

УДК 539.172

ОБРАЗОВАНИЕ И РОЛЬ ЯДЕР ${}^8\text{Be}$ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР

*Ф. Г. Лепехин**

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина, Россия

В процессах кластеризации ядерного вещества в легких ядрах особая роль принадлежит ядру ${}^8\text{Be}$. Через это состояние образуется заметная доля α -частиц — фрагментов всех релятивистских ядер. В обзоре основное внимание уделено экспериментальным особенностям выделения ядер ${}^8\text{Be}$ при фрагментации релятивистского ядра ${}^{10}\text{B}$ как легчайшего ядра, в котором этот кластер может образоваться. Рассчитаны вероятности образования ядер ${}^8\text{Be}$ при фрагментации релятивистских ядер ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и проведено сравнение этих расчетов с экспериментом. Показано, что мы, в основном, правильно понимаем механизм образования этого кластера при фрагментации релятивистских ядер, так как расчеты, проведенные на основе этих представлений, подтверждаются экспериментом.

In processes of the clusterization of nuclear substance in light nuclei the special role belongs to the nucleus of ${}^8\text{Be}$. Through this condition state a lot of α -particles, as fragments of all relativistic nuclei is formed. In the review the basic attention is given to experimental singularities of selection of nuclei ${}^8\text{Be}$ at the fragmentation of the relativistic nuclei ${}^{10}\text{B}$ as lightest nuclei, in which this cluster can be formed. The probabilities of formation of the nuclei ${}^8\text{Be}$ are calculated at the fragmentation of the relativistic nuclei ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, and the comparison of these accounts with experiment is carried out. It is shown, that we in basic correctly understand the mechanism of formation of this cluster at fragmentation of the relativistic nuclei because of these representations, are confirmed by experiment.

ВВЕДЕНИЕ

Физика кластеризации ядерного вещества, т. е. образование его сгустков, кластеров из родительского ядра в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях, в последнее время привлекает внимание исследователей [1–4]. Это связано не только с интересом к проблеме нуклеосинтеза [5] и пониманием общих проблем многочастичных систем [6], но и с теорией суперструн [7], и с последними открытиями конденсата бозе- и ферми-частиц [8, 9].

Ясно, что нуклоны в ядре не свободны. Это скорее «квазичастицы». Они окружены облаком других нуклонов. Квазичастица есть динамическая

*<http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/nni.htm>

система (ДС) типа потока [10], испытывающая последовательность самопроизвольных превращений в своем фазовом пространстве. В теории ДС (ТДС) это есть однопараметрическая группа преобразований. По сути, ТДС является одним из разделов современной математики, выводами которой мы будем пользоваться, не углубляясь в их доказательство. Конечно, с точки зрения физики для того, чтобы описание ядра на языке квазичастиц было хорошим и в какой-то степени согласовывалось с экспериментом, надо, чтобы время существования квазичастиц было большим. Мы к этому вопросу еще вернемся, а пока хотелось бы отметить взаимосвязь ТДС с наивной партонной моделью множественного рождения частиц в адрон-адронных взаимодействиях при сверхвысоких энергиях [11–13]. Это интересно не только потому, что поиск взаимосвязи явлений есть основное содержание науки, но, главным образом, еще и потому, что аппарат и представления, описывающие фрагментацию кварков и адронов, будучи примененными к описанию процесса фрагментации релятивистских ядер, позволяют получить, рассчитать количественные характеристики ассоциаций нуклонов, кластеров — фрагментов этих ядер, наблюдающихся в эксперименте.

Наивная партонная картина множественного рождения частиц или фрагментации релятивистского ядра проста и понятна. Каждая реальная частица (адрон, кварк, ядро, нуклон) в своей собственной системе покоя всегда окружена квантами поля сильного взаимодействия, точечными, безмассовыми частицами, которые называют партонами. Каждый из партонов живет в собственной системе покоя в течение $\sim 10^{-24}$ с. Облако партонов непрерывно изменяет свой вид и состав, сохраняя при этом квантовые числа начального состояния (частицы). Выполняется при всех преобразованиях партонов и закон сохранения импульса. А закон сохранения энергии при этом может быть нарушен в пределах и на время, допускаемое принципом неопределенности. Все партоны взаимосвязаны, когерентны. Возможно возвращение в любую точку фазового пространства в соответствии с теоремой Пуанкаре о возвращении из ТДС.

Это пространственно-временное описание ультрарелятивистских ядро-ядерных столкновений содержится в прекрасном обзоре К.Гейгера [11] и в монографии Р.Фейнмана [12]. Использование партонной картины фрагментации релятивистских ядер, в основе которой лежит гипотеза о том, что после взаимодействия в эксперименте мы наблюдаем фрагменты с теми характеристиками, которые они имели в ядре до его взаимодействия с другим ядром, позволили в работах [13–15] предсказать не только константы угловых и импульсных распределений фрагментов, но и вычислить вероятности наблюдений определенных фрагментов. Это и будет основным содержанием обзора.

Ядро ^8Be как фрагмент релятивистского ядра особенно удобно для таких исследований по ряду причин. Во-первых, оно получается непосредственно из

релятивистского ядра, а, например, α -частицы или протоны могут испускаться еще и из так называемых «префрагментов» [16], таких как ${}^5\text{Li}$, ${}^5\text{He}$ или тот же ${}^8\text{Be}$. Во-вторых, как мы увидим далее, это ядро надежно идентифицируется в фотоэмульсии. Экспериментально факт существования ядра ${}^8\text{Be}$ установил Дж. А. Уиллер в 1940 г. Он изучал рассеяние α -частиц в гелии [17]. Им было показано, что две α -частицы, наблюдающиеся в конечном состоянии, возникают из двух метастабильных состояний с четным полным моментом и положительной четностью. Определенные им энергии этих состояний (0,125 и 2,9 МэВ) и ширины (~ 100 эВ и 0,8 МэВ) мало отличаются от современных данных о низших состояниях ядра ${}^8\text{Be}$, приведенных в [18].

Факт существования ядра ${}^8\text{Be}$ в продуктах расщепления ядер частицами высоких энергий был установлен в 1950 г. [19]. Этот этап исследования процесса детально описан в монографии [20]. Регистрировались пары α -частиц в событиях расщепления ядер в эмульсиях, облученных частицами высоких энергий космических лучей. Факт принадлежности этой пары распаду ${}^8\text{Be}$ на две α -частицы устанавливался визуально и был в некоторой степени субъективен. Угол между следами двух α -частиц должен быть мал — это 20–30 мрад (при изотропном разлете частиц данного типа). Кроме того, разность пробегов частиц должна быть мала, опять же, по оценке оператора.

В это же время в эмульсиях, облученных частицами космических лучей, изучались распады типа ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^- \rightarrow 2\alpha + e^-$. В этих событиях ядро ${}^8\text{Li}$ испытывает β -распад за время $\sim 0,84$ с, остановившись в фотослое, а потом уже ${}^8\text{Be}$ распадается на две α -частицы. Видно характерное событие типа «молотка» и след электрона [20].

Естественно, что с появлением пучков релятивистских ядер интерес к исследованиям образования ядер ${}^8\text{Be}$ возобновился [21, 22]. Наличие канала ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ было установлено и при фрагментации ядер свинца с энергией 160 ГэВ/нуклон [23]. В этих работах события выделялись по пространственному углу между следами частиц, а при фрагментации свинца с энергией 160 ГэВ в [23] — по углу между проекциями следов на плоскость эмульсии. Отмечено, что доля событий с фрагментом ${}^8\text{Be}$ велика в легких ядрах и становится меньше при фрагментации тяжелых ядер. Однако эти наблюдения не сопровождалась какими-либо расчетами вероятностей образования ${}^8\text{Be}$ на данном конкретном ядре. Это и будет подробно изложено далее применительно к фрагментации релятивистских ядер ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$. В них эффекты кластеризации должны быть особенно велики.

В разд. 1 более подробно рассмотрена физика кластеризации ядерной материи, получены критерии, по которым можно будет выделить канал с ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + \text{all} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$ при фрагментации ${}^{10}\text{B}$ с энергией 1 ГэВ/нуклон. В разд. 2 изложена процедура оценки вероятности образования ядер ${}^8\text{Be}$. Приведены эти оценки для фрагментации ядер ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$. В разд. 3 рассматриваются результаты эксперимента в ЛВЭ ОИЯИ. И, наконец,

проведено сравнение данных конкретного эксперимента с тем, что следует из расчетов и предсказаний изложенной картины кластеризации ядерного вещества.

1. ФИЗИКА КЛАСТЕРИЗАЦИИ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

Как это уже ясно из введения, широко распространенное (см. [24]) представление о том, что процесс фрагментации релятивистских ядер и испускания ядром-мишенью фрагментов при облучении мишени частицами высоких энергий якобы идет на втором этапе возбужденным ядром, а это возбуждение происходит на первом этапе взаимодействия быстрой частицы с ядром, является ошибочным. Нет никаких экспериментальных данных о том, что проходит какое-то время между быстрым процессом множественного рождения частиц на первом этапе и медленным процессом «испарения» частиц или быстрым же распадом возбужденного ядра на втором этапе. Да, такие представления могут описать постфактум то, что наблюдается в эксперименте при подборе некоторого числа свободных параметров. Но за многие годы существования этой «теории» ей не удалось выдать каких-либо количественных предсказаний новых явлений.

Более того, оказалось, например, что среднее число медленных частиц, получающихся при расщеплении ядер в фотоэмульсии частицами высоких энергий, а также угловые и импульсные характеристики этих частиц не зависят ни от энергии, ни от массы первичных частиц. И это в интервале энергий первичных частиц от 1 до 200 ГэВ и их зарядов от 1 (протон) до 82 (свинец). Чем бы мы ни действовали на ядро-мишень, «энергия возбуждения» его остается постоянной.

Экспериментально показано, что при фрагментации релятивистского ядра ${}^{22}\text{Ne}$ с импульсом 4,1 ГэВ/нуклон распределение поперечных импульсов всех фрагментов совпадает с тем распределением, которое должно быть, если бы каждый фрагмент был «случайно» собран из нуклонов ядра ${}^{22}\text{Ne}$ до его взаимодействия с ядром в фотоэмульсии [25].

Возникает ряд вопросов. Почему способность к «слипанию» нуклоны приобретают только на втором этапе, что препятствует этому раньше, до соударения с быстрой частицей? А главное, что же заставляет нуклоны вообще образовывать «квазичастицы»? Из [6] ясно, что это обусловлено свойствами конститuentов системы многих тел. В нашем случае система многих тел состоит из ферми-частиц при нулевой температуре. Кроме того, это система частиц с изотопическим спином ноль и единица. Значит в одной ячейке фазового пространства \hbar может находиться только четыре нуклона с разными квантовыми числами. Это прочное образование из четырех нуклонов и есть α -кластер. Он живет значительно дольше, чем, например, случайное образо-

вание четырех нейтронов в ядре, или трех нейтронов и одного протона и т. д. Вероятно также образование кластеров из двух нуклонов с противоположными спинами или изоспинами (дейтрон), но они будут жить меньше, чем α -кластеры.

А после образования двух α -кластеров в одном ядре одновременно возникает совершенно новая ситуация. Эти кластеры уже являются бозе-«квази-частицами». Они будут образовывать подобие конденсата, будут сидеть на одном и том же энергетическом уровне, начнут эффективно взаимодействовать. И, как показали эксперименты Уиллера [17], образуют резонанс — ядро ${}^8\text{Be}$. Как часто это происходит в том или ином ядре, мы и будем исследовать. А так как делать это мы можем только по продуктам распада ядра ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, то важно хорошо знать те закономерности, которым следуют эти самые α -частицы вообще. Здесь имеется довольно прочная как теоретическая, так и экспериментальная база.

В работах [26, 27] по изучению энергетических и угловых распределений фрагментов, испускаемых ядрами-мишенями при облучении их протонами высоких энергий, результаты эксперимента описывались в предположении, что они испускаются возбужденным ядром, движущимся в лабораторной системе с некоторой скоростью по направлению импульса первичного протона. Удовлетворительное описание экспериментальных данных достигалось подбором девяти свободных параметров. Для каждого эксперимента эти параметры оказывались не совпадающими друг с другом, и их эвристическая ценность была практически равна нулю. Предсказать результаты нового эксперимента было невозможно.

Использование партонной картины фрагментации ядер кардинально меняет эту ситуацию. Для описания угловых и импульсных распределений фрагментов релятивистских ядер (и фрагментов ядер-мишеней) оказывается достаточно информации об основном состоянии фрагментирующего ядра до его взаимодействия с другим ядром (или взаимодействия с мишенью быстрого протона). Нам нужны свойства распределений пар α -частиц, испускаемых ядром ${}^{10}\text{B}$ с энергией 1 ГэВ/нуклон, которые и будем сравнивать с экспериментом. Покажем, что эти свойства могут быть получены без каких-либо свободных параметров, но при некоторых предположениях, справедливость которых будет проверена сравнением предсказаний с экспериментом.

Итак, предполагаем, что ядро есть система ферми-частиц, импульсное пространство которых есть шар с радиусом P_F , а дисперсия импульсов нуклонов в ядре равна $\sigma_0^2 = P_F^2/5$. Здесь P_F — это максимальный импульс Ферми. Его можно определить, например, по рассеянию электронов на ядрах [28]. В обычном пространстве нуклоны ядра с массовым числом A заполняют шар с радиусом $R = r_0 A^{1/3}$. Константа r_0 для различных ядер также определяется в экспериментах по рассеянию различных частиц на ядрах [29]. Фазовый объем Ω , занимаемый A нуклонами, равный произведению обычного объ-

ема шара на объем пространства импульсов, должен быть равен $4A\hbar$. Тогда получаем, что

$$\sigma_0 r_0 = \frac{(9\pi)^{1/3}}{2\sqrt{5}} \hbar, \quad (1)$$

или $\sigma_0 r_0 = 134,422 \text{ (МэВ/с)} \cdot \text{Фм}$.

В работе [25] при фрагментации ядер ${}^{22}\text{Ne}$ с импульсом 4,1 ГэВ/нуклон экспериментальная оценка $\sigma_0 = (102,5 \pm 2,5) \text{ МэВ/с}$, в то время как ожидаемое значение этой величины из импульса Ферми равно 105,1 МэВ/с. И такие подтверждения ожидаемой величины σ_0 получены в ряде экспериментов.

Самые общие соображения о виде волновой функции нуклона в ядре приводят к выводу о том, что проекция импульса нуклона на произвольное направление в пространстве должна быть распределена нормально со средним, равным нулю, и дисперсией σ_0^2 . В работе [30] показано, что если из ядра, имеющего A нуклонов, для которых векторная сумма их импульсов равна нулю и дисперсия их распределения равна σ_0^2 , случайным образом извлечь k нуклонов, то дисперсия векторной суммы этих выборок будет равна

$$\sigma_k^2 = \sigma_0^2 \frac{k(A-k)}{A-1}. \quad (2)$$

По существу, это чистая комбинаторика. Соотношение (2) называется параболическим законом Гольдхабер. Он выдержал множество экспериментальных проверок и был, в основном, подтвержден ими. Ясно, что если мы при фрагментации любого релятивистского ядра с массовым числом A получим для каждого фрагмента с числом нуклонов k оценку проекции поперечного импульса P_\perp на плоскость эмульсии $P_\varphi = kP_0 \text{tg } \varphi$ по измеренному углу φ между направлением импульса P_0 на нуклон первичного ядра и проекцией P_\perp на плоскость эмульсии, то случайная величина

$$P_Y = P_\varphi \sqrt{\frac{A-1}{k(A-k)}} \quad (3)$$

должна быть распределена нормально со средним, равным нулю, и дисперсией σ_0^2 для этого релятивистского ядра. В работе [25] показано, что для более чем 6000 фрагментов ядра ${}^{22}\text{Ne}$ гипотеза нормальности распределения величин (3) в эксперименте не отвергается.

Конечно, распределение самих поперечных импульсов фрагментов релятивистских ядер $x = P_\perp$, или углов вылета фрагментов $x = \theta$, должно следовать χ_2 -распределению, или распределению Рэля, плотность вероятности которого есть

$$f(x, \sigma) = \frac{x}{\sigma^2} \exp(-x^2/2\sigma^2), \quad (4)$$

а функция распределения

$$F(x, \sigma) = 1 - \exp(-x^2/2\sigma^2). \quad (5)$$

Для ядра ^{10}B импульс Ферми в [28] не измерялся, но по данным [31] для него величина $r_0 = 1,54$ Фм. Из сказанного следует, что распределение углов вылета α -частиц при фрагментации ядер ^{10}B с импульсом на нуклон $P_0 = 1696$ МэВ/с должно следовать распределению (4) с константой $\sigma_\theta = 21,0$ мрад. Но это только инклюзивное распределение всех α -частиц в процессе $^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$. А нас будут интересовать углы между двумя α -частицами как в этом процессе, так и в процессе пар таких частиц при распаде $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

Если бы такое ядро, как ^{10}B , распалось по каналу $^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + d$ или $^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + p + n$ просто по фазовому объему, будучи возбужденным, то при таком малом числе частиц конечного состояния между поперечными импульсами, а значит, и между углами вторичных частиц неизбежно должны быть сильные кинематические корреляции. Тогда распределение углов между интересующими нас α -частицами надо было бы вычислять, моделируя распад ядра ^{10}B по фазовому объему при определенной энергии возбуждения, т. е. пришлось бы вводить некий подгоночный параметр, от которого зависел бы средний угол между парой этих частиц.

А если наблюдаемые в конечном состоянии реальные частицы есть только небольшая часть облака партонов с неопределенным числом частиц, для которого векторная сумма всех их поперечных импульсов всегда равна нулю, то корреляций поперечных импульсов частиц в конечном состоянии быть не должно. Все должно выглядеть так, как будто частицы вылетают независимо друг от друга. Оба эти утверждения могут быть проверены в эксперименте. Если α -частицы вылетают из ядра ^{10}B независимо друг от друга, то угол θ_{12} между ними, как показано в работе [16], должен иметь χ_2 -распределение с константой $\sigma(\theta_{12}) = \sqrt{2}\sigma_\theta$, т. е. $\sigma(\theta_{12}) = 29,7$ мрад. Средний угол между двумя α -частицами должен быть равен $\langle \theta_{12} \rangle = \sqrt{\pi/2}\sigma(\theta_{12})$, или $\langle \theta_{12} \rangle = 37,2$ мрад.

В фотоэмульсионных экспериментах углы вылета обычно определяются по двум углам, равным углам между проекциями импульса на две взаимно перпендикулярные плоскости — плоскость эмульсии (угол φ) и плоскость, перпендикулярную к ней (угол α). Если в каждом событии две частицы вылетают независимо друг от друга и оба угла φ и α каждой частицы являются случайными выборками из нормального распределения с одной и той же дисперсией, то дисперсия суммы четырех таких углов в каждом событии должна быть равна четырем дисперсиям распределения этих углов, и поэтому

$$\sigma(\varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2) = 2\sigma_\theta. \quad (6)$$

Простейшей характеристикой двухчастичных корреляций частиц в поперечной плоскости является коэффициент азимутальной асимметрии A , опре-

деляемый как разность вероятностей наблюдения разности азимутальных углов двух частиц $\Delta\Psi > 90^\circ$ и $\Delta\Psi < 90^\circ$:

$$A = \frac{N(\Delta\Psi > 90^\circ) - N(\Delta\Psi < 90^\circ)}{N(\Delta\Psi > 90^\circ) + N(\Delta\Psi < 90^\circ)}. \quad (7)$$

При независимом испускании частиц этот коэффициент должен быть равен нулю. Распределение по углам $\Delta\Psi$ между векторами поперечных импульсов двух частиц в событии в этом случае должно быть равномерным. При распаде возбужденной системы на n частиц по фазовому объему, когда векторная сумма поперечных импульсов всех частиц в каждом событии равна нулю, неизбежно возникают кинематические корреляции в поперечной плоскости [32]. Коэффициент азимутальной асимметрии A в этом случае должен быть равен $1/(n-1)$. При фрагментации ядра ¹⁰B полное число частиц n не может быть настолько велико, чтобы A не отличалось бы от нуля.

При распаде ⁸Be на две α-частицы, если ⁸Be испущен из ¹⁰B, все разности азимутальных углов двух частиц должны быть меньше 90° . Коэффициент азимутальной асимметрии A для этих событий должен быть близок к -1 . Это нам и предстоит проверить.

Теперь посмотрим, что будет, если события с двумя α-частицами в нашем эксперименте идут через распад ⁸Be → 2α. Предположим, что процесс испускания ⁸Be ядром ¹⁰B идет как обычная фрагментация. Тогда поперечные импульсы ядра ⁸Be будут следовать распределению Рэлея, константу которого мы легко вычислим, зная константу r_0 ядра ¹⁰B. Продольный импульс ядра ⁸Be практически не изменится и будет равен $8P_0 = 13,6$ ГэВ/с.

Значит, направление и импульс ядра распадающегося на лету на две α-частицы, нам известны. Кинетическая энергия

$$T_\alpha^* = (P_\alpha^*)^2 / (2M_\alpha)$$

каждой α-частицы в с. ц. и. ядра ⁸Be, распадающегося из состояния 0^+ , равна 45,96 кэВ. Здесь P_α^* — это импульс α-частицы в с. ц. и. ⁸Be, а M_α — это масса покоя α-частицы. Ясно, что

$$2T_\alpha^* = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2} - 2M_\alpha, \quad (8)$$

если $E_1, E_2, \mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2$ — это полные энергии и векторы импульсов α-частиц в любой системе отсчета.

Если вектор \mathbf{P}_α^* направлен под углом $\theta^* = 90^\circ$ к направлению вектора импульса ядра ⁸Be то $P_\alpha^* = P_{\perp\alpha}$, т. е. импульс α-частицы в с. ц. и. ядра ⁸Be равен поперечному импульсу ее в лабораторной системе. А в общем случае

$$P_{\perp\alpha}^* = P_{\perp\alpha} = 4P_0 \sin(\theta_{12}/2),$$

это выполняется только потому, что угол вылета ядра ${}^8\text{Be}$ мал. Поперечные импульсы α -частиц в с.ц.и. ${}^8\text{Be}$ и в с.ц.и. ${}^{10}\text{B}$ практически совпадают.

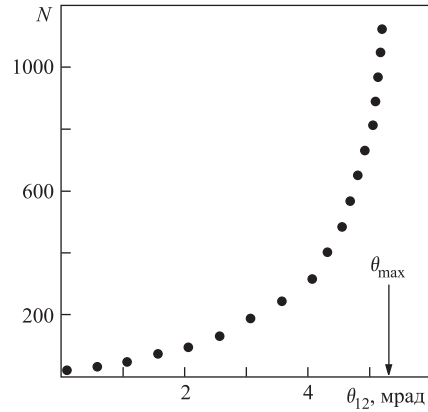


Рис. 1. Распределение углов θ_{12} между следами α -частиц при распаде ${}^8\text{Be}$ из ядра ${}^{10}\text{B}$ с импульсом 1,7 ГэВ/с для $\sum N = 2500$ событий, разыгранных по методу Монте-Карло. N — это число событий на интервал $\delta\theta_{12} = 0,5$ мрад

ние α -частиц в с.ц.и. распадающегося ядра ${}^8\text{Be}$ полагаем изотропным. Разыграв по методу Монте-Карло угол θ^* α -частицы в системе покоя ядра ${}^8\text{Be}$, получаем импульс α -частицы в лаб. системе и находим угол между частицами в каждом из событий. Моделированное таким образом распределение углов между частицами приведено на рис. 1. Имеем резкий максимум в вероятности наблюдения этих углов при угле 5,45 мрад за счет того, что телесный угол при разлете двух α -частиц под углом 90° в с.ц.и. распадающегося ядра значительно больше телесного угла при разлете их под нулевым углом с направлением импульса распадающегося ядра. При увеличении энергии первичной частицы форма этого распределения сохранится, но предельный угол θ_{\max} станет меньше. При импульсе на нуклон 4,5 ГэВ/с предельный угол между α -частицами от распада ${}^8\text{Be}$ из состояния 0^+ в эмульсии будет ~ 2 мрад.

При распаде ${}^8\text{Be}$ из первого возбужденного состояния 2^+ , для которого $2T_\alpha^* \simeq 3$ МэВ, распределение углов θ_{12} будет подобно изображенному на рис. 1, но максимальный угол между α -частицами будет $\simeq 30$ мрад. Импульс P_α^* будет в 5–6 раз больше, а переносной импульс α -частиц останется прежним ($4P_0 = 6,8$ ГэВ/с).

Иногда это обстоятельство рассматривают как возможность определения в фотоэмульсионном эксперименте энергетических уровней основного 0^+ - и возбужденного 2^+ -состояний ядра ${}^8\text{Be}$ только по измерению поперечных импульсов α -частиц. Но так можно определить только поперечную часть инвариантной массы двух α -частиц, а не полную ее величину. Очевидно, что если даже полная инвариантная масса двух частиц строго фиксирована, то экспериментальная оценка поперечной части инвариантной массы будет распределена так же, как и θ_{12}^2 (см. рис. 1). По сравнению с углом θ_{12} она никакой новой информации не дает.

Продолжим описание процедуры, в которой получено распределение углов θ_{12} между α -частицами при распаде ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Угловое распреде-

Кроме того, это распределение будет смесью распределений с разными величинами максимального угла θ_{12} , так как ширина уровня 2^+ составляет $\sim 0,8$ МэВ. А мы уже видели, что для процесса ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha$ ожидаемая величина $\sigma(\theta_{12}) = 29,7$ мрад. Поэтому выделить распад ${}^8\text{Be}$ из первого возбужденного состояния 2^+ ни по углу θ_{12} , ни по разности инвариантной массы и суммы масс покоя двух частиц по формуле (8) в фотоэмульсионном эксперименте практически невозможно.

В том случае, когда энергия первичного ядра велика и его масса позволяет фрагментацию на число α -частиц больше двух, то возникают новые проблемы. Распределение углов θ_{12} между всеми парами частиц теперь зависит от числа частиц в событии. Чем больше число частиц в событии, тем вероятнее наблюдать малые углы θ_{12} от распада первичного ядра на α -частицы и без образования промежуточного состояния ${}^8\text{Be}$. Фон становится больше. С другой стороны, в событиях с числом α -частиц, равным двум, максимум вероятности наблюдения углов θ_{12} от этих событий, как мы видели, совпадает с максимальным углом θ_{12} от распада ${}^8\text{Be}$ из состояния 2^+ . Если событий с двумя α -частицами много, то на фоне распределения углов θ_{12} от событий с числом α -частиц больше двух в этой смеси распределения вполне может появиться максимум. При желании его можно интерпретировать как распад ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ из состояния 2^+ . Конечно, идеальным был бы эксперимент с достаточно точным определением полных импульсов α -частиц, чтобы можно было определить инвариантную массу пары их с точностью лучше 1 МэВ.

Таким образом, распределения углов θ_{12} между двумя α -частицами при их независимом разлете из ядра ${}^{10}\text{B}$ и при разлете из промежуточного основного состояния ${}^8\text{Be}$ резко различаются. Это и дает возможность отделить события, идущие по каналу ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$, от событий, идущих по каналу ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$.

Мы попытаемся вычислить вероятность наблюдения первого из этих каналов.

2. ОЖИДАЕМЫЙ ВЫХОД ${}^8\text{Be}$ ИЗ ЯДЕР ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$ И ${}^{16}\text{O}$

Возможность получения простой оценки вероятности наблюдения фрагмента данного типа обоснована в работах [14, 15]. Это обоснование выглядит так.

Назовем каналом фрагментации первичного релятивистского ядра с зарядом Z_0 и атомным номером A_0 любое его случайное разбиение на k фрагментов с массовыми числами и зарядами A_i и Z_i при условии, что $\sum_{i=1}^{i=k} Z_i = Z_0$

и $\sum_{i=1}^{i=k} A_i = A_0$. Максимальная и минимальная величина $k = A_0$ и $k = 2$. Из всех возможных сочетаний нуклонов первичного ядра будем рассматривать только такие, в которых все k фрагментов имеют массовые числа и заряды стабильных или радиоактивных изотопов, массы которых приведены в [18], и они могут наблюдаться в конечном состоянии при фрагментации данного первичного ядра.

Это значит, что, например, каналы, содержащие фрагменты с $A_i = 3$ и $Z_i = 0$, рассматривать не будем. Считаем, что время существования таких «квазичастиц» много меньше времени существования виртуальных частиц с зарядами 2 или 1. В облаке партонов могут быть и переходы типа $pn \rightarrow nn\pi^+$ или Λ^0 -частицы, или K^+K^- и т. д. Но они рассматриваться также не будут по той причине, что для перехода в реальное состояние им требуется энергия ΔE много больше той энергии, которая необходима для превращения виртуальных частиц в реальные фрагменты из стабильных и радиоактивных изотопов. А эта энергия равна сумме масс M_i фрагментов плюс сумма средних кинетических энергий фрагментов в с. ц. и. первичного ядра минус масса первичного ядра:

$$\Delta E_k = \sum_{i=1}^{i=k} (M_i + \langle T \rangle_i) - M_0, \quad (9)$$

$$\langle T \rangle_i = \frac{3}{2} \frac{\sigma_i^2}{M_i} \sqrt{\frac{\pi}{2}}. \quad (10)$$

Здесь σ_i^2 — дисперсия распределения проекции импульса фрагмента с массой M_i на произвольное направление, которую найдем по формуле (2). Сумму всех средних кинетических энергий фрагментов можно назвать «средней энергией возбуждения» ядра. Теперь она по определению не зависит от энергии первичного ядра.

Для конечного состояния после фрагментации первичного ядра выполняется, в частности, и закон сохранения энергии. При этом часть кинетической энергии двух сталкивающихся ядер, в их общей с. ц. и., расходуется на перевод партонов в реальные частицы. А теорема Нетер связывает закон сохранения энергии с инвариантностью по отношению к сдвигу во времени. Таким образом, можно полагать, что наша ДС партонов инвариантна по отношению к сдвигу.

В ТДС доказано, что для таких систем всегда существует однозначная, непрерывная и конечная функция, которая называется потенциалом системы U . Разность потенциалов $\Delta E_{12} = U_1 - U_2$ двух состояний есть энергия перехода из одного состояния в другое. Тогда на множестве состояний такой системы существует гиббсовская инвариантная нормированная мера этого множества,

которая и определяет вероятность

$$W(\Delta E_k, T) = \frac{\exp(-\Delta E_k/T)}{\Xi} \quad (11)$$

перехода из состояния ядра с A_0 и Z_0 в состояние из k фрагментов с A_i, Z_i каждый.

Здесь Ξ — это сумма $\exp(-\Delta E_k/T)$ по всем возможным k состояниям. Она называется статистической суммой. Ее в нашем случае можно вычислить, перебрав все возможные комбинации фрагментов, которые можно получить из данного первичного ядра. Величина $T = \sigma_0^2/m_n$ пропорциональна средней кинетической энергии нуклонов в с.ц.и. первичного ядра, или «температуре».

Отличие данного подхода от традиционного термодинамического описания фрагментации возбужденных ядер [24] состоит в том, что там «температура» пропорциональна энергии возбуждения. Она устанавливается после взаимодействия в процессе теплового равновесия, что, конечно, необходимо для применения распределения Гиббса, но и требует определенного времени. Теперь «равновесие» устанавливается до взаимодействия двух сталкивающихся ядер в процессе взаимодействия партонов с полем сильного взаимодействия, с КХД-вакуумом. В момент взаимодействия двух партонов, разрушающих когерентность облаков партонов, равновесие уже есть.

Это та теоретическая база, на которой основано вычисление абсолютных и относительных вероятностей отдельных каналов фрагментации первичного ядра. Суммируя вероятности наблюдения каналов, содержащих тот или иной фрагмент, мы можем получить вероятность его наблюдения.

Реализация этого является уже делом техники. И, конечно, главная техническая проблема состоит в переборе всех возможных комбинаций фрагментов для данных A_0 и Z_0 . Проблема эта не нова. Она обсуждалась и ранее в [33]. В этой работе число возможных каналов при фрагментации тяжелых ядер оценивается по формуле

$$N_{\text{ch}} = \frac{1}{4\sqrt{3}A_0} \exp(\pi\sqrt{2A_0/3}). \quad (12)$$

Для ядер с $A_0 = 100$ число возможных каналов фрагментации $\simeq 2 \cdot 10^8$. Ясно, что перебрать все их невозможно. А для легчайших ядер, наоборот, все очень просто. Для ядер ^6Li , ^{10}B , ^{12}C , и ^{16}O число всех возможных каналов равно 13, 73, 159 и 530 соответственно.

Имеются два обстоятельства, облегчающие проблему перебора. Во-первых, можно вычислять относительную вероятность различных каналов по отношению к какому-то одному, лучше по отношению к наиболее вероятному каналу. Тогда нет необходимости вычисления Ξ , а значит, не нужен и перебор всех возможных каналов. Во-вторых, из приведенных выше формул

ясно, что каналы с большим числом фрагментов, например $k = A_0$, будут маловероятны. Это обусловлено тем, что ΔE_k зависит не только от разности

$$\sum_{i=1}^{i=k} M_i - M_0, \text{ но и от } \sum_{i=1}^{i=k} \langle T \rangle_i.$$

Средние же кинетические энергии одно- и двухзарядных фрагментов порядка 12–15 МэВ почти для всех ядер. В результате можно ожидать, что наиболее вероятