следа предполагается, что движение столика микроскопа является строго прямолинейным. В действительности качество каждого микроскопа в этом отношении определяется его конструктивной

схемой, тщательностью изготовления, особенностями эксплуатации и технического обслуживания.

При измерении глубин (координаты z) необходимо учитывать кривизну поля зрения объективов. Это объясняется тем, что участок объекта резко видимый в поле зрения микроскопа, на самом деле не является плоским. Вследствие этого резкое изображение двух точек, видимых в различных частях поля зрения микроскопа, вовсе не означает, что они находятся на одинаковой глубине в эмульсии. Для преодоления этого затруднения точки, глубины которых необходимо измерить, должны устанавливаться на равных расстояниях от центра поля зрения микроскопа. Последнее связано с тем, что поверхность резкой наводки обладает, как правило, круговой симметрией относительно оси оптической системы, при условии, что последняя надлежащим образом отъюстирована. Обычно для угловых измерений используются объективы с масляной иммерсией. При этом кажущаяся и фактическая глубины, оказываются весьма близкими, вследствие незначительной разницы в показателях преломления обычно применяемого иммерсионного масла ($n=1.52$) и желатины. По завершении работы с пластинки удаляется иммерсия, для предотвращения заметного изменения толщины эмульсии в месте контакта иммерсионного масла и эмульсии (что необходимо учитывать при работе).

При определении величин углов экспериментальные точки, полученные при измерениях аппроксимировались полиномом первой степени. Коэффициенты полинома определялись по методу наименьших квадратов. На рисунке (7) приведены распределения величин отклонений Δy , Δz координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек определяемых аппроксимирующими полиномами ($y=a_y x+b_y$ и $z=a_z x+b_z$). При значениях $\langle \Delta y \rangle$ и $\langle \Delta z \rangle$ близких к нулю, значения величин среднеквадратических отклонений для выборки из 250 измеренных треков α -частиц составили $\sigma_{\Delta y}=(7.9 \pm 0.13) \times 10^{-2}$ мкм, $\sigma_{\Delta z}=(8.1 \pm 0.13) \times 10^{-1}$ мкм. Распределения величин Δy и Δz подчиняется нормальному закону $\chi^2_{\Delta y}=18.4$

($\chi^2_{\text{крит}}=21.0$), $\chi^2_{\Delta z}=17.7$ ($\chi^2_{\text{крит}}=23.7$) при числе степеней свободы $n_{\Delta y}=12$ $n_{\Delta z}=14$, и уровне значимости $\omega=0.05$. Данный результат является подтверждением валидности метода наименьших квадратов для определения коэффициентов аппроксимирующей линейной зависимости.

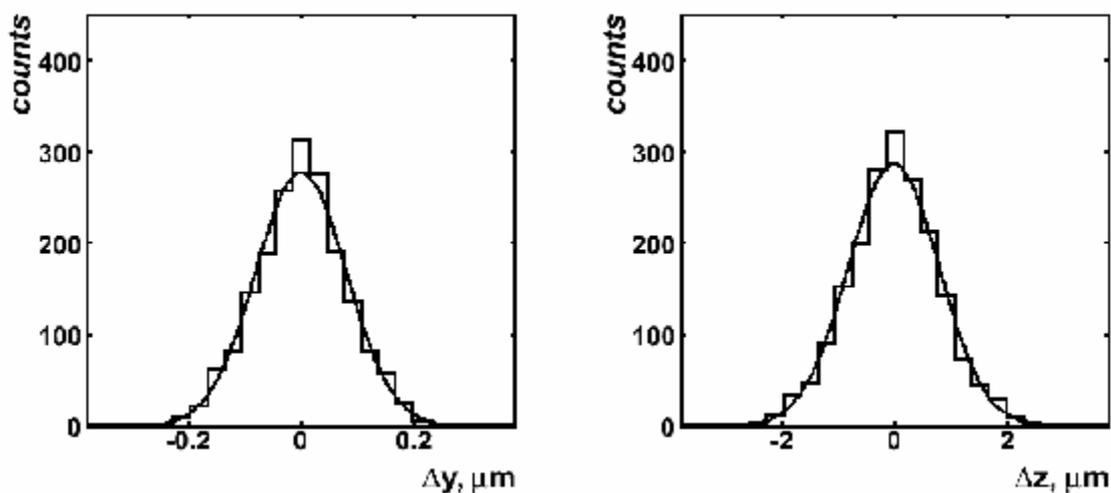


Рисунок 7. Распределения величин отклонений D_y , D_z координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами

Разброс величин Δy и Δz (рис. 7) отличается, приблизительно в 10 раз, но не превышает более чем в 2 - 3 раза толщину измеряемого трека. Различие объясняется тем, что при измерении координат точек треков z -координата определяется менее точно. Причина заключается в шумах, возникающих при вертикальных перемещениях тубуса микроскопа, наличии коэффициента усадки и искажениях формы трека (в основном вертикальных) во время проявки эмульсионного слоя [126].

При длине трека, используемой при измерениях равной 1 мм, установленная точность измерения углов α , ϕ лежит в интервале (1.1, 4.4) мрад. Нижняя граница указанного интервала определяется инструментальными возможностями микроскопа KSM-1, размером зерна эмульсии, базой измерения. Верхняя граница интервала определяется величиной $3\sigma_z$ в распределении коэффициентов b_z аппроксимирующего полинома первой степени ($z=a_zx+b_z$) отнесенной к длине измерения – 1 мм

[131]. Параметры распределения b_z , полученные в эксперименте - $\langle b_z \rangle = (3 \pm 5) \times 10^{-2}$ мкм, $\sigma_{b_z} = 1.46 \pm 0.4$ мкм. Распределение b_z подчиняется нормальному закону - $\chi^2_{b_z} = 27.1$ ($\chi^2_{\text{крит}} = 35.2$) при числе степеней свободы $n_{b_z} = 23$ и уровне значимости $\omega = 0.05$. Значение погрешности измерения относительных пространственных углов пары α -частиц установленное в эксперименте не превышает 1.6 мрад.

Глава 2 Основные характеристики канала фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$

Традиционно, изложение результатов анализа данных начинается с рассмотрения одночастичных угловых распределений частиц в лабораторной системе координат [11, 132]. В случае данного эксперимента логичнее было бы начать с рассмотрения особенностей спектров относительных пространственных (парных, «opening angles») углов α -частиц. Как будет показано далее, наблюдаются корреляции между индивидуальными и парными характеристиками α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

§2.1 Распределение событий по относительному пространственному углу между α -частицами

Рассмотрение особенностей угловых характеристик α -частиц образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ начнем со свойств спектра относительных пространственных углов Θ между направлениями разлета.

В эксперименте угол Θ разлета пары α -частиц измерялся как угол одного из треков по отношению ко второму. Данный способ измерения позволяет существенно повысить точность определения относительного пространственного угла Θ , уменьшить влияние искажений эмульсионного слоя в области измерения.

На рисунке (8) представлено распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине относительного пространственного угла Θ . Особенности спектра значений углов Θ , позволяют условно разбить имеющуюся статистику событий на четыре интервала значений. Приблизительно 81% событий фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ идущих с образованием пары α -частиц можно разделить по величине угла Θ на две группы с интервалами значений $\Theta \in (0, 10.5), (15.0, 45.0)$ мрад соответственно.

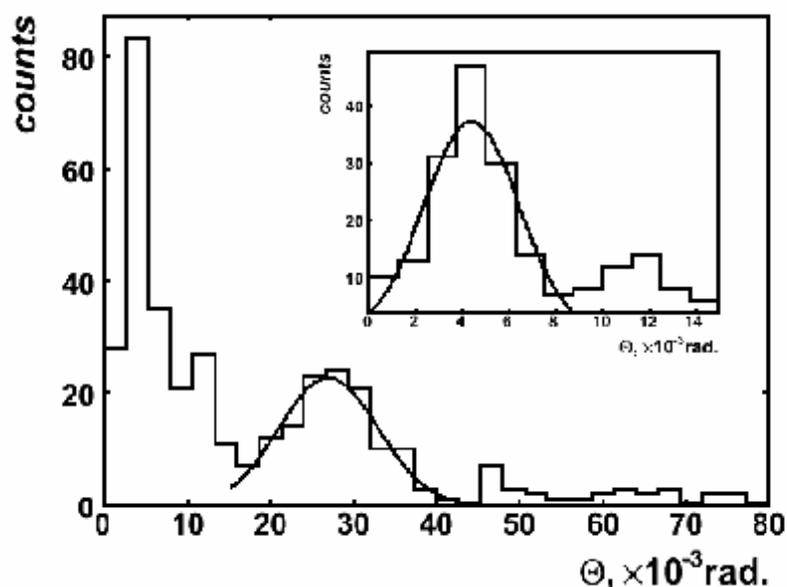


Рисунок 8 Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине относительно пространственного угла Θ между α -частицами, образующимися в реакции. На вставке – распределение событий по углу Θ в области $(0, 15.0)$ мрад.

Нижняя граница $\Theta_{\text{мин}}=0$ значений интервала $(0, 10.5)$ выбрана исходя из отсутствия событий с углами Θ меньше ошибки измерения (0.5 мрад). Величины относительных пространственных углов Θ , вышеуказанных интервалов распределены по нормальному закону. Параметры распределений представлены в таблице (1), где χ^2 , d – соответствующие значения критериев χ -квадрат Пирсона и Колмогорова, при числе степеней свободы n (для χ^2) и уровне значимости ω .

Таблица 1 Параметры распределений событий по величине относительного пространственного угла Θ .

Угол Θ , мрад	$\langle\Theta\rangle$, мрад	σ_{Θ} , мрад	χ^2 , ($\chi^2_{\text{крит}}$, n , ω)	d , ($d_{\text{крит}}$, ω)	Число событий
0 - 10.5	4.4±0.2	2.1±0.2	10.3, (11.1, 5, 0.05)	0.8, (1.36, 0.05)	164
15.0 – 45.0	27.0±0.6	5.9±0.6	3.1 (14.1, 7, 0.05)	0.4, (1.36, 0.05)	130

На интервалы значений (10.5, 15) мрад и (45.0, 114.0) мрад (верхняя граница последнего интервала определяется максимальным экспериментальным значением) приходится оставшиеся 19% статистики событий. Естественно, выбор границ интервалов является приблизительным. Он основывается на подборе значений параметров для наилучшего приближения экспериментальных данных к ожидаемому закону распределения. Выбор типа распределения базируется на наблюдении тенденции в группировании результатов измерений (вид гистограммы), и свойствах измеряемых величин. Учет распределения событий по величине относительного пространственного угла Θ позволяет понять особенности одночастичного распределения полярных углов вылета α -частиц.

§2.2 Одночастичные распределения полярных и азимутальных углов α -частиц

Величина полярного угла θ α -частицы ($\angle AOC$, рис. 4) может быть определена как по формулам (8), так и из соответствующих значений глубинного угла – (α) и угла в плоскости эмульсии – (ϕ). На рисунке (9) представлено распределение α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по величине полярного угла θ . Ожидалось, что экспериментальное распределение значений величин углов θ будет соответствовать распределению Релея (9) с параметром $\sigma_{\theta}=(13.8\pm 0.5)$ мрад, N -число элементов выборки. Выражение (9) для оценки значения параметра σ ,

получено по методу максимального правдоподобия. Максимум функции $f(\theta)$, достигается при $\theta=\sigma$.

$$f(q) = \frac{q}{s^2} \exp\left(\frac{-q^2}{2s^2}\right) \quad (9)$$

$$s^2 = \frac{\sum_{i=1}^N q_i^2}{2N}$$

Анализ данных показал, что наилучшее приближение экспериментального распределения ($\chi^2=30.1$ $\chi^2_{\text{крит}}=56.0$, $n=32$, $\omega=0.05$) наблюдается к сумме релеевских распределений с параметрами $\sigma_{\theta 1}=(6.8\pm 0.4)$ мрад, $\sigma_{\theta 2}=(16.4\pm 0.8)$ мрад. Разбиение статистики углов θ , осуществлялось по принадлежности α -частиц к одному из двух интервалов значений относительных пространственных углов Θ (рис. 9). При этом интервалы углов Θ (10.5, 15.0), (15.0, 45.0), (45.0, 114.0) мрад были объединены в один для большей статистики. Параметры распределений представлены в таблице (2), где χ^2 , d - значение критериев соответствия - χ -квадрат Пирсона и Колмогорова, при числе степеней свободы n (для χ^2) и уровне значимости ω .

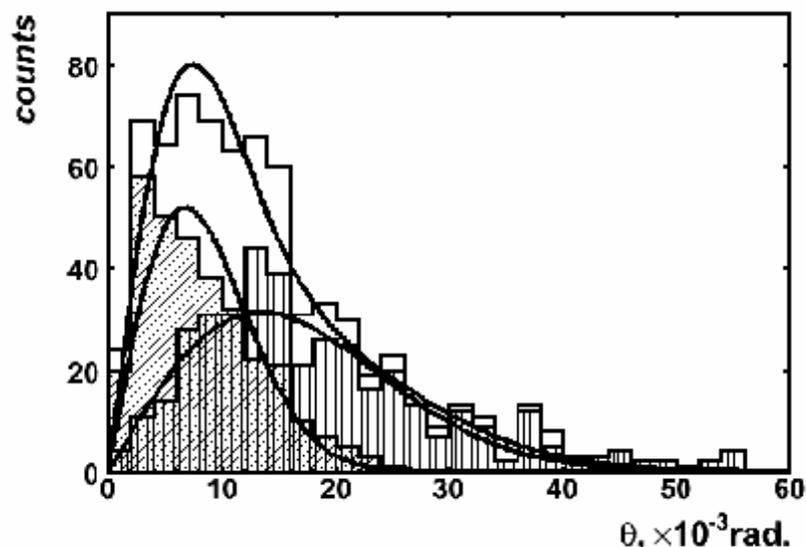


Рисунок 9 Распределение α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по величине полярного угла θ . Наклонно заштрихованная гистограмма – α -частицы с относительными пространственными углами $\Theta \hat{I} (0, 10.5)$ мрад. Вертикально заштрихованная гистограмма - α -частицы с $\Theta \hat{I} (10.5, 114.0)$ мрад. Сплошная гистограмма – суммарное распределение.

Из анализа были исключены 12 треков α -частиц (6 событий) со значениями углов $\theta \in (25.0, 100.0)$ и характеризующиеся относительными пространственными углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад. Данные события, по-видимому, связаны с рассеянием на «большие углы» (>25.0 мрад) пары α -частиц как целого. Доля таких событий составляет 4%, от числа взаимодействий с углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад. Этим и объясняется различие в форме штрихованного и суммарного распределений (рис. 9) в области углов $\theta - (25.0, 80.8)$ мрад (верхняя граница данного интервала определяется максимальным экспериментальным значением).

Таблица 2 Параметры релеевских распределений α -частиц по величине полярного угла ϑ .

Угол θ , мрад	σ_θ , мрад	Относительный вес (%)	χ^2 , ($\chi^2_{\text{крит}}$, n , ω)	d , ($d_{\text{крит}}$, ω)	Число α -частиц
0 – 25.0	6.8±0.4	44.0	20.6, (23.7, 14, 0.05)	1.2, (1.36, 0.05)	316
0 – 80.8	16.4±0.8	56.0	36.8 (42.6, 29, 0.05)	0.8, (1.36, 0.05)	398

Тем самым, распределение α -частиц по величине полярного угла θ может быть разбито как минимум на две группы по относительному пространственному углу Θ α -пар. Распределение α -частиц по величине полярного угла θ может свидетельствовать о наличии нескольких путей образования α -пар, наблюдаемых в конечном состоянии при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

На рисунке (10) представлено распределение α -частиц по величине азимутального угла ψ . Вид гистограмм, приведенных на рисунке (10) свидетельствует о равномерном законе распределения по значению угла ψ для α -частиц группированных по относительному пространственному углу Θ . Значения критерия Колмогорова для α -частиц соответствующих углу $\Theta \in (0, 10.5)$ $d=1.1$ и $\Theta \in (10.5, 114.0)$ $d=0.9$ при значении $d_{\text{крит}}=1.36$ и уровне значимости $\omega=0.05$.

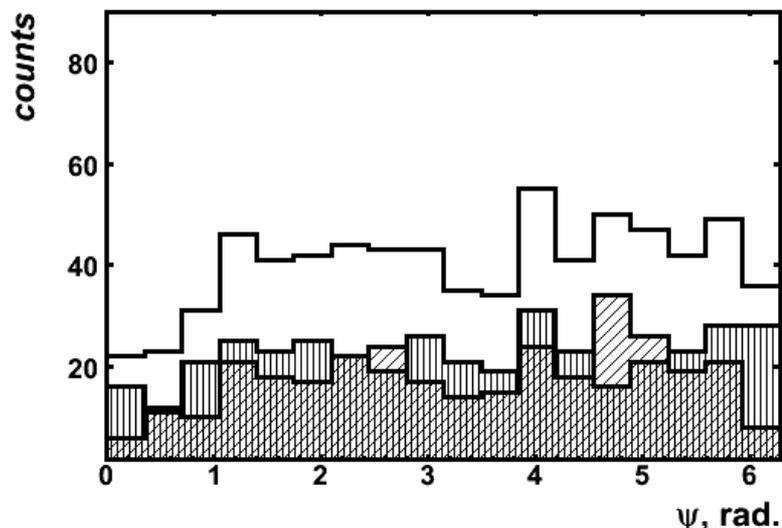


Рисунок 10 Распределение α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по величине азимутального угла ψ . Наклонно заштрихованная гистограмма – α -частицы с относительными пространственными углами $\Theta \hat{I} (0, 10.5)$ мрад. Вертикально заштрихованная гистограмма – α -частицы с $\Theta \hat{I} (10.5, 114.0)$ мрад. Сплошная гистограмма – суммарное распределение.

В значениях качественной шкалы Чеддока между величинами относительных пространственных углов Θ и соответствующих им полярных углов θ α -частиц существует заметная связь ($r=0.601$ – коэффициент линейной корреляции Пирсона). Но так как $r < 0.7$, то на долю неучтенных факторов приходится больший вес ($>50\%$) и значимость такой зависимости невысока, или зависимость не линейная.

§2.3 Спектры поперечных импульсов α -частиц

До сих пор, рассмотрение особенностей фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, основывалось на обсуждении угловых спектров образующихся α -частиц. Как известно, данное представление недостаточно информативно для сравнения экспериментальных данных при различных, пусть и близких значениях энергий. В работах [11, 12] сравнение результатов по фрагментации проводится по величинам поперечных импульсов P_T α -частиц, значения которых в соответствии с формулой (10) является функцией от полярного угла.

$$P_T = p_0 \cdot A \cdot \sin(\theta) \quad (10)$$

В выражении (10) символы p_0 , A и θ - импульс, приходящийся на один нуклон, массовое число фрагмента и полярный угол вылета, соответственно.

На рисунке (11а) представлено распределение α -частиц по поперечному импульсу P_T в лабораторной системе. Так как в области углов $\theta \in (0, 80.8)$ мрад отношение $\sin(\theta)/\theta \rightarrow 1$, то внешний вид P_T -спектра не отличается от спектра полярных углов θ . Распределение α -частиц по P_T в лабораторной системе, также может быть представлено в виде суммы релеевских распределений (9) с параметрами $\sigma_1(P_T) = (52 \pm 3)$ МэВ/с, $\sigma_2(P_T) = (125 \pm 6)$ МэВ/с и таким же относительными весами.

Для интерпретации распределения α -частиц по P_T в лабораторной системе воспользуемся статистическими представлениями для описания фрагментации, упоминающиеся в работах [11-13, 45, 142]. Согласно статистической модели фрагментации (ФГХ), предложенной Фешбахом, Гольдхабером и Хуангом [111, 112] зависимость дисперсии σ_F^2 импульсного распределения для фрагмента с массовым числом A_F ядра A_0 от дисперсии импульсного распределения нуклонов в данном ядре σ_0^2 определяется параболическим законом Гольдхабера (3). Величина σ_F^2 может быть определена из эксперимента как квадрат параметра - σ^2 в P_T -распределении для α -частиц (формула (9)). Теоретическое значение σ_F^2 может быть получено из соотношения (3) в котором $A_F=4$, $A_0=9$. В данном случае предполагаем, что α -частица испускается ядром ${}^9\text{Be}$.

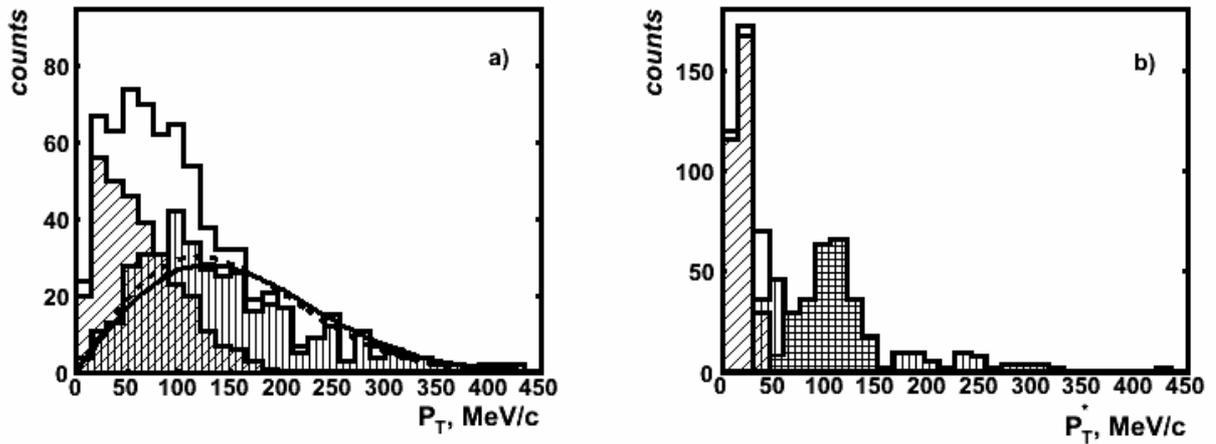


Рисунок 11 Распределение α -частиц, по величине поперечного импульса P_T в лабораторной системе (a) и по поперечному импульсу P_T^* в системе центра масс пары α -частиц (b). Наклонно заштрихованные гистограммы – α -частицы с относительными пространственными углами $\Theta \hat{I}$ (0, 10.5) мрад. Вертикально заштрихованные гистограммы - α -частицы с $\Theta \hat{I}$ (10.5, 114.0) мрад. Сплошные гистограммы – суммарные распределения. Горизонтальной штриховкой выделена группа α -частиц с углами $\Theta \hat{I}$ (15.0, 45.0) мрад - (b). Плавная сплошная кривая (a) – расчет P_T α -частиц по статистической модели, для случая испускания α -частиц из ядра ${}^9\text{Be}$, прерывистая - испускание α -частиц из ядра ${}^8\text{Be}$ в 2^+ состоянии.

Величина σ_0 может быть определена из соотношения $\sigma_0 \cdot r_0 = \hbar/2$, где r_0 определяется радиусом ядра - $R = r_0 \cdot A^{1/3}$. Значение радиуса ядра ${}^9\text{Be}$ может быть взято, например, из работы [143] $R = (2.52 \pm 0.01)$ фм. Таким образом, могут быть определены теоретические значения величин $\sigma_0 = 81.4$ МэВ/с, импульса Ферми $p_F = 182.0$ МэВ/с и ожидаемого значения параметра релеевского распределения поперечных импульсов, испускаемых α -частиц $\sigma(P_T) = 128.8$ МэВ/с для ядра ${}^9\text{Be}$.

Нетрудно заметить, что предположение в рамках статистической модели (ФГХ) об испускании α -частиц фрагментирующим ядром ${}^9\text{Be}$ не позволяет объяснить наблюдаемый вид P_T -распределения α -частиц в лабораторной системе. Сплошная плавная кривая, приведенная на рисунке (11a) – расчет P_T α -частиц по статистической модели, при испускании α -

частиц из ядра ${}^9\text{Be}$. Теоретическое значение $\sigma(P_T)=128.8$ МэВ/с близко к полученному экспериментально значению $\sigma_2(P_T)=(125\pm 6)$ МэВ/с для α -частиц с $\Theta \in (10.5, 114)$ мрад. Для P_T -распределения α -фрагментов принадлежащих к группе с относительными и пространственными углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад величина параметра релеевского распределения - $\sigma_1(P_T)=(52\pm 3)$ МэВ/с. Можно показать, что соответствующее значение величины $\sigma_0=(34\pm 2)$ МэВ/с и предположить, что α -частицы испускаются другим объектом - ядром ${}^8\text{Be}$, образующимся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ (заряженная компонента канала). Соответствующее величине $\sigma_0=(34\pm 2)$ МэВ/с значение r_0 , «формально» умноженное на $8^{1/3}$, характеризует размеры объекта $R=(5.9\pm 0.4)$ фм из которого осуществляется вылет α -частиц. Хотя данный результат является достаточно приблизительным (качественной оценкой), величина области $R=(5.9\pm 0.4)$ фм близка к вигнеровскому пределу для основного состояния ${}^8\text{Be} (0^+)$ $R_w=5.7$ фм [144-146].

Если α -фрагменты, принадлежащие к группе с относительными и пространственными углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад, образуются при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, через основное состояние (0^+) ядра ${}^8\text{Be}$, было бы логичным предположить, что α -частицы с $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад образуются через первое возбужденное состояние (2^+) ядра ${}^8\text{Be}$. Предположив, что радиус ядра ${}^8\text{Be}$ в 2^+ состоянии $R=2.49$ фм [48], теоретическое значение релеевского параметра для P_T -распределения α -частиц, испускаемых ${}^8\text{Be}$ в 2^+ - $\sigma(P_T)=119.8$ МэВ/с, что так же близко к экспериментальному значению $\sigma_2(P_T)=(125\pm 6)$ МэВ/с. Если ограничиться событиями с $\Theta \in (15.0, 45.0)$, то значение $\sigma_2(P_T)$ изменится - $\sigma'_2(P_T)=(110\pm 7)$ МэВ/с. Прерывистая кривая рисунка (11а)- расчет P_T по статистической модели при испускании α -частиц из ядра ${}^8\text{Be}$ в 2^+ состоянии. Следовательно, вышеприведенного анализа P_T -распределения α -частиц в лабораторной системе недостаточно, для заключения о «механизме» образования α -частиц при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ с $\Theta \in (10.5, 114)$ мрад.

$$\mathbf{P}_{Ti}^* \cong \mathbf{P}_{Ti} - \sum_{i=1}^2 \mathbf{P}_{Ti} / 2 \quad (11)$$

Распределение α -частиц по поперечному импульсу \mathbf{P}_T^* в системе центра масс α -пары, определяемому выражением (11), где \mathbf{P}_{Ti} – поперечный импульс i -ой ($i=1, 2$) α -частицы в лабораторной системе, представлено на рисунке (11b). Значения \mathbf{P}_T^* α -частиц, соответствующие событиям с относительными пространственными углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад и $\Theta \in (15.0, 45.0)$ мрад разделяются естественным образом, формируя два пика. Распределения α -частиц по величине \mathbf{P}_T^* подчинятся нормальному закону с параметрами представленными в таблице (3), где, d - значение критерия Колмогорова, ω - уровень значимости. Являясь, по сути, следствием распределения событий по относительному пространственному углу Θ , распределение α -частиц по \mathbf{P}_T^* может служить отправной точкой для эквивалентной схемы рассуждений при изложении результатов данного исследования.

