

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Артеменков Денис Александрович

**«Исследование фрагментации ядер ^9Be на альфа–частичные пары в ядерной фотоэмульсии
при энергии 1.2 А ГэВ»**

Специальность 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Дубна, 2008 г.

**Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина
Объединенного института ядерных исследований.**

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

**Павел Игоревич
ЗАРУБИН**

Официальные оппоненты:

доктора физико-математических

наук, профессор

доктора физико-математических наук

Юрий Анатольевич

ПАНЕБРАТЦЕВ

Владимир Александрович

СМИРНИТСКИЙ

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. Появление пучков легких релятивистских ядер открывает новые возможности для исследования структуры ядра. Одной из таких задач является изучение коллективных степеней свободы в возбужденных ядрах, в которых отдельные группы нуклонов ведут себя как составляющие кластеры [1]. Современные методы получения пучков релятивистских ядер позволяют изучать различные их изотопы, включая радиоактивные (как при непосредственном ускорении, так и в качестве продуктов фрагментации).

Выделение и исследование среди всего разнообразия ядерных взаимодействий периферических процессов позволяют получать важную информацию о возбужденных состояниях ядер над порогами распадов на нуклоны при энергиях выше 1 А ГэВ. В таких взаимодействиях исследуемые ядра получают весьма малые значения энергии возбуждения вблизи энергетических порогов развала с образованием различных конфигураций ядерных фрагментов. Данные о генерации ансамблей фрагментов могут быть востребованы в не прямых подходах ядерной астрофизики, а также в сценариях нуклеосинтеза на основе многочастичного слияния.

Периферические взаимодействия отличает образование узких струй фрагментов ядра-снаряда с суммарным зарядом и барионным числом близким к их значениям для первичного ядра. Использование методики ядерных эмульсий обеспечивает возможность наблюдения и спектроскопии конечных состояний струй ядерных фрагментов в исследованиях фрагментации легких ядер при релятивистских энергиях. Сводя рассмотрение исследуемых процессов к анализу угловых распределений частиц-фрагментов первичного ядра (Глава 1), ядерная эмульсия позволяет обеспечить угловое разрешение следов релятивистских фрагментов до $10^{-4} - 10^{-3}$ рад.

Цель настоящей работы заключалась в исследовании структурных особенностей ядер ${}^9\text{Be}$, проявляющихся в периферической фрагментации на ядрах фотоэмульсии при энергии 1.2 А ГэВ. Из всего многообразия возможных каналов фрагментации ${}^9\text{Be}$, изучались события сопровождающиеся образованием двух α -частиц - фрагментов первичного ядра[1, 2].

Новизна и научная ценность работы. Диссертационная работа посвящена описанию впервые выполненного исследования свойств ядра ${}^9\text{Be}$ как $2\alpha+n$ системы,

проявляющихся в периферической фрагментации на ядрах фотоэмульсии при релятивистских энергиях.

Полученные результаты могут быть важны для понимания природы периферических ядерных реакций и развития модельных представлений о механизмах данных взаимодействий при высоких энергиях.

Научно-практическая значимость полученных результатов заключается в том, что они могут быть полезны при планировании новых экспериментов по исследованию взаимодействий релятивистских ядер. Полученные в эксперименте данные, могут быть использованы при исследовании фрагментации более сложных ядер ($N\alpha$ -систем).

Апробация работы. Результаты, изложенные в диссертационной работе, представлялись на совместном семинаре ЛВЭ и ЛФЧ ОИЯИ (Дубна, 2006); на 8-ом [5] (Дубна, 2005) и 9-ом [6] (Модра-Гармония, Словакия, 2006) международных совещаниях «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV»; на международном симпозиуме по физике экзотических ядер «EXON06» [3] (Ханты-Мансийск, 2006); на «XVIII International A.M. Baldin Seminar on High Energy Physics problem» (Дубна, 2006); на международном совещании «Relativistic nuclear physics from Nuclotron to LHC energies» (Киев, 2007); на международной конференции по физике ядра «NUCLEUS-2007» (Воронеж, 2007); на 20-ой международной конференции «The 20th European Conference on Few-Body Problems in Physics» (Пиза, 2007). Основные результаты исследования опубликованы в работах [1-8].

Объем и структура работы. Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения, списков публикаций, литературы и приложения. Полный объем диссертации составляет 88 страниц, включая 9 таблиц, 21 рисунок и список литературы из 147 наименований.

Автор защищает:

1. Результаты идентификационных процедур по определению характеристик первичных треков ядер ${}^9\text{Be}$ и треков образующихся α -частиц в ядерной эмульсии.
2. Процедуру и результаты определения углов вылета α -частиц, образующихся в периферической фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на ядрах эмульсии.

3. Результаты анализа угловых и импульсных спектров α -частиц, свидетельствующие, 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.
4. Выводы из результатов анализа особенностей взаимодействия релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ с ядрами фотоэмульсии.

Содержание диссертации

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 первом параграфе (§B.1) приводится краткий обзор роли изотопа ${}^8\text{Be}$ в изучении свойств $N\alpha$ -ядер. Во втором параграфе (§B.2) описываются модельные представления, связанные со структурными особенностями ядра ${}^9\text{Be}$ как $2\alpha+n$ системы. В третьем и четвертом параграфах (§B.3, §B.4) введения приводится обзор экспериментальных результатов по изучению фрагментации ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ в фотоэмульсии, рассматриваются некоторые подходы к объяснению периферических взаимодействий при фрагментации легких релятивистских ядер в эмульсии. В пятом параграфе (§B.5) дан краткий обзор статистической модели фрагментации. Шестой параграф (§B.6) посвящен постановке задачи экспериментального исследования.

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 ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

В первом параграфе (§1.1) приводятся некоторые данные об облучении эмульсий ядрами ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ. Пучок релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ был получен в реакции фрагментации ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{Be}$. 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 с размерами 10×20 см² и толщиной 600 мкм. Подготовка стопки ядерных эмульсий и

постэкспозиционная химическая обработка эмульсионных слоев были также выполнены в лаборатории ЛВЭ ОИЯИ.

Описание процедуры сканирования эмульсионных слоев дается во втором параграфе (§1.2) первой главы. В результате сканирования найдено 362 события фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$, идущих с образованием двух фрагментов He в переднем конусе фрагментации. В статистике анализируемых взаимодействий представлены события фрагментации на различных ядрах эмульсии - групп H, CNO, AgBr (фото в Приложении работы).

Оценка величины относительных энергетических потерь, составляющая в среднем $(4\pm 2)\%$ для ядра ${}^9\text{Be}$, при прохождении вещества эмульсии, приводится в третьем параграфе (§1.3). 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 указанном параграфе приводится классификация треков заряженных частиц в эмульсии.

В четвертом параграфе (§1.4) описывается процедура определения заряда релятивистского ядра по оставленному треку в эмульсии, используя метод счета δ -электронов. Сравнение распределений величины $N_\delta/100$ мкм для первичных треков ${}^9\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ позволяет сделать вывод, что методика ядерных эмульсий обеспечивает возможность надежно разделить треки частиц с $Z=4$ и $Z=5$ в эмульсиях одного состава при схожих энергиях пучков.

Описание процедуры идентификации изотопов He приводится в пятом параграфе (§1.5) первой главы. Результаты классификации изотопов He имеющейся статистике из 30 измерений позволяют сделать приблизительную оценку доли α -частиц, составляющую $(77\pm 16)\%$ по отношению к другим возможным изотопам ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{He}$. Как известно, точность идентификации изотопов He, в методике ядерных эмульсий по оценке многократного кулоновского рассеяния, недостаточно высока. Предполагается, 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 фотоэмульсиях ядер, имеющих ярко-выраженную $N\alpha$ -структуру (${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$).

В шестом параграфе (§1.6) первой главы приводится описание процедуры измерения углов между следами частиц в фотоэмульсии. На рисунке (1) приведен пример восстановленных направлений вылета (глубинного - α , плоского - ϕ углов) пары α -частиц при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по измеренным точкам на треках.

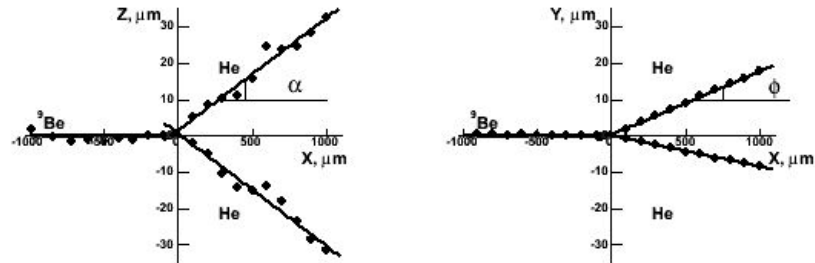


Рисунок 1 Пример восстановленных направлений вылета (углов α , ϕ) α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по измеренным точкам на треках.

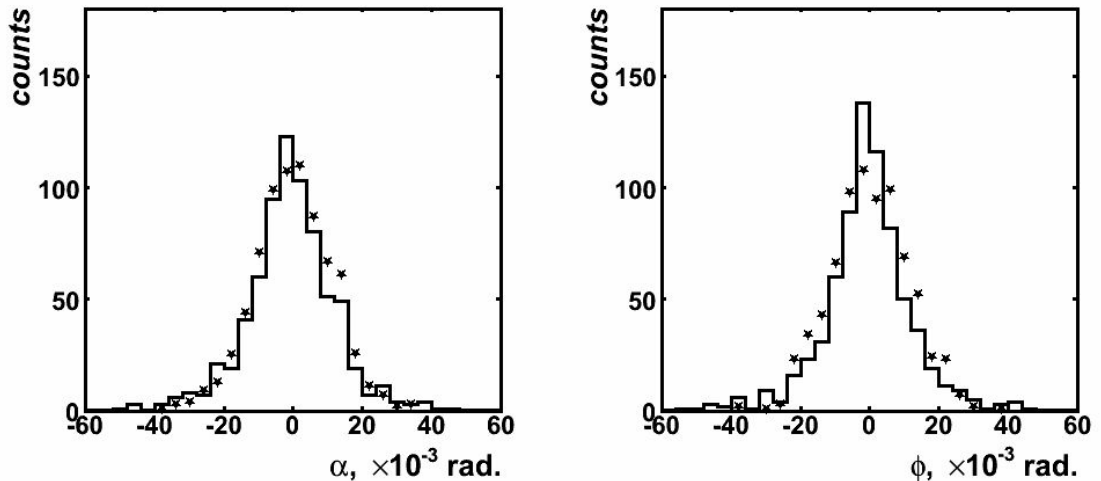


Рисунок 2 Распределения α -частиц по углам α , ϕ в событиях фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Гистограммы – эксперимент, маркеры – результаты статистического моделирования исходя из предположения о нормальном законе распределения с параметрами $(0, \sigma_\alpha)$, $(0, \sigma_\phi)$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

Распределения α -частиц в реакциях фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по углам α , ϕ представлены на рисунке (2). Приблизительно 95% значений измерений глубинных и плоских углов α , ϕ принадлежит интервалу $(-30, 30)$ мрад и характеризуются нормальным законом распределения с параметрами $(-0.4, 10.4)$ мрад, $(-0.3, 10.1)$ мрад, соответственно. Параграф (§1.7) посвящен точности измерения углов в эмульсиях, облученных ядрами ${}^9\text{Be}$. При определении величин углов экспериментальные точки, полученные при измерениях, аппроксимировались полиномом первой степени. Коэффициенты полинома определялись по методу наименьших квадратов.

Распределения величин отклонений Δy , Δz координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами, подчиняется нормальному закону, что является подтверждением применимости метода наименьших квадратов в данном случае.

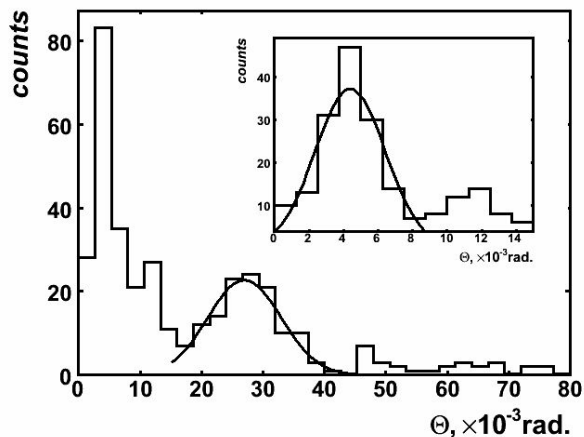


Рисунок 3 Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине относительно пространственного угла Θ между α -частицами, образующимися в реакции. На вставке – распределение событий по углу Θ в области $(0, 15.0)$ мрад.

Точность измерения углов α , ϕ лежит в интервале $(1.1, 4.4)$ мрад. Значение погрешности измерения относительных пространственных углов Θ пары α -частиц, установленное в эксперименте, не превышает 1.6 мрад.

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. Логика изложения строится таким образом, чтобы как можно полнее изложить результаты эксперимента, освятив связи между отдельными характеристиками исследуемого феномена.

Описание особенностей угловых характеристик α -частиц образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ начинается со свойств спектра относительных пространственных углов Θ между направлениями разлета (§2.1 второй главы). На рисунке (3) представлено распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине относительного пространственного угла Θ . 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, для каждого из которых характерен нормальный закон

распределения. 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.

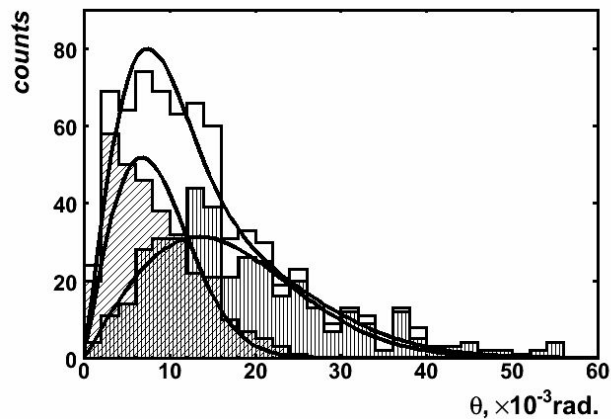


Рисунок 4 Распределение α -частиц, образующихся при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по величине полярного угла θ . Наклонно заштрихованная гистограмма – α -частицы с относительными пространственными углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад. Вертикально заштрихованная гистограмма – α -частицы с $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад. Сплошная гистограмма – суммарное распределение.

Учет распределения событий по величине относительного пространственного угла Θ позволяет понять особенности одночастичных распределений полярных углов вылета α -частиц (§2.2), представленных на рисунке (4). Анализ данных показал, что наилучшее приближение экспериментального распределения 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. Важным результатом является тот факт, что разбиение статистики углов θ , осуществлялось по принадлежности α -частиц к одному из двух интервалов значений относительных пространственных углов Θ (рис. 3). 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. Распределение α -частиц по величине полярного угла θ может свидетельствовать о наличии нескольких путей образования α -пар, наблюдаемых в конечном состоянии при фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

В параграфе (§2.3) второй главы анализируется распределение α -частиц по величине поперечного импульса, определяемого формулой (1).

$$P_T = p_0 \cdot A \cdot \sin(\theta) \quad (1)$$

В выражении (1) символы p_0 , A и θ – импульс, приходящийся на один нуклон, массовое число фрагмента и полярный угол вылета, соответственно. На рисунке (5а) представлено распределение α -частиц по поперечному импульсу P_T в лабораторной

системе. Поскольку 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 .

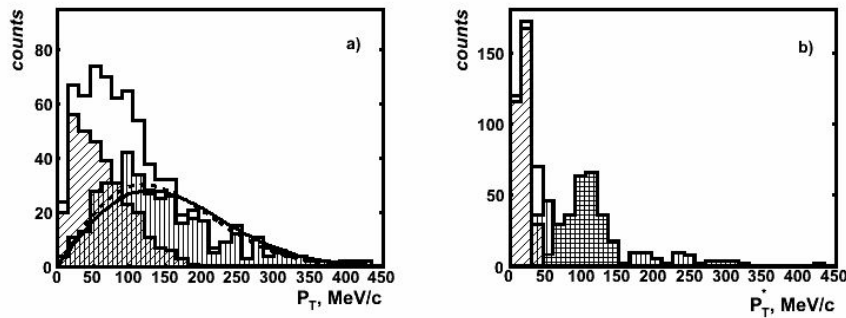


Рисунок 5 Распределение α -частиц, по величине поперечного импульса P_T в лабораторной системе (a) и по поперечному импульсу P_T^* в системе центра масс пары α -частиц (b). Наклонно заштрихованные гистограммы – α -частицы с относительными пространственными углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад. Вертикально заштрихованные гистограммы – α -частицы с $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад. Сплошные гистограммы – суммарные распределения. Горизонтальной штриховкой выделена группа α -частиц с углами $\Theta \in (15.0, 45.0)$ 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.

Распределение α -частиц по P_T в лабораторной системе также может быть представлено в виде суммы релеевских распределений с параметрами $\sigma_1(P_T)=(52\pm3)$ МэВ/с, $\sigma_2(P_T)=(125\pm6)$ МэВ/с и таким же относительными весами. Для интерпретации распределения α -частиц по P_T в лабораторной системе использовалась статистическая модель фрагментации, предложенной Фешбахом, Гольдхабером и Хуангом (ФГХ). Согласно данной модели, 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 (2).

$$\sigma_F^2 = \sigma_0^2 \frac{A_F(A_0 - A_F)}{A_0 - 1} \quad (2)$$

Величина σ_0 может быть оценена по величине Ферми импульса p_F как $\sigma_0 = p_F / \sqrt{5}$.

Обсуждение онтологического статуса ядерных процессов в рамках данной модели выходит за рамки данной работы. 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 (5a), – 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). Соответствующие размеры объекта, из которого осуществляется вылет α -частиц составляет $R=(5.9\pm 0.4)$ фм. Хотя данный результат является 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.

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, 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 (11a) - 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. В дополнении к сказанному, необходимо учитывать наличие «переносного» поперечного импульса, получаемого фрагментирующим ядром при взаимодействии с мишенью (см. Главу 3).

Распределение α -частиц по поперечному импульсу P_T^* в системе центра масс α -пары представлено на рисунке (5b). Являясь, по сути, следствием распределения событий по относительному пространственному углу Θ , распределение α -частиц по P_T^* может служить отправной точкой для эквивалентной схемы рассуждений при изложении результатов данного исследования.

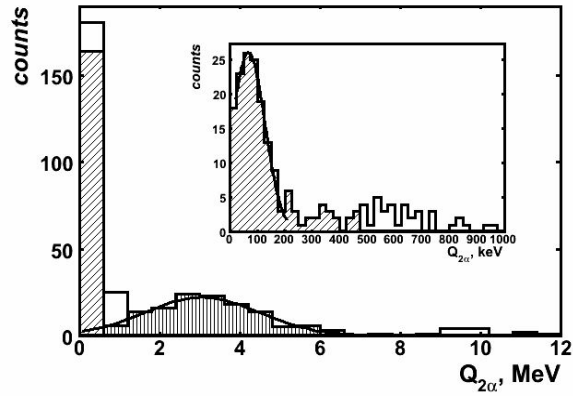


Рисунок 6 Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине энергии $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц, образующихся в реакции. Вертикально заштрихованная гистограмма соответствует событиям с относительными пространственными углами $\Theta \in (15.0, 45.0)$ мрад. На вставке – распределение событий по $Q_{2\alpha}$ в области углов $\Theta \in (0, 15.0)$ мрад. Наклонно заштрихованная гистограмма – события с относительными пространственными углами $\Theta \in (0, 10.5)$ мрад. Сплошная гистограмма – суммарное распределение

В четвертом параграфе (§2.4) второй главы анализируется распределение азимутальных углов пар α -частиц. Вид данного распределения на соответствует ситуации статистически независимого испускания α -части для событий, характеризующихся $\Theta \in (10.5, 114.0)$ мрад. 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. Необходимо учитывать данные возможности при интерпретации результатов.

Анализу распределения событий по величине энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$, определяемого формулой(3) [2], посвящен пятый параграф (§2.5) второй главы.

$$M_{2\alpha} = \left[2 \left(m_{\alpha}^2 + E_{\alpha 1} E_{\alpha 2} - p_{\alpha 1} p_{\alpha 2} \cos(\Theta_{12}) \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

$$Q_{2\alpha} = M_{2\alpha} - 2 \cdot m_{\alpha}$$

В выражении (3) символы $M_{2\alpha}$, m_{α} - эффективная инвариантная массы α -пары, масса α -частицы соответственно. 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. Результаты свидетельствуют, что распределение по

величине $Q_{2\alpha}$ приблизительно для $(75\pm 10)\%$ 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 ^8Be - 92 кэВ. 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 ^8Be ~ 3 МэВ, с шириной $\Gamma \sim 1.5$ МэВ. События, характеризующиеся интервалами относительных пространственных углов $\Theta \in (10.5 - 15.0)$, $\Theta \in (45.0 - 114.0)$ мрад могут быть связаны с образованием ^5He и ^8Be 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.

В шестом параграфе (§2.6) проводится сопоставления экспериментальных результатов данного эксперимента, с ранее полученными данными по изучению в эмульсии фрагментации релятивистских ядер $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, упоминающимися в данной работе. Помимо указанной выше практической ценности, результаты данной работы могут быть полезны при изучении фрагментации более сложных «объектов» (ядер) проявляющих свойства N α -систем.

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 первом параграфе (§3.1) третьей главы обсуждается вклад различных групп ядер эмульсии в исследуемый канал фрагментации $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Сложный состав фотоэмульсии не позволяет однозначно ответить на вопрос, с каким ядром произошло взаимодействие налетающей частицы. Лишь используя дополнительные критерии отбора, оказывается возможным, одновременно изучать взаимодействия на различных группах ядер эмульсии H, CNO, AgBr. 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 (1). 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 ($n_b = n_g = n_s = 0$).

Таблица 1 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
	$n_g=0$ $n_b=0$	$n_g=1$ $n_b=0$	$n_g=0$ $n_b=3$	$n_g=0$ $n_b=4$	$n_g=0$ $n_b=5$	$n_g=0$ $n_b=6$	$n_h>2$ ($ng \neq 0$)	$n_g>1$ $n_b=0$	$n_g=0$ $n_b=1$	$n_g=0$ $n_b=2$	$n_g=1$ $n_b=1$	
$\Theta \leq 10.5$	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)

Данный тип событий имеет специальное название – «белые» звезды. Доля событий сопровождающихся образованием ливневых (s) частиц составляет $\approx 22\%$. 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. События ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, сопровождающиеся $ng=1$, $nb=0$ 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. Все же подавляющая часть g-частиц образована ядрами отдачи, главным образом протонами. Наибольшая трудность в данной классификации состоит в разделении событий по группам CNO 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 в соотношении 1:10. Сечение ядро-ядерного взаимодействия W_{ti} ядра ${}^9\text{Be}$ ($A_i=9$) с ядром эмульсии A_t может быть оценено на основании соотношения Брадта-Питерса (4), где $R_0=1.45$ фм.

$$W_{ti} = \pi \cdot R_0^2 \cdot \left(A_t^{\frac{1}{3}} + A_i^{\frac{1}{3}} - 1.17 \right)^2 \quad (4)$$

Приведенное выражение (4) позволяет оценить относительную вероятность $P({}^9\text{Be-Em})$ взаимодействия ядра ${}^9\text{Be}$ с разными компонентами эмульсии. Результаты расчетов позволяют получить $P({}^9\text{Be-H})=10.4\%$, $P({}^9\text{Be-(AgBr+CNO)})=89.6\%$.

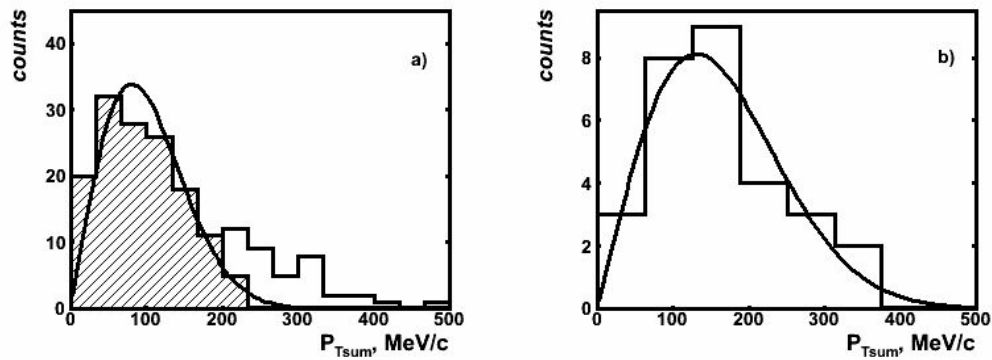


Рисунок 7 Распределение событий по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц для групп AgBr ($n_h=0$) - (a), H - (b). Сплошная гистограмма (a) для всех событий группы AgBr, наклонно заштрихованная гистограмма для – 80% событий из данной группы. Гистограмма (b) – распределение для 88% событий группы H. Кривые на фрагментах (a), (b) – графики ожидаемых распределений.

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. 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.

Описанию зависимость распределения поперечных импульсов пар α -частиц от ядра-мишени эмульсии посвящен второй параграф (§3.2) третьей главы. В частности, наблюдаются различие в распределениях суммарных поперечных импульсов P_{Tsum} пар α -частиц для событий на ядрах групп H, AgBr ($n_h=0$). На рисунке (7) 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.

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 ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha + n$. Соответствующее значение корня из дисперсии σ_n импульсного распределения нейтронов, должно быть равно обсуждаемой в главе 2, 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 $\sigma_{\text{AgBr}}(P_{\text{Tsum}}) = (267 \pm 45)$ МэВ/с.

Распределение 88% событий по величине P_{Tsum} для группы H, характеризуется величиной $\sigma_H(P_{\text{Tsum}}) = (126 \pm 23)$ 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.

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. 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.

В третьем параграфе (§3.3) третьей главы рассматриваются особенности распределений поперечных импульсов пар α -частиц в зависимости от величины относительного пространственного угла для взаимодействий на ядрах Ag, Br эмульсии. 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 [2].

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

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_{Tsum} пары α -частиц с уменьшением A_t ядра-мишени.
6. Для 80% событий группы AgBr распределение величин суммарного поперечного импульса P_{Tsum} 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 N α -системах.

В приложении приведены фотографии событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ при различном сопровождении фрагментами ядер эмульсии (рисунок (8)).

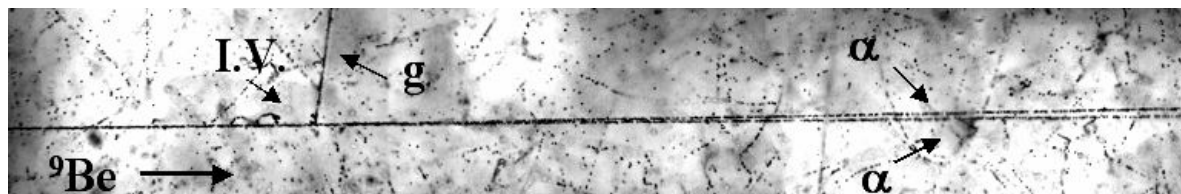


Рисунок 8 (П5) Событие фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, сопровождающиеся образованием одной g -частицы, расположенной, практически, под прямым углом. На фотографии отчетливо видны вершина взаимодействия (I.V.), на пересечении первичного трека и трека g -частицы и «узкая» α -пара, образующаяся при фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. 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.
2. 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.
3. D.A. Artemenkov, T.V. Shchedrina, R. Stanoeva and P.I. Zarubin, «Clustering features of ${}^9\text{Be}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^7\text{Be}$, and ${}^8\text{B}$ 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.
4. 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, Dubna, September 27 – October 2, (2004), 339-346.
5. 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», Dubna, May 23-28, (2005), 203-213.
6. D.A. Artemenkov et al., «Clustering features of ${}^{11}\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{Be}$, and ${}^{14}\text{N}$ nuclei in relativistic fragmentation», In: Proceedings of the 9th International workshop «Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV», Modra-Harmonia, Slovakia, May 22-27, (2006), 48-65.
7. 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.
8. 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.