Таблица 3 Параметры распределений α -частиц по величинам поперечных импульсов \mathbf{P}_T^ в системе центра масс α -пары*

Угол Θ , мрад	$\langle \mathbf{P}_T^* \rangle$, МэВ/с	$\sigma(\mathbf{P}_T^*)$, МэВ/с	$d, (d_{\text{крит}}, \omega)$	Число α -частиц
0 – 10.5	18.0±0.6	8.3	0.84, (1.36, 0.05)	328
15.0 – 45.0	102±2	22.2	0.23, (1.36, 0.05)	260

§2.4 Спектр относительных азимутальных углов пар α -частиц

Рассмотрение корреляций между частицами, составляющими многочастичные конечные состояния ядерных реакций при высоких энергиях, позволяет установить закономерности исследуемых процессов и осуществить выбор между многочисленными модельными подходами, которые нередко приводят к удовлетворительному описанию, например, одночастичных распределений [62].

$$y_{2\alpha} = \arccos(\hat{P}_{T1} \hat{P}_{T2} / P_{T1} P_{T2}) \quad (12)$$

Характеристикой двухчастичных азимутальных корреляций является величина (12) - парный азимутальный угол $\Psi_{2\alpha}$ между векторами поперечных импульсов двух α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

На рисунке (12) приведено распределение событий по величине $\Psi_{2\alpha}$. Можно заметить, что распределения для событий с относительными пространственными углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад и $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад качественно различны

Характеристиками двухчастичных азимутальных корреляций являются коэффициенты азимутальной асимметрии A [113] и коллинеарности B , определяемые выражениями (13) [62].

$$\begin{aligned} A &= (N(\Psi_{2\alpha} \leq p/2) - N(\Psi_{2\alpha} \geq p/2)) / N(0 \leq \Psi_{2\alpha} \leq p) \\ B &= (N(\Psi_{2\alpha} \leq p/4) + N(\Psi_{2\alpha} \geq 3p/4) - N(p/4 \leq \Psi_{2\alpha} \leq 3p/4)) / N(0 \leq \Psi_{2\alpha} \leq p) \end{aligned} \quad (13)$$

При статистически независимом вылете α -частиц и равномерном распределении по азимутальному углу ψ в интервале $(0, 2\pi)$ рад математические ожидания величин A , B должны быть равны нулю, а распределение по парному азимутальному углу $\Psi_{2\alpha}$ должно быть равномерно в интервале $(0, \pi)$ рад. [62, 113]. Экспериментальные значения коэффициентов азимутальной асимметрии A и коллинеарности B , в зависимости от величины относительного пространственного угла Θ приведены в таблице (4).

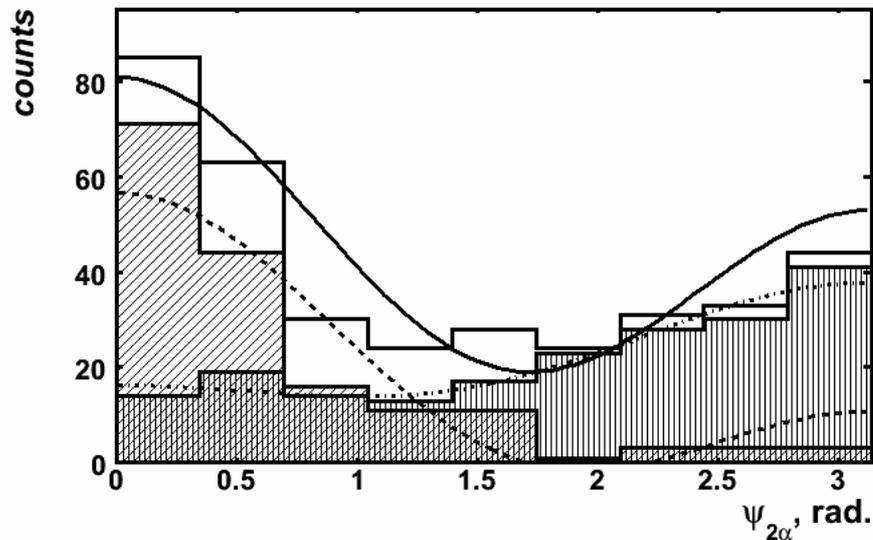


Рисунок 12 Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине относительного азимутального угла пары α -частиц $\psi_{2\alpha}$. Наклонно заштрихованная гистограмма – α -частицы с относительными пространственными углами $\Theta \hat{I} (0, 10.5)$ мрад. Вертикально заштрихованная гистограмма – α -частицы с $\Theta \hat{I} (10.5, 114.0)$ мрад. Сплошная гистограмма – суммарное распределение. Прерывистая кривая соответствует графику функции (14) с коэффициентами $C1, C2$, определенными из эксперимента, для событий с $\Theta \hat{I} (0, 10.5)$ мрад, прерывистая кривая типа «точка-тире» – событиям с $\Theta \hat{I} (10.5, 114.0)$ мрад, сплошная кривая соответствует всем событиям ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

Таблица 4 Значения коэффициентов азимутальной асимметрии A и коллинеарности B , полученные в эксперименте, для пар α -частиц в зависимости от величины относительного пространственного угла Q

Угол Θ , мрад	$A, \times 10^{-1}$	$B, \times 10^{-1}$	$C1$	$C2$
0 – 10.5	8.0 ± 0.6	5.5 ± 0.4	1.26	0.86
10.5 – 114.0	-2.9 ± 0.2	1.8 ± 0.14	-0.46	0.28
все события	2.0 ± 0.11	3.4 ± 0.2	0.31	0.53
(теоретическое значение)	(-4.2)	(1.6)	(-0.67)	(0.25)

В работе [62] утверждается, что если разлет частиц (в частности α) по каким-либо причинам не является статистически независимым, то соответствующее распределение по парному азимутальному углу, должно описываться выражением (14), где N -число образующихся частиц. Математические ожидания значений величин A , B связаны с $C1$, $C2$ как $A=2/\pi \cdot C1$ и $B=2/\pi \cdot C2$. Экспериментальные значения коэффициентов $C1$, $C2$ для каждой группы событий приводятся в таблице (4).

$$f(y_{2a}) = \frac{1}{p} (1 + C1 \cdot \cos(y_{2a}) + C2 \cdot \cos(2y_{2a})) \quad (14)$$

$$C1 = \frac{-4}{3(N-1)}, \quad C2 = \frac{1}{(N-1)^2}$$

Теоретические значения величин A , B , $C1$, $C2$ при условии, что $N=3(2\alpha+n)$, также приведены в таблице (4). Нетрудно видеть, что распределение событий по величине парного азимутального угла $\Psi_{2\alpha}$ не может быть описано в рамках статистической модели. На рисунке (12) приведены графики для выражения (14) при соответствующих значениях коэффициентов $C1$, $C2$, определенных в эксперименте. Прерывистая кривая соответствует графику функции (14), для событий с $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад, прерывистая кривая типа «точка-тире» – событиям с $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад, сплошная кривая - всем событиям ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Отдаленное совпадение теории и эксперимента наблюдается лишь для группы событий с пространственными углами $\Theta \in$

(10.5, 114.0) мрад. Соответствующее распределение величины угла $\Psi_{2\alpha}$ описывается выражением (14) с параметрами $C_1=-0.46$, $C_2=0.28$., значение критерия χ -квадрат $\chi^2=2.1$ ($\chi^2_{\text{крит}}=12.6$), при числе степеней свободы – 6 и уровне значимости $\omega=0.05$. События с $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад, характеризуются наиболее высокими значениями коэффициентов азимутальной асимметрии $A=(8.0\pm 0.6)\times 10^{-1}$ и коллинеарности $B=(5.5\pm 0.4)\times 10^{-1}$.

Отличие экспериментальных значений величин A и B от нуля позволяют отвергнуть предположение о независимом вылете α -частиц из ядра ${}^9\text{Be}$ для событий с $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад. Тем самым, если α -частицы из группы событий, характеризующейся величиной относительного пространственного угла $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад, образуются из ${}^8\text{Be}$ в основном (0^+) состоянии, то естественно предположить, что часть α -частиц в реакции ${}^9\text{Be}\rightarrow 2\alpha$, например, для событий с $\Theta \in (15.0, 45.0)$ мрад могут образовываться через промежуточный ${}^8\text{Be}$ в 2^+ состоянии. Соответствующие данной группе значения - $A=(-2.6\pm 0.2)\times 10^{-1}$, $B=(1.4\pm 0.12)\times 10^{-1}$. Подтверждению правильности данного заключения может способствовать анализ энергетических масштабов взаимодействия.

На форму распределения по парному азимутальному углу, может также влиять наличие «переносного» поперечного импульса, получаемого фрагментирующим ядром при взаимодействии с мишенью. Особенно ярко влияние переносного импульса должно сказываться для событий характеризующихся величиной относительного пространственного угла $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад. Другим, также возможным, фактором может быть приобретение углового момента фрагментирующим ядром [11]. Необходимо учитывать данные возможности при интерпретации результатов.

§2.5 Распределение по эффективной инвариантной массе пар α -частиц

Анализ угловых распределений α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, позволил провести разделение всей статистики взаимодействий на четыре группы по величине относительного пространственного угла Θ . Приблизительно 81% событий фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ идущих с образованием пары α -частиц характеризуются величиной угла $\Theta \in (0, 10.5)$ или $\Theta \in (15.0, 45.0)$ мрад. Следовательно, отмеченная особенность должна проявиться и в распределении по эффективной инвариантной массе $M_{2\alpha}$ (выражение (15)) пар α -частиц.

$$M_{2a} = \left[2(m_a^2 + E_{a1}E_{a2} - p_{a1}p_{a2} \cos(\Theta_{12})) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$
$$Q_{2a} = M_{2a} - 2 \cdot m_a$$

В работах [12, 13] анализируются распределения событий по величине разности эффективной инвариантной массы $M_{2\alpha}$ α -пары и удвоенной массы α -частицы $2 \cdot m_\alpha$. В формулах (15), указанная разность обозначена как $Q_{2\alpha}$, символами $E_{\alpha i}$, $p_{\alpha i}$ – полная энергия и импульс α -частицы.

На рисунке (13) представлено распределение событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по величине $Q_{2\alpha}$, именуемой в [147] энергией возбуждения. Как упоминалось в начале данной главы, анализ результатов опирается на угловые измерения, вклад энергетических потерь не является существенным [12, 13]. В выражениях (15) величина $M_{2\alpha}$, а, следовательно, и $Q_{2\alpha}$ являются лишь функциями от относительного пространственного угла Θ . Не трудно видеть, что распределения событий по величине энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ для групп с $\Theta \in (0, 10.5)$ и $\Theta \in (15.0, 45.0)$ мрад также качественно различны.

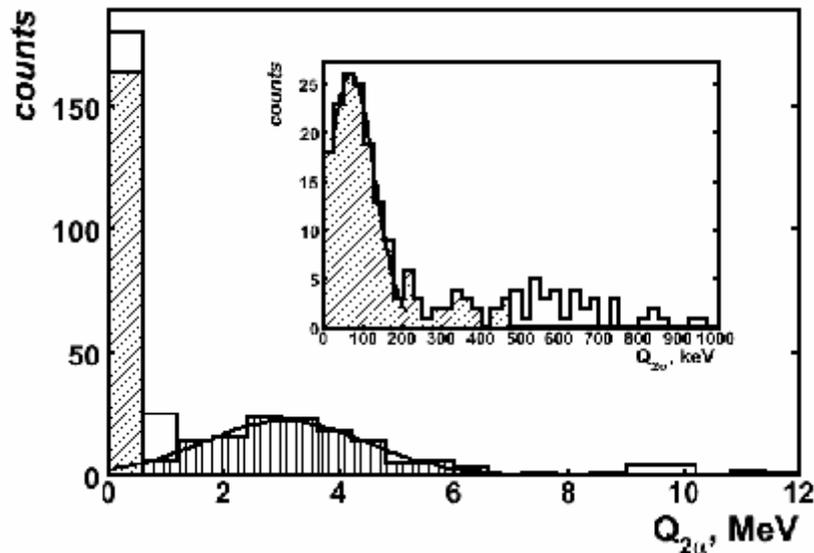


Рисунок 13 Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине энергии $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц, образующихся в реакции. Вертикально заштрихованная гистограмма соответствует событиям с относительными пространственными углами $\Theta \hat{I}$ (15.0, 45.0) мрад. На вставке – распределение событий по $Q_{2\alpha}$ в области углов $\Theta \hat{I}$ (0, 15.0) мрад. Наклонно заштрихованная гистограмма – события с относительными пространственными углами $\Theta \hat{I}$ (0, 10.5) мрад. Сплошная гистограмма – суммарное распределение.

Параметры распределений для групп событий с $\Theta \in (0, 10.5), (10.5, 15.0), (15.0, 45.0), (45.0, 114.0)$ приведены в таблице (5), где χ^2, d - значение критериев соответствия χ -квадрат Пирсона и Колмогорова, при числе степеней свободы n (для χ^2) и уровне значимости ω . Предполагалось, что анализируемые значения величин $Q_{2\alpha}$ для указанных в таблице (5) интервалов Θ распределены по нормальному закону. Результаты свидетельствуют, что распределение по величине $Q_{2\alpha}$ приблизительно для (75±10)% событий с углом $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад характеризуется значением $\langle Q_{2\alpha} \rangle = 86 \pm 4$ кэВ с $\sigma(Q_{2\alpha}) = 48 \pm 2$ кэВ, близким по величине к значению основного состояния (0^+) ядра ${}^8\text{Be}$ - 92 кэВ.

Таблица 5 Параметры распределений событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ в зависимости от величины относительного пространственного угла Θ пары α -частиц. *Параметры в данной строке указаны для области значений под теоретической кривой нормального распределения (см. рисунок (13) события с $\Theta \hat{I} (0, 10.5)$). **Полное число событий с $\Theta \hat{I} (0, 10.5)$.

Θ , мрад	$\langle Q_{2\alpha} \rangle$, МэВ	$\sigma(Q_{2\alpha})$, МэВ	χ^2 , ($\chi^2_{\text{крит}}$, n, ω)	d, ($d_{\text{крит}}$, ω)	Число событий
(0 - 10.5), $\langle \Theta \rangle = 4.4 \pm 0.2$, $\sigma(\Theta) = 2.1 \pm 0.2$	$*(8.6 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	$(4.8 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	0.4, (9.5, 4, 0.05)	0.6, (1.36, 0.05)	131 **(164)
(10.5 – 15.0), $\langle \Theta \rangle = 12 \pm 0.2$, $\sigma(\Theta) = 1.2 \pm 0.11$	$(6.5 \pm 0.2) \times 10^{-1}$	$(1.3 \pm 0.14) \times 10^{-1}$	-	0.5(1.36, 0.05)	36
(15.0 – 45.0), $\langle \Theta \rangle = 27.0 \pm 0.6$, $\sigma(\Theta) = 5.9 \pm 0.6$	3.1 ± 0.11	1.30 ± 0.08	4.7 (15.5, 8, 0.05)	0.34, (1.36, 0.05)	130
(45.0 – 114.0), $\langle \Theta \rangle = 62 \pm 3$, $\sigma(\Theta) = 15 \pm 2$	$(1.8 \pm 0.2) \times 10$	9.4 ± 1.7	-	0.68, (1.36, 0.05)	32

Для событий с углом $\Theta \in (15.0, 45.0)$ мрад значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle = 3.1 \pm 0.11$ МэВ и $\sigma(Q_{2\alpha}) = 1.30 \pm 0.08$ МэВ, что близко по величине к значению первого возбужденного состояния (2^+) ядра ${}^8\text{Be} \sim 3$ МэВ, с шириной $\Gamma \sim 1.5$ МэВ [53]. События, характеризующиеся интервалами относительных пространственных углов $\Theta \in (10.5 - 15.0)$, $\Theta \in (45.0 - 114.0)$ мрад могут быть связаны с образованием ${}^5\text{He}$ [52-56] и ${}^8\text{Be}$ в (4^+) состоянии соответственно. Для последней группы событий с $\Theta \in (45.0 - 114.0)$ мрад существенным становится точность идентификации изотопов He, которая в методике ядерных эмульсий недостаточно высока [126, 138].

Анализ результатов эксперимента, приведенных в таблице (5), и обсуждаемых ранее позволяют сделать вывод, что порядка 72% событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, идут через промежуточное ядро ${}^8\text{Be}$ в 0^+ , 2^+ состояниях [113]. Статистические веса данных состояний приблизительно одинаковы.

Стоит понимать, что данное утверждение носит исключительно гипотетический характер, основано на наблюдении и открыто для обсуждения. При этом, по мнению автора, огромный интерес представляет вопрос о природе «механизма» данной реакции, и вкладе существующих теоретических представлений (в частности [30, 47, 48, 52]) о структурных особенностях ${}^9\text{Be}$ в понимание наблюдаемых явлений.

§2.6 Особенности угловых и импульсных спектров α -частиц, образующихся во фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$

Описываемое здесь исследование было бы мало полезно, без сопоставления экспериментальных результатов, с ранее полученными данными по изучению в эмульсии фрагментации релятивистских ядер ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, упоминавшимися в данной работе. Облучения эмульсий релятивистскими ядрами ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ для данных исследований были выполнены на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ, при импульсе $p_0=4.5$ А ГэВ/с. Для исследований с ядрами ${}^{12}\text{C}$ помимо облучения эмульсий БР-2 «стандартного» состава, было выполнено облучение эмульсий БР-2 обогащенных свинцом (в пропорции 1 атом Pb к 5 атомам Ag) [11-13, 63, 64]. Число событий ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, используемое при анализе для эмульсий «стандартного» состава, и обогащенных свинцом составило 44 и 72 соответственно, для ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ – 641. В обоих экспериментах наблюдалось несоответствие вида P_T -распределений α -частиц в л.с. ожидаемым релеевским. Для характеристик А и В парных азимутальных углов $\psi_{2\alpha}$ так же не наблюдалось согласия со статистической моделью [11, 12] (выражение (14)). Некоторые результаты обсуждаемых экспериментов приведены в таблице (6).

Таблица 6 Сравнительные характеристики α -частиц, полученные в экспериментах по изучению особенностей процессов фрагментации ${}^9\text{Be} @ 2\alpha$, ${}^{12}\text{C} @ 3\alpha$, ${}^{16}\text{O} @ 4\alpha$

Параметр	${}^9\text{Be}$ (БР-2), ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$	${}^{12}\text{C}$ (БР-2), ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$	${}^{12}\text{C}$ (БР-2+Pb), ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$	${}^{16}\text{O}$ (БР-2), ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$
Число событий	362	44	72	641
$\langle P_T^2 \rangle^{1/2}$, МэВ/с	74 \pm 4, $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад, 156 \pm 9, $\Theta \in (15.0, 45.0)$ мрад, 177 \pm 8, $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад	192 \pm 10	161 \pm 6	167 \pm 4
$\langle P_T^{*2} \rangle^{1/2}$, МэВ/с	20 \pm 2, $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад, 105 \pm 9, $\Theta \in (15.0, 45.0)$ мрад, 130 \pm 9, $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад	141 \pm 7	130 \pm 8	145 \pm 3
кТ, МэВ	\approx 0.11, $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад, 3.0, $\Theta \in (15.0, 45.0)$ мрад, 4.5, $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад	4.0	3.4	3.7

Значения коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности для событий фрагментации ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ в таблице (6) не приводятся. Рекомендуем обратиться к публикациям. [11, 12, 63, 64]. Сравнение данных коэффициентов A^* , B^* для с.ц.м. теряет смысл, так как для с.ц.м. пары α -частиц величина парного азимутального угла всегда $\psi_{2\alpha}^* = \pi$, $A^* = -1$, $B^* = 1$.

Среднеквадратичные значения величин поперечных импульсов характеризуются качественным сходством. Разница наблюдается лишь для событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ с величиной относительных пространственных углов $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад и отнесенных к фрагментации через ${}^8\text{Be}$ в 0^+ состоянии. События данной группы характеризуются так же малой величиной кТ [11, 63, 112] Можно показать, что величина кТ определяется величиной $\langle P_T^{*2} \rangle^{1/2}$ для данного ядра по некоторой выборке из экспериментальных данных. В данной работе она приводится для сравнения. В работах [11, 12, 63] по величине кТ осуществлялась классификация событий. Для ядра ${}^9\text{Be}$ в статистике

взаимодействий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, наблюдается четкое разделение по кТ, для групп с $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад и $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад.

События ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ с $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад характеризуются высокими значениями коэффициентов азимутальной асимметрии $A=(8.0 \pm 0.6) \times 10^{-1}$ и коллинеарности $B=(5.5 \pm 0.4) \times 10^{-1}$. В работе [11] одной из возможных причин тенденции к коллинеарности \dot{P}_{Ti} , необъяснимой в рамках непосредственного когерентного распада ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, указывается вариант «каскадного» процесса ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$. Высказывается так же предположение о приобретении углового момента фрагментирующим ядром ${}^{12}\text{C}$. Но, по мнению авторов указанной статьи, для прояснения данной ситуации статистики имеющихся взаимодействий для обоих вариантов ${}^{12}\text{C}\text{-Em(БР-2)}$ и ${}^{12}\text{C}\text{-Em(БР-2+Pb)}$ недостаточно. В работе [12] утверждается, что каскадные распады, сопровождающие ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, не могут быть ответственны за большую часть наблюдаемой коллинеарности. Наблюдаемые отклонения от статистической модели, возможно, связаны с передачей ядру в соударении углового момента. Так или иначе, значение данной исследовательской работы заключается в реализации возможности рассмотрения импульсных характеристик и угловых корреляций образующихся α -частиц в ситуации наличия только одной α -пары, в доступном и наиболее «простейшем» случае - при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Результаты работы могут быть полезны при изучении фрагментации более сложных «объектов» (ядер) проявляющих свойства N α -систем [131].

Как будет показано в главе 3 часть передаваемого поперечного импульса системе α -частиц может зависеть от ядра эмульсии, на котором происходило взаимодействие. При этом важным вопросом остается вклад различных «механизмов» взаимодействия в наблюдаемое конечное состояние. Например, в данной работе было найдено 6 событий с углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад и характеризующихся значениями углов $\theta \in (25.0, 100.0)$ и мрад. Эти события, по-видимому, связаны с рассеянием на «большие углы»

пары α -частиц как целого. Доля таких событий составляет 4%, от числа взаимодействий с углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад.

Тем самым, для объяснения наблюдаемых реакций необходимо рассмотрение двух проблем - какой вклад вносят различные «механизмы» фрагментации в конечное состояние, и какова зависимость от «структурных» особенностей фрагментирующего ядра?

Проявляющихся в угловых распределениях α -частиц структурных свойств фрагментирующего ядра ${}^9\text{Be}$ недостаточно, для исчерпывающей интерпретации особенностей угловых спектров исследуемых событий.

Глава 3 Взаимодействие релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ с ядрами фотографической эмульсии

Обзор результатов эксперимента по изучению периферических процессов при фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на ядрах фотографической эмульсии был бы не полон без рассмотрения особенностей сопровождения «фрагментами мишени» взаимодействий ${}^9\text{Be}-\text{Em}$. Под термином «фрагменты ядра мишени» здесь подразумеваются все наблюдаемые фрагменты, треки которых берут начало в вершине взаимодействия, и характеризуются величиной полярного угла $\theta_f > 0.1$ рад ($\approx 6^\circ$). Подробное описание природы и свойств данного типа фрагментов приведено, например, в [125, 137]. Стоит понимать, что сложный состав фотоэмульсии не позволяет однозначно ответить на вопрос, с каким ядром произошло взаимодействие налетающей частицы. Лишь используя дополнительные критерии отбора, основывающиеся на определенных теоретических представлениях, оказывается возможным, одновременно изучать взаимодействия на различных группах ядер эмульсии H, CNO, AgBr.

§3.1 Вклад различных групп ядер эмульсии в исследуемый канал фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$

Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в зависимости от величины относительного пространственного угла Θ между парой α -частиц и сопровождения фрагментами мишени приведено в таблице (7). Символами n_b , n_g , n_s – обозначено соответственно число треков b-, g-, s-частиц, исходящих из вершины взаимодействия. Основной особенностью распределения является преобладание ($\approx 40\%$) событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, в которых отсутствуют следы фрагментации ядер мишени ($n_b = n_g = n_s = 0$). Данный тип событий имеет специальное название – «белые» звезды [4]. Фотографии событий указанного типа приведены в Приложении (рисунки П2, П3). Доля событий сопровождающихся образованием ливневых (s) частиц составляет $\approx 22\%$ (рисунок П4).

Таблица 7 Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по числу и типу сопровождающих фрагментов ядра мишени.

Θ , мрад	$n_s=0$ ($n_s \neq 0$)											Число событий
	$n_g=0$ $n_b=0$	$n_g=1$ $n_b=0$	$n_g=0$ $n_b=3$	$n_g=0$ $n_b=4$	$n_g=0$ $n_b=5$	$n_g=0$ $n_b=6$	$n_h > 2$ ($n_g \neq 0$)	$n_g > 1$ $n_b=0$	$n_g=0$ $n_b=1$	$n_g=0$ $n_b=2$	$n_g=1$ $n_b=1$	
$\Theta \leq 10.5$	72 (15)	10 (-)	1 (4)	2 (-)	1 (-)	- (-)	18 (5)	3 (-)	17 (6)	7 (1)	1 (1)	132 (32)
$10.5 < \Theta \leq 15.0$	26 (2)	- (-)	- (-)	1 (-)	- (-)	- (-)	3 (-)	- (-)	2 (-)	1 (1)	- (-)	33 (3)
$15.0 < \Theta \leq 45.0$	42 (12)	12 (5)	3 (-)	2 (1)	- (-)	1 (-)	10 (4)	2 (2)	18 (2)	4 (6)	4 (-)	98 (32)
$\Theta > 45.0$	4 (3)	5 (1)	1 (-)	2 (1)	1 (-)	- (-)	2 (1)	- (1)	2 (2)	1 (2)	2 (1)	20 (12)
Сумма	144 (32)	27 (6)	5 (4)	7 (2)	2 (-)	1 (-)	33 (10)	5 (3)	39 (10)	13 (10)	7 (2)	283 (79)

Взаимодействия ${}^9\text{Be}$ -Em с $n_h=0$ ($n_b+n_g=0$) могут быть отнесены к событиям фрагментации на ядрах фотоэмульсии группы AgBr [125]. События ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, сопровождающиеся $n_g=1$, $n_b=0$ (рисунок П5) могут быть интерпретированы как взаимодействия на водороде эмульсии (группа H). Поскольку, результат классификации определяется типом наблюдаемых фрагментов ядер мишени то, в группу взаимодействий на ядрах H, помимо ${}^1\text{H}$, могут входить события с более тяжелыми фрагментами мишени, внешне выглядящие как g-частицы. Согласно [125] все же подавляющая часть g-частиц образована ядрами отдачи, главным образом протонами. Наибольшая трудность в данной классификации состоит в разделении событий по группам CNO (рисунок П6) и AgBr, по причине того, что интерпретация событий с $n_h > 1$ требует дополнительного анализа свойств образующихся фрагментов мишени. Исследование указанной проблемы не является задачей данной работы. Тем самым, доступная статистика из 362 событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ может быть приблизительно распределена по группам H, CNO+AgBr [125, 126, 137] в соотношении 1: 10.

Сечение ядро-ядерного взаимодействия W_{ii} ядра ${}^9\text{Be}$ ($A_i=9$) с ядром эмульсии A_t может быть оценено на основании соотношения Брэдта-Питерса (16) [74, 125], где $R_0=1.45$ фм.

$$W_{ii} = p \cdot R_0^2 \cdot \left(A_i^{\frac{1}{3}} + A_i^{\frac{1}{3}} - 1.17 \right)^2 \quad (16)$$

Таблица 8 Доля событий w отнесенная к взаимодействиям на определенной группе ядер эмульсии Н, CNO+AgBr. Относительные вероятности $P(^9\text{Be-Em})$ взаимодействия ядер ^9Be с ядрами различных компонент эмульсии, вычисленные в соответствии с формулой (16) для эмульсии БР-2. *Значения для эмульсии типа Ilford G-5 взяты из публикации [125].

Ядро-мишень	$w, \%$	$P(^9\text{Be-Em}),$ (БР-2), %	$P(^9\text{Be-Em})^*,$ (Ilford G-5), %
Н	9 ± 2	10.4	11
CNO+AgBr	91 ± 7	89.6	89

Приведенное выражение позволяет оценить относительную вероятность $P(^9\text{Be-Em})$ взаимодействия ядра ^9Be с разными компонентами эмульсии. Результаты расчетов и доли событий w отнесенных к взаимодействиям на определенных группах ядер эмульсии Н, CNO+AgBr приведены в таблице (8). Исходя из этого, доли событий интерпретируемых как взаимодействия на ядрах группы CNO и AgBr, должны относиться как 2:3. Т.е. приблизительно 86% событий с $n_h > 1$ и $n_h = 1$ (при условии, что $n_g = 0$, $n_b = 1$) могут соответствовать взаимодействиям $^9\text{Be-Em}$ на ядрах группы CNO.

Стоит отметить, что наблюдаемое соответствие между долей событий отнесенных к определенному типу и относительной вероятностью, является лишь приблизительным. Помимо процессов, связанных с ядерным взаимодействием имеют место электромагнитные взаимодействия [10, 73]. Так, в ранее упоминавшейся работе [75], оценка уровня вклада электромагнитных процессов в полное сечение неупругого взаимодействия ультрарелятивистских ядер ^{16}O и ^{32}S составила 12% и 22% соответственно для всех наблюдаемых каналов. А в работе [11] в эмульсиях обогащенных ядрами Рв отмечается рост сечения фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ вдвое, по сравнению с эмульсиями БР-2 «стандартного» состава, что интерпретировалось как вклад электромагнитных процессов.

Изучение вклада различных «механизмов» в периферические процессы при фрагментации релятивистских ядер является отдельной значимой темой для исследований, требующей помимо экспериментальных оценок содержательного теоретического анализа, что выходит за рамки данной работы.

Наблюдающееся соответствие между долей событий отнесенных к определенному типу и соответствующей относительной вероятностью в таблице (8), позволяет предположить, что значение величины свободного пробега до неупругого взаимодействия с ядром мишени должно было составлять 14.5 – 16.4 см, а полное сечение ядро-ядерного неупругого взаимодействия ≈ 0.87 барн. К сожалению, выбранный способ просмотра, способствующий быстрому набору статистики, не позволяет проверить данное предположение на имеющемся массиве экспериментальных данных.

§3.2 Зависимость распределения поперечных импульсов пар α -частиц от ядра-мишени эмульсии

Классификация статистики взаимодействий канала ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по типу участвующего ядра-мишени, позволяет дополнительно получить ряд результатов. В частности, наблюдаются различие в распределениях суммарных поперечных импульсов $P_{T\text{sum}}$ пар α -частиц для событий на ядрах групп H, AgBr ($n_h=0$).

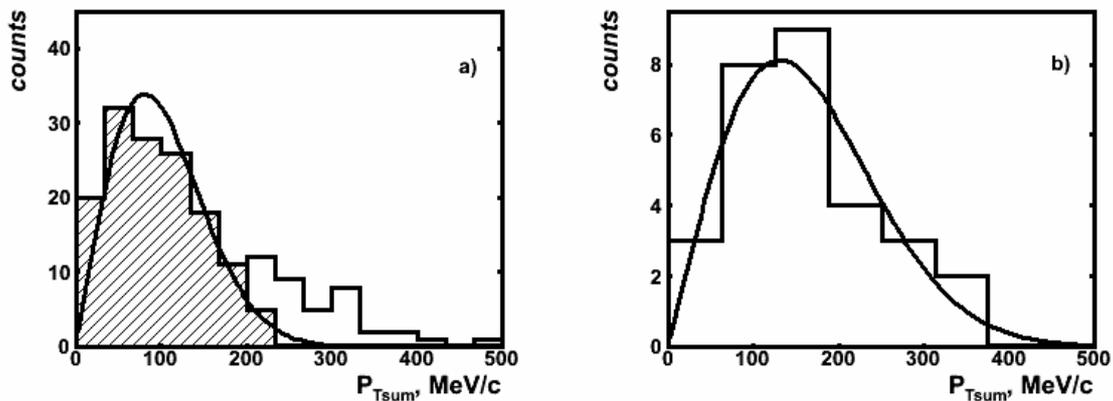


Рисунок 14 Распределение событий по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц для групп AgBr ($n_h=0$) - (a), H - (b). Сплошная гистограмма (a) для всех событий группы AgBr, наклонно заштрихованная гистограмма для – 80% событий из данной группы. Гистограмма (b) – распределение для 88% событий группы H. Кривые на фрагментах (a), (b) – графики ожидаемых распределений.

На рисунке (14) представлены распределения событий, по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц для групп AgBr ($n_h=0$) - (14a), H - (14b). Наблюдаемое качественное различие в форме распределений может свидетельствовать о разнице кинематических условий образования α -пар, в реакциях на указанных группах ядер.

Характеристики наборов значений величин P_{Tsum} для данных групп взаимодействий свидетельствуют о наличии релеевского закона распределения [12]. Приблизительно, 80% взаимодействий на ядрах группы AgBr, канала ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ характеризуются для P_{Tsum} величиной параметра релеевского распределения $\sigma_{\text{AgBr}}(P_{Tsum}) = (77 \pm 7)$ МэВ/с. Такое значение данного параметра объяснимо, в рамках, упоминавшейся ранее, статистической модели. Предположительно, величина P_{Tsum} может определяться недостающим поперечным импульсом «невидимого» в эмульсии нейтрона канала ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + n$.

Таблица 9 Значения параметров σ релеевских распределений, образующихся пар α -частиц по величине P_{Tsum} для групп событий H, AgBr.

Ядро-мишень	σ , МэВ/с	число событий (всего событий данного типа)
H	126 ± 23	29 (33)
AgBr	77 ± 7	140 (176)

Соответствующее значение корня из дисперсии σ_n импульсного распределения нейтронов, должно быть равно, обсуждаемой в главе 3, величине $\sigma_0 = 81.4$ МэВ/с (при радиусе ядра ${}^9\text{Be}$ $R = 2.52$ фм). Остальные 20% событий группы AgBr, по-видимому, связаны с рассеянием на «большие углы» пары α -частиц как целого в результате электромагнитного или дифракционного процесса с $\sigma_{\text{AgBr}}(P_{Tsum}) = (267 \pm 45)$ МэВ/с. В работе [11] приводится указание на то, что электромагнитному механизму диссоциации ядра ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ должна соответствовать малая величина передаваемого поперечного импульса. Распределение 88% событий по величине P_{Tsum} для группы H, характеризуется величиной $\sigma_H(P_{Tsum}) = (126 \pm 23)$ МэВ/с. По-видимому, за развал ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в реакции на протоне отвечает заметно более «жесткий механизм» взаимодействия, чем за реакции на ядрах группы AgBr. Значения критерия соответствия Колмогорова для распределений событий по P_{Tsum} групп H и AgBr составляют $d = 0.5$ и $d = 0.9$ при $d_{\text{крит}} = 1.36$ и уровне значимости $\omega = 0.05$. В таблице (9) представлены значения параметров σ релеевских распределений по величине P_{Tsum} α -пары, для групп H, AgBr указанных выше событий.

Наблюдаемое различие в спектрах поперечных импульсов пар α -частиц для событий на разных группах ядер, свидетельствует о нетривиальном «механизме» взаимодействия приводящего к развалу ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на ядрах эмульсии. Следовательно, для выделения и изучения, отдельных механизмов предпочтительнее использовать разбавленные эмульсии, например, как это описывается в работе [11]. Было бы преждевременным делать какие-либо заключения относительно доминирования (для отдельных групп событий

${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$) какого-то одного «механизма» фрагментации электромагнитного или ядерного.

§3.3 Особенности распределений поперечных импульсов пар α -частиц в зависимости от величины относительного пространственного угла для взаимодействий на ядрах Ag, Br эмульсии

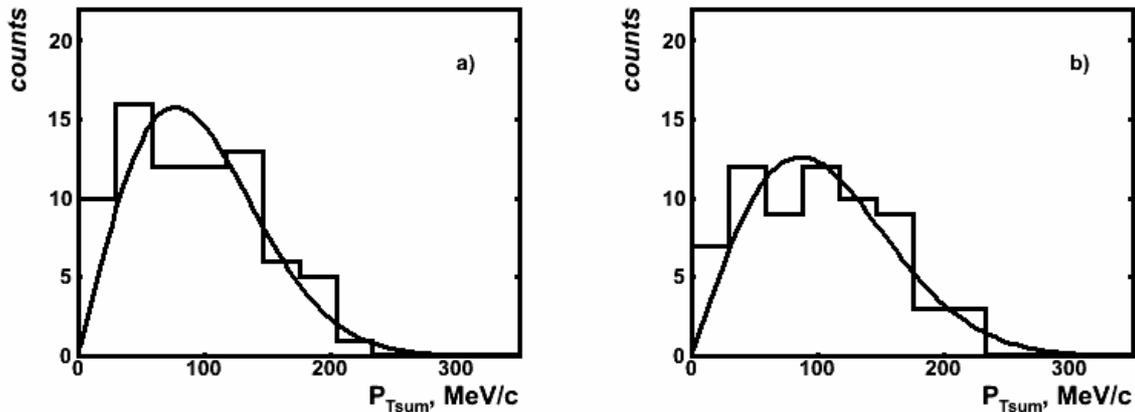


Рисунок 15 Распределение событий по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц для 140 (80%) взаимодействий группы AgBr. Гистограммы соответствуют событиям с относительным пространственным углом между парой α -частиц $Q \hat{I}(0, 10.5)$ мрад - (a) и $Q \hat{I}(10.5, 114.0)$ мрад - (b). Кривые на фрагментах (a), (b) – графики ожидаемых распределений.

На рисунке (15) представлены распределения по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц для 140 взаимодействий (80%) принадлежащих к группе AgBr ($n_h=0$ см. таблицу 9). Разделение событий проводится по принадлежности к одной из двух групп с относительным пространственным углом между парой α -частиц $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад – рисунок (15a) и $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад - (15b).

Обе выборки характеризуются релеевским законом распределения. Для событий с $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад и относимых к фрагментации с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ в g.s. (0^+) - $\sigma_{AgBr}(P_{Tsum})=(75\pm 9)$ МэВ/с, рисунок (15a). В свою очередь, события с $\Theta \in (10.5, 114.0)$ интерпретируемые как процессы идущие с образованием ${}^8\text{Be}$ в 2^+ и т.д. характеризуются $\sigma_{AgBr}(P_{Tsum})=(80\pm 10)$ МэВ/с,

рисунок (15b). Значения критерия соответствия Колмогорова для распределений событий по P_{Tsum} указанных групп составляют $d=0.9$ и $d=0.7$ при $d_{крит}=1.36$ и уровне значимости $\omega=0.05$. Для подавляющего большинства (80%) событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на ядрах AgBr наблюдается отсутствие различий в параметрах распределений величин суммарных поперечных импульсов P_{Tsum} при разбиении по группам с $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад и $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад. Можно предположить, что для обоих вышеуказанных случаев величина P_{Tsum} может также определяться недостающим поперечным импульсом нейтрона. При этом, испускание α -частиц для большинства событий идет из ядра ${}^8\text{Be}$ в 0^+ и 2^+ состояниях.

Заключение

Перечислим основные результаты работы по изучению периферической фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ на две α -частицы в эмульсии.

1. Благодаря имеющейся возможности по формированию и исследованию пучков легких релятивистских ядер на Нуклотроне ОИЯИ, впервые было выполнено исследование свойств ядра ${}^9\text{Be}$ как $2\alpha+n$ системы, проявляющихся в периферической фрагментации на ядрах фотоэмульсии при энергии 1.2 А ГэВ.
2. Анализ результатов эксперимента осуществлен на большой для методики ядерных эмульсий статистике - 362 события периферической фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на ядрах групп H, CNO, AgBr.
3. Угловые и импульсные характеристики α -частицы в подавляющем большинстве случаев полностью определяются попаданием события в одну из групп по величине относительного пространственного угла Θ . Верхняя граница достигнутой точности измерения углов вылета α -частиц составила 4.4 мрад.
4. Результаты свидетельствуют, что порядка 81% событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, сопровождаются испусканием α -частиц, из промежуточного ядра ${}^8\text{Be}$, находящегося в 0^+ , 2^+ состояниях приблизительно с одинаковыми весами.
5. В эксперименте установлено, что для групп событий, отнесенных к взаимодействиям на ядрах H, AgBr, наблюдается тенденция к росту суммарного поперечного импульса $P_{T\text{sum}}$ пары α -частиц с уменьшением A_t ядра-мишени.
6. Для 80% событий группы AgBr распределение величин суммарного поперечного импульса $P_{T\text{sum}}$ пар α -частиц, может быть интерпретировано недостающим поперечным импульсом нейтрона – фрагмента ядра ${}^9\text{Be}$. Результаты свидетельствуют, об отсутствии значимой разницы в значениях параметров распределений величин

P_{Tsum} для событий на ядрах группы AgBr, относящихся к разным группам по величине угла Θ . Было бы преждевременным, однако, делать какие-либо заключения относительно доминирования для отдельных групп событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ какого-то одного «механизма» фрагментации. Для подобных оценок необходим содержательный теоретический анализ, что выходит за рамки данной работы.

7. Полученные в эксперименте данные об угловых и импульсных спектрах α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, могут быть использованы при оценке роли ${}^8\text{Be}$ в более сложных Na-системах [131].

Результаты исследования, вошедшие в данную диссертационную работу, представлялись автором на следующих научных мероприятиях:

8th International Workshop «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV», Dubna, Russia, May 23-28, (2005);

Совместный семинар ЛВЭ и ЛФЧ «Исследование фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ на два фрагмента He в эмульсии при энергии 1.2 А ГэВ», Дубна, 20 января, (2006);

9th International Workshop «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV», Modra-Harmonia, Slovakia, May 22-27, (2006);

International Symposium on Exotic Nuclei «EXON06», Khanty-Mansiysk, Russia, July 17-22, (2006);

International A.M. Baldin Seminar of High Energy Physics Problems «Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics», Dubna, Russia, September 25-30, (2006);

International Workshop «Relativistic nuclear physics from Nuclotron to LHC energies» WRNP-2007, Kiev, Ukraine, June 17-22, (2007);

Международная конференция «NUCLEUS-2007», г. Воронеж, Россия, Июнь 25-28, (2007);

«The 20th European Conference on Few-Body Problems in Physics», Pisa, Italy, September 10-14, (2007).

В заключение автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю к. ф.-м. н. П. И. Зарубину за постановку задачи, всестороннюю помощь и поддержку при ее выполнении. Автор также выражает благодарность всем участникам сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ за многочисленные обсуждения и критические замечания, имевшие место, при выполнении данной работы.

Список публикаций

1. D.A. Artemenkov et al., «Invariant analysis of the fragmentation of relativistic nuclei in emulsion», In: Proceedings of the 26th International A.M. Baldin seminar on high energy physics problems, 339-346, Dubna, September 27 – October 2, (2004) 339-346.
2. N.P. Andreeva, ... D.A. Artemenkov et al., «Light nuclei clustering in fragmentation above 1 A GeV», In: Proceedings of the 8th International workshop «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV», 203-213, Dubna, May 23-28, (2005) 203-213.
3. D.A. Artemenkov et al., «Clustering features of ^{11}B , ^7Be , ^8B , ^9Be , and ^{14}N nuclei in relativistic fragmentation», In: Proceedings of the 9th International workshop «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV», 48-65, Modra-Harmonia, Slovakia, May 22-27, (2006) 48-65.
4. D.A. Artemenkov et al., «Experimental studies of clustering features of some light nuclei in peripheral fragmentation above 1 A GeV», In: Proceedings of 25th International workshop «Nuclear theory/25», Rila Mountains, Bulgaria, June 26 – July 1, (2006) 139-147.
5. N.P. Andreeva, ... D.A. Artemenkov et al., «Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV», Eur.Phys.J. A **27S1** (2006) 295-300.
6. D.A. Artemenkov, G.I. Orlova, P.I. Zarubin, «Dissociation of relativistic nuclei in peripheral interactions in nuclear track emulsion», Nuclear Science and Safety in Europe, Springer, Printed in Netherlands, (2006) 189-200.
7. D.A. Artemenkov, T.V. Shchedrina, R. Stanoeva and P.I. Zarubin, «Clustering features of ^9Be , ^{14}N , ^7Be , and ^8B nuclei in relativistic fragmentation», In Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei «EXON06», Khanty-Mansiysk, Russia, July 17-22, (2006), AIP conference proceedings vol. 912 (2007) 78-87.
8. Д.А. Артеменков и др., «Особенности фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ в ядерной эмульсии при энергии 1.2 А ГэВ», ЯФ **70** (2007) 1261-1265.

Литература

1. M.I. Adamovich et al., «Investigation of clustering in light nuclei by means of relativistic-multifragmentation processes», *Phys. At. Nucl.* **67** (2004), 514-517.
2. D.A. Artemenkov et al., «Invariant analysis of the fragmentation of relativistic nuclei in emulsion», In: Proceedings of the 26th International A.M. Baldin seminar on high energy physics problems, 339-346, Dubna, September 27 – October 2, (2004), 339-346.
3. N.P. Andreeva, et al., «Light nuclei clustering in fragmentation above 1 A GeV», In: Proceedings of the 8th International workshop «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV», 203-213, Dubna, May 23-28, (2005), 203-213.
4. Н.П. Андреева и др., «Топология «белых звезд» в релятивистской фрагментации легких ядер», *ЯФ.*, том 68, №3 (2005), 1-11.
5. P.A. Rukoyatkin et al., «Beams of relativistic nuclear fragments at the Nuclotron accelerator facility», *Czechoslovak Journal of Physics*, Vol. **56** (2006), 379-384.
6. N.P. Andreeva et al., «Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV», *Eur.Phys.J. A* **27S1** (2006), 295-300.
7. D.L. Olson et al., «Electromagnetic dissociation of relativistic ^{18}O nuclei», *Phys. Rev. C* **24** (1981), 1529-1539.
8. G. Baur and D. Trautmann, «The break-up of the deuteron and stripping to unbound states», *Physics Reports (Section C of Physics Letters)* **25** (1976), 293-358.
9. G. Baur et al., «Fragmentation processes in nuclear reactions», *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)* **111** (1984), 333-371.
10. C.A. Bertulani and G. Baur, «Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions», *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)* **163** (1988), 299-408.

11. В.В. Белага и др., «Когерентная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом», ЯФ **58** (1995), 2014-2020.
12. Ф.А. Аветян и др., «Когерентная диссоциация $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в фотоэмульсии при импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон», ЯФ **59** (1996), 110-116.
13. В.В. Белага и др., «Эффективные массы и относительные углы пар альфа-частиц из реакции когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при импульсе 4.5 ГэВ/с/нуклон», Препринт ОИЯИ Р1-95-40, Дубна (1995).
14. J.A. Wheeler, «The alpha-particle model and the properties of the nucleus Be^8 », Phys. Rev. **59** (1941), 27-36.
15. L.R. Hafstad and E. Teller, «The alpha-particle model of the nucleus», Phys. Rev. **54** (1938), 681-692.
16. F.C. Chang, «Study of the low-lying states of ^8Be », Phys. Rev. C **9** (1974) 1-3
17. J. Hiura and R. Tamagaki, «Typical realization of alpha-particle model aspects in beryllium region», Supplement of the Progress of Theoretical Physics **52** (1972), 25-88.
18. В.И. Кукулин, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов, «Взаимодействие составных частиц и принцип Паули», Физика элементарных частиц и атомного ядра, том 10, вып.6., (1979), 1236-1293.
19. A. Sandulescu et al., «Formation of clusters in the nuclear surface», Few-Body Systems **5**, (1988), 107-115.
20. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, Н.П. Юдин, «Формирование гигантских резонансов в легких ядрах», Физика элементарных частиц и атомного ядра, том 31, вып. 6., (2000), 1343-1397.
21. P. Schuck et al., «Alpha-particle condensation in nuclei», Nuclear Physics A **738** (2004), 94-100.
22. P. Schuck et al., « α -Particle condensation in nuclear system», Nuclear Physics A **788** (2007), 293-300.

23. Y. Funaki et al., «Resonance states in ^{12}C and α -particle condensation», *Eur. Phys. J. A* **24** (2005), 321-342.
24. Tz. Kokalova et al., «Emission of unbound 8Be and $^{12}\text{C}^*(0+2)$ clusters in compound nucleus reaction», *Eur. Phys. J. A* **23** (2006), 19-31.
25. Tz. Kokalova et al., «Signatures for multi- α -condensed states», *Phys. Rev. Lett.* **96**, 192502 (2006).
26. Y. Suzuki and M. Takahashi, « α cluster condensation in ^{12}C and ^{16}O ?», *Phys. Rev. C* **65**, 064318 (2002).
27. A. Tohsaki et al., «Alpha cluster condensation in ^{12}C and ^{16}O », *Phys. Rev. Lett.* **87**, 192501 (2001).
28. A. Tohsaki et al., «Wide perspective of alpha condensation in light 4N nuclei», *Nuclear Physics A* **738** (2004), 259-263.
29. M. Chernykh et al., «Structure of the Hoyle state in ^{12}C », *Phys. Rev. Lett.* **98**, 032501 (2007).
30. P. Descouvemont and D. Baye, «Microscopic theory of the $^8\text{Be}(\alpha,\gamma)^{12}\text{C}$ reaction in a three-cluster model», *Phys. Rev. C* **36** (1987), 54-59.
31. A.T. Kruppa et al., «Complex scaling in the cluster model: Resonances in ^8Be », *Phys. Rev. C* **37** (1988), 383-389.
32. T. Yamada, «Competition between α clustering and spin-orbit force in the ground bands of ^8Be , ^{20}Ne , and ^{44}Ti », *Phys. Rev. C* **42** (1990), 1432-1435.
33. D.V. Fedorov, A.S. Jensen, «The three-body continuum Coulomb problem and the 3α structure of ^{12}C », *Physics Letters B* **389** (1996), 631-636.
34. L. Hernandez de la Pena et al., « α -cluster structure in Be isotopes», *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **27** (2001), 2019-2035.
35. H.O.U. Fynbo et al., «Clarification of the three-body decay of ^{12}C (12.71 MeV)», *Phys. Rev. Lett.* **91** 082502 (2003)
36. M. Freer et al., « $^8\text{Be}+^8\text{Be}$ decay of excited states in ^{16}O », *Phys. Rev. C* **70**, 064311 (2004).
37. M. Freer et al., «Helium clusters in Be isotopes», *Nuclear Physics A* **738** (2004), 10-16.

38. M. Freer et al., «Alpha-particle states in ^{16}O and ^{20}Ne », J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **31** (2005), S1795-S1799.
39. M. Freer et al., « $^8\text{Be}+^{14}\text{C}$ break-up of ^{22}Ne », J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **32** (2006), 2235-2243.
40. В.В. Кириченко, «Альфа-частичное фоторасщепление легких ядер ^{12}C и ^{16}O », Физика элементарных частиц и атомного ядра, том 32, вып.4 (2001), 802-827.
41. Philip R. Page, «New broad ^8Be nuclear resonances», Phys. Rev. C **72**, 054312 (2005).
42. R. Pichler et al., «Three-alpha structures in ^{12}C », Nuclear Physics A **618** (1997), 55-64.
43. N. Soic et al., « α -decaying excited states in carbon and boron isotopes», Nuclear Physics A **738** (2004), 347-351.
44. A. Sytcheva et al., «Monopole and quadrupole polarization effects on the α -particle description of ^8Be », Phys. Rev. C **71**, 044322 (2005).
45. F.G. Lepekhin, «The formation of ^8Be nuclei and their role in the fragmentation of light nuclei», Physics of Particles and Nuclei vol. 36 №2. (2005), 233-245.
46. В. Чавчанидзе, «К теории ядра бериллия», УФН, Т. XLIII, вып. 1 (1951), 106-119.
47. Y.L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, «Hyperfine anomaly in Be isotopes and neutron spatial distribution: A three-cluster model for ^9Be », Phys. Rev. C **72**, 054304 (2005).
48. Y.L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, «Hyperfine anomaly in Be isotopes in the cluster model and the neutron spatial distribution », arXiv: **nucl-th/0502032v4**.
49. C.W. Wang et al., « $^9\text{Be}(p,\alpha)^5\text{He}$ cluster knockout reaction with 150 MeV polarized protons», Phys.Rev. C **31** (1985), 1662-1672.
50. K. Arai, «Resonance structure of ^9Be and ^{10}Be in microscopic cluster model», Nuclear Physics A **738** (2004), 342-346.

51. N. Keeley et al, « $^5\text{He}+\alpha$ cluster model of ^9Be breakup», Phys. Rev. C **64** 031602(R) (2001).
52. P. Descouvemont, «Microscopic three-cluster study of the low-energy ^9Be photodisintegration», Eur. Phys. J. A **12** (2001), 413-419.
53. B.R. Fulton et al., «Exclusive breakup measurements for ^9Be », Phys. Rev. C **70**, 047602 (2004).
54. W.J. Woolliscroft et al., «Elastic scattering and fusion of $^9\text{Be}+^{208}\text{Pb}$: Density function dependence of the double folding renormalization», Phys. Rev. C **69**, 044612 (2004).
55. L.V. Grigorenko and M.V. Zhukov, «Three-body resonant radiative capture in astrophysics», Phys. Rev. C **72**, 015803 (2005).
56. P. Papka et al., «Decay path measurements for the 2.429 MeV state in ^9Be : Implications for the astrophysical $\alpha+\alpha+n$ reaction», Phys.Rev. C **75**, 045803 (2007).
57. D.E. Greiner et al., «Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ^{12}C and ^{16}O projectiles», Phys. Rev. Lett. **35** (1975), 152–155.
58. H.H. Heckman and P.J. Lindstrom, «Coulomb dissociation of relativistic ^{12}C and ^{16}O nuclei», Phys. Rev. Lett. **37** (1976), 56-59.
59. N. Masuda and F. Uchiyama, «Recoil momenta of fragments from relativistic nuclear heavy ions», Phys.Rev. C **15** (1977), 1598-1600.
60. H.H. Heckman et al., «Fragmentation of ^4He , ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon», Phys. Rev. C **17** (1978), 1735–1747.
61. D.L. Olson et al., «Factorization of fragment-production cross section in relativistic heavy-ion collisions», Phys. Rev. C **28** (1983), 1602–1613.
62. А.Х. Бабаев и др., «Азимутальные корреляции между вторичными заряженными частицами из неупругих взаимодействий релятивистских ядер», ЯФ **51** (1990), 524-534.

63. В.В. Белага и др., «О «температурной» зависимости механизма диссоциации возбужденного ядра углерода в три альфа-частицы», Препринт ОИЯИ Р1-95-41, Дубна (1995).
64. В.В. Белага и др., «Изучение парных корреляций между α -частицами – фрагментами релятивистских ядер», ЯФ **59** (1996), 1254-1256.
65. В.В. Глаголев и др., «Образование ядер гелия в кислород-протонных соударениях при релятивистских энергиях», ЯФ **58** (1995) 2005-2008.
66. M.I. Adamovich et al., «Production of helium ($Z=2$) projectile fragments in ^{16}O -emulsion interactions $E/A=2$ to 200 GeV», Phys. Rev. C **40** (1989), 66-72.
67. Zhang Dong-Hai et al., «Production of helium projectile fragments in ^{16}O -emulsion interaction at 4.5 A GeV/c», Chinese Physics vol. 13 № 8 (2004), 1239-1245.
68. Li Jun-Sheng et al., «Electromagnetic dissociation of 3.7 A GeV ^{16}O in nuclear emulsion», Chinese Physics vol. 13 № 6 (2004), 836-844.
69. В.В. Глаголев и др., «К вопросу о фрагментации релятивистских ядер кислорода во взаимодействиях с протонами», ЯФ **63** (2000), 575-576.
70. V.V. Glagolev et al., «Fragmentation of relativistic oxygen nuclei in interactions with a proton», Eur.Phys.J. A **11** (2001), 285-296.
71. Э.Х. Базаров и др., «Феноменологический анализ каналов образования трех и четырех α -частиц в ^{16}O -соударениях при 3.25 A ГэВ/с», ЯФ **67** (2004), 730-735.
72. G. Faldt, «Dissociation and stripping of high-energy deuterons», Phys. Rev. D **2** (1970), 846-855.
73. G. Baur et al., «Electromagnetic dissociation as a tool for nuclear structure and astrophysics», arXiv: **nucl-th/0304041v2**
74. H.L. Bradt and B. Peters, «The heavy nuclei of the primary cosmic radiation», Phys. Rev. **77** (1950), 54-75.
75. G. Baroni et al., «Electromagnetic dissociation of 200 GeV/nucleon ^{16}O and ^{32}S ions in nuclear emulsion», Nuclear Physics **A516** (1990), 673-714.

76. V.L. Lyuboshitz and V.V. Lyuboshitz, «The process of Coulomb dissociation of weakly bound relativistic nuclei and hypernuclei within the two-cluster model», Relativistic Nuclear Physics: from Hundreds of MeV to TeV: Proceedings of the 8th International Workshop (Dubna, May 23-28, 2005). – Dubna: JINR, (2006), 79-86.
77. D.M. Kalassa and G. Baur, «Coulomb dissociation of ${}^9\text{Be}$: investigation of higher-order effects», J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20** (1994), 1023-1033.
78. V.D. Efros et al., «Low-energy photodisintegration of ${}^9\text{Be}$ and $\alpha+\alpha+n\leftrightarrow{}^9\text{Be}+\gamma$ reactions at astrophysical condition», Eur. Phys. J A **1** (1998), 447-453.
79. M.L. Good and W.D. Walker, «Coulomb dissociation of beam particles», Phys. Rev. C **120** (1960), 1855-1856.
80. G. Baur and C.A. Bertulani, «Multiple electromagnetic excitation of giant dipole phonons in relativistic heavy ion collisions», Physics Letters B vol. 174 № 1 (1986), 23-26.
81. J.W. Norbury and G. Baur, «Explanation of recent observations of very large electromagnetic dissociation cross sections. High order corrections», Phys. Rev. C **48** (1993), 1915-1918.
82. G. Baur and H. Rebel, «Coulomb dissociation studies as a tool of nuclear astrophysics», J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20** (1994), 1-33.
83. A. Mundel and G. Baur, «Effects of strong interaction on electromagnetic dissociation», Nuclear Physics **A609** (1996), 254-268.
84. K. Hencken et al., «Equivalent photon approach to simultaneous excitation in heavy ion collision», Phys. Rev. C **53** (1996), 2532-2535.
85. G. Baur et al., «Multiphoton exchange processes in ultraperipheral relativistic heavy ion collisions », arXiv: **nucl-th/0307031v2**.
86. G. Baur et al., «Coulomb dissociation, a tool for nuclear astrophysics», arXiv: **nucl-th/0705.3307v1**.
87. C.A. Bertulani, «Photon exchange in nucleus-nucleus collisions», arXiv: **nucl-th/0209036v1**.

88. И.М. Гарменицкий, З. Новак, «Процессы дифракционной диссоциации при высокой энергии», Физика элементарных частиц и атомного ядра, том 5, вып.1., (1974), 63-121.
89. Н.П. Зотов, В.А. Царев, «Дифракционная диссоциация: тридцать пять лет спустя», УФН Т. 154 вып. 2 (1988), 207-242.
90. M.L. Good and W.D. Walker, «Diffraction dissociation of beam particles», Phys. Rev. **120** (1960), 1857-1860.
91. A.I. Akhieser and A.G. Sitenko, «Diffractional scattering of fast deuterons by nuclei», Phys. Rev. **106** (1957), 1236-1246.
92. А.Г.Ситенко, «Взаимодействие дейтонов с ядрами», УФН Т. LXVII вып. 3 (1959), 377-444.
93. Е.Л. Фейнберг, «Неупругие дифракционные процессы при высоких энергиях», УФН Т. LVIII вып. 2 (1956), 193-230.
94. R.J. Glauber, «Deuteron stripping processes at high energies», Phys. Rev. **90** (1955), 1515-1516.
95. R.J. Glauber, «Cross section in deuterium at high energies», Phys. Rev. **100** (1955), 242-248.
96. М.И. Адамович и др., «Стриппинг дейтронов 9.38 ГэВ/с на ядрах фотоэмульсии», Сообщения ОИЯИ, P1-6386.
97. N. Dalkhazhav et al., «9.38 GeV/c deuteron stripping on photoemulsion nuclei», Nuclear Physics A **222** (1974), 614-620.
98. R. Serber, «The production of high energy neutrons by stripping», Phys. Rev. **72** (1947), 1008-1016.
99. T. Fulton and G.E. Owen, «Stripping-type nuclear reactions», Phys. Rev. **108** (1957), 789-794.
100. J. S. Blair, «Inelastic diffraction scattering», Phys. Rev. **115** (1959), 928-938.
101. А.Г. Ситенко, «Дифракционное рассеяние нуклонов ядрами и структура ядер», Физика элементарных частиц и атомного ядра, том 4, вып.2, (1973), 546-584.

- 102.С.В. Мухин, В.А. Царев, «Дифракционное возбуждение протонов на протонах и дейтонах при высоких энергиях и малых переданных импульсах», *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, том 8, вып.5, (1977), 989-1055.
- 103.N. Masuda and F. Uchiyama, «Phenomenological analysis of high energy nuclear fragmentation based on the diffractive excitation model», *Phys. Rev. C* **15** (1977), 972-980.
- 104.J. Hufner and M.C. Nemes, «Relativistic heavy ions measure the momentum distribution on the nuclear surface», *Phys. Rev. C* **23** (1981), 2538-2547.
- 105.G. Faldt and R. Glauber, «Diffraction theory of scattering by rotating nuclei», *Phys. Rev. C* **42** (1990), 395-410.
- 106.F. Cucinotta and R.D. Dubey, «Alpha-cluster description of excitation energies in $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, 3\alpha)\text{X}$ at 2.1 A GeV», *Phys. Rev. C* **50** (1994), 1090-1096.
- 107.K. Henken et al., «Breakup reactions of the halo nuclei ^{11}Be and ^8B », *Phys. Rev. C* **54** (1996), 3043-3050.
- 108.M.V. Evlanov et al., «Integral cross section of the hypertriton interaction with nuclei at high energies», *JINR Rapid Communication №4 [78]-96*, 33-40.
- 109.F. Barranco and P.G. Hansen, «Break-up of neutron-halo nuclei by diffraction dissociation and shake off», *Eur. Phys. J.* **A7**, (2000), 479-482.
- 110.В.К. Лукьянов, Е.В. Земляная, Б. Словинский, «Полные сечения ядро-ядерных реакций в подходе Глаубера-Ситенко для реалистических распределений ядерной материи», *Препринт ОИЯИ Р4-2003-80*, Дубна (2003).
- 111.H. Feshbach and K. Huang, «Fragmentation of relativistic heavy ions», *Physics Letters* **47B** (1973), 300-302.
- 112.A.S. Goldhaber, «Statistical models of fragmentation processes», *Physics Letters* **53B** (1974), 306-308.

- 113.Ф.Г. Лепехин, Б.Б. Симонов, «Выход фрагментов ^8Be при фрагментации ^{10}B с энергией 1 ГэВ на нуклон в эмульсии», ЯФ **68** (2005), 1-8.
- 114.A. Abul-Magd and J. Hufner, «Momentum distribution in fragmentation reactions with relativistic heavy ions», Z. Physics **A277** (1976), 379-384.
- 115.J.B. Natowitz et al., «Particle emission at a ^{20}Ne projectile velocity comparable to the Fermi velocity», Phys. Rev. Lett. **47** (1981), 1114-1117.
- 116.S. Garpman et al., «Fragmentation of light ions at relativistic energies», Physica Scripta Vol. **T5** (1983), 217-221.
- 117.P. Kozma, «Emission of light fragments in relativistic nucleus-nucleus collisions», J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **19** (1993), 1365-1372.
- 118.Ф.Г. Лепехин, «Выход фрагментов ядра ^{10}B », письма в ЭЧАЯ №3 (2002), 25-31.
- 119.A.L. Jipa et al., «On the nuclear fragmentation mechanisms in nuclear collisions at intermediate and high energies», Romanian Reports in Physics Vol. **56** (2004), 577-601.
- 120.D.A. Artemenkov et al., «Clustering features of ^{11}B , ^7Be , ^8B , ^9Be , and ^{14}N nuclei in relativistic fragmentation», In: Proceedings of the 9th International workshop «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV», 48-65, Modra-Harmonia, Slovakia, May 22-27, (2006), 48-65.
- 121.D.A. Artemenkov et al., «Experimental studies of clustering features of some light nuclei in peripheral fragmentation above 1 A GeV», In: Proceedings of 25th International workshop «Nuclear theory/25», Rila Mountains, Bulgaria, June 26 – July 1, (2006), 139-147.
- 122.N.P. Andreeva, et al., «Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV», Eur.Phys.J. A **27S1** (2006), 295-300.
- 123.D.A. Artemenkov, G.I. Orlova, P.I. Zarubin, «Dissociation of relativistic nuclei in peripheral interactions in nuclear track emulsion», Nuclear Science and Safety in Europe, Springer, Printed in Netherlands, (2006), 189-200.

124. D.A. Artemenkov, T.V. Shchedrina, R. Stanoeva and P.I. Zarubin, «Clustering features of ^9Be , ^{14}N , ^7Be , and ^8B nuclei in relativistic fragmentation», In Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei «EXON06», Khanty-Mansiysk, Russia, July 17-22, (2006), AIP conference proceedings vol. 912 (2007), 78-87.
125. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс «Исследование элементарных частиц фотографическим методом» Издательство иностранной литературы М. (1962).
126. В.Г. Воинов, И.Я. Часников «Множественное рассеяние частиц в ядерной фотоэмульсии», Издательство «Наука» Казахской ССР, Алма-Ата (1969).
127. V. Barger et al., «Neutrino oscillation parameters from MINOS, ICARUS, and OPERA combined» Phys. Rev. D **65** 053016 (2002).
128. R. Acquafredda et al., «First events from CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment» New Journal of Physics **8** (2006).
129. A.B. Aleksandrov et al., «Completely automated measurement facility (PAVICOM) for track-detector data processing» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **535** (2004), 542-545.
130. M. De Serio et al., «High precision measurements with nuclear emulsions using fast automated microscopes» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **554** (2005), 247-254.
131. Д.А. Артеменков и др., «Особенности фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ в ядерной эмульсии при энергии 1,2 А ГэВ», ЯФ **70** (2007), 1261-1265.
132. М.И. Адамович и др., «Взаимодействие релятивистских ядер ^6Li с ядрами фотоэмульсии», ЯФ **62** (1999), 1461-1471.
133. J.F. Ziegler, «SRIM-2003» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **219-220** (2004), 1027-1036.
134. П.Ю. Бабаенко и др., «Угловые распределения ионов легких элементов после прохождения тонкой углеродной пленки» Письма в ЖТФ том 27 вып. 19 (2001), 44-48.

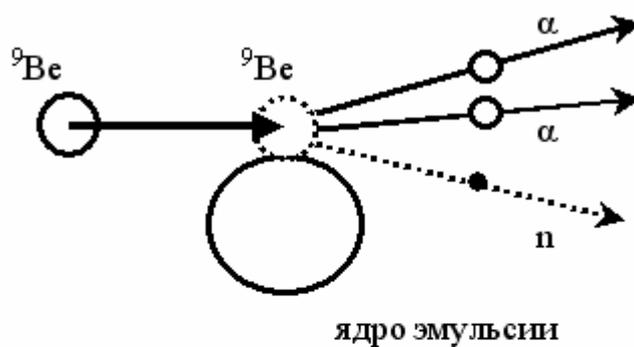
135. M. Natsume et al., «Low-velocity ion tracks in fine grain emulsion» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **575** (2007), 439-443.
136. М.И. Адамович и др., «Множественное рождение частиц при взаимодействии пионов и протонов с нуклонами и ядрами в области энергий 20-200 ГэВ» Труды ФИАН том 108 М., «Наука» (1979), 65-149.
137. W.H. Barkas, «Nuclear research emulsions» Academic Press New York and London (1963).
138. В.Г. Воинов, М.М. Чернявский, «Некоторые систематические ошибки оценок импульсов и углов вылета заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях» Труды ФИАН том 108 М., «Наука» (1979), 166-172.
139. С.А. Айвазян, В.С. Мхитарян, «Теория вероятностей и прикладная статистика» том №1, «Юнити М.», (2001).
140. С.А. Айвазян, В.С. Мхитарян, «Прикладная статистика в задачах и упражнениях», «Юнити М.», (2001).
141. В.П. Боровиков, И.П. Боровиков, «Statistica. Статистический анализ данных в среде Windows», Информационно-издательский дом «Филин», М., (1997).
142. F.G. Lepekhn et al., «Yields and transverse momenta of the ${}^6\text{Li}$ fragments in the emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon», Eur. Phys. J. A **1** (1998), 137-141.
143. I. Tanihata et al., «Measurements of interaction cross section and nuclear radii in the light p-shell region», Phys. Rev. Lett. **96** (1985), 2676-2679.
144. T. Teichman and E.P. Wigner, «Sum rules in the dispersion theory of nuclear reactions», Phys. Rev. **87** (1952), 123-135.
145. N.P. Heydenburg and G.M. Temmer, «Alpha-alpha scattering at low energies», Phys. Rev. **104** (1956), 123-134.
146. J.L. Russell et al., «Scattering of alpha particles from helium», Phys. Rev. **104** (1956), 135-142.

147.J. Engelage et al., «A quasi-exclusive measurement of ^{12}C ($^{12}\text{C}, 3\alpha$)X at 2.1 GeV/nucleon», Physics Letters B **173** (1986), 34-38.

Приложение

Периферическая фрагментация

Ядерные взаимодействия



Электромагнитные взаимодействия

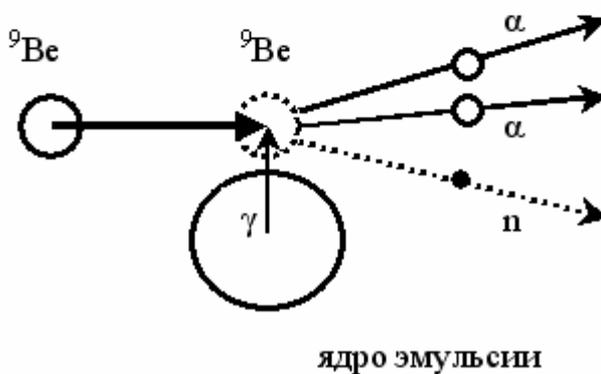


Рисунок ПП Схематическое изображение исследуемых процессов фрагментации ${}^9\text{Be}@2a$ на ядрах фотоэмульсии. Вылет нейтрона изображается прерывистой линией со стрелкой, поскольку нейтрон не оставляет трека в эмульсии. Идея рисунка заимствована из работы [61].

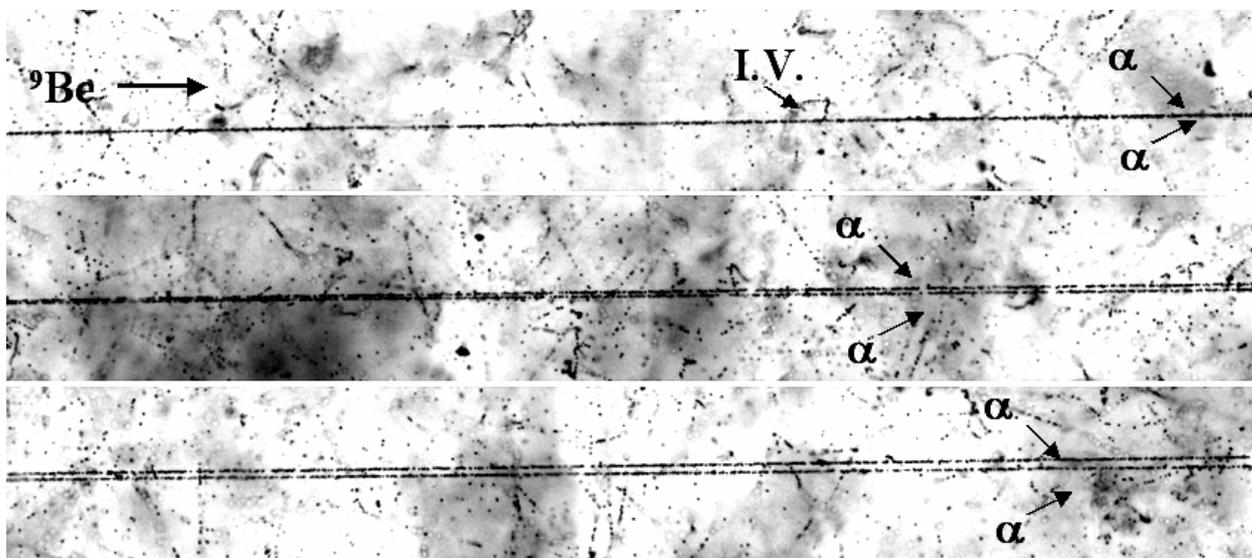


Рисунок П2 Событие фрагментации ${}^9\text{Be} @ 2\text{a}$ типа «белая звезда». На фотографии отчетливо видны вершина взаимодействия (I.V.) и «узкая» а-пара, образующаяся при фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ.

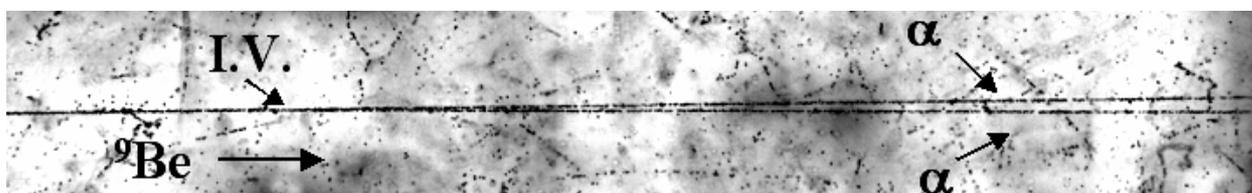


Рисунок П3 Событие фрагментации ${}^9\text{Be} @ 2\text{a}$ типа «белая звезда». Отчетливо видны вершина взаимодействия (I.V.) и а-пара, образующаяся при фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ.

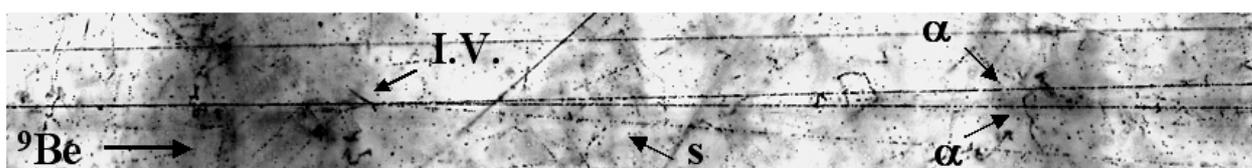


Рисунок П4 Событие фрагментации ${}^9\text{Be} @ 2\text{a}$, сопровождающиеся образованием одной s-частицы и расщеплением ядра эмульсии группы CNO. В вершине взаимодействия (I.V.) расположены три коротких трека b-частиц, по-видимому, фрагменты ядра углерода, образованные при расщеплении последнего. Наблюдаемая при фрагментации ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ, а-пара пересечена, фоновым g-треком, хорошо различимым под микроскопом.

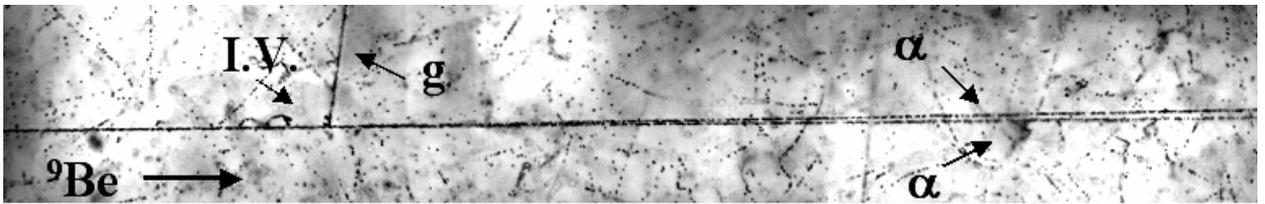


Рисунок П5 Событие фрагментации ${}^9\text{Be}@2\text{a}$, сопровождающиеся образованием одной g -частицы, расположенной, практически, под прямым углом. На фотографии отчетливо видны вершина взаимодействия (I.V.), на пересечении первичного трека и трека g -частицы и «узкая» α -пара, образующаяся при фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ.

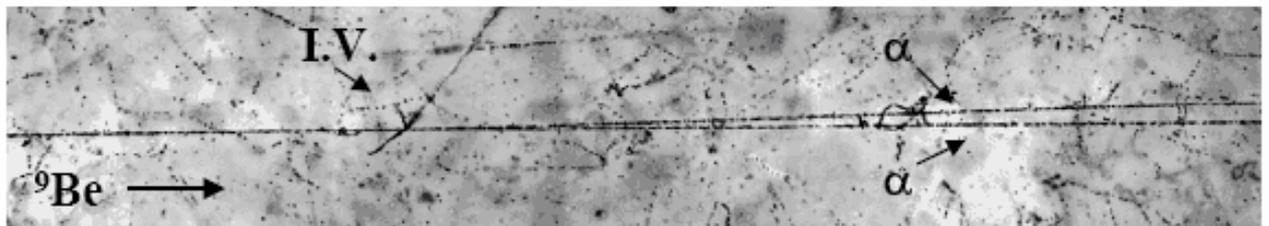


Рисунок П6 Событие фрагментации ${}^9\text{Be}@2\text{a}$, сопровождающиеся расщеплением ядра эмульсии из группы CNO. Отчетливо видны α -пара, образующаяся при фрагментации первичного ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ, и четыре трека фрагментов ядра эмульсии (три коротких b -трека, один g -трек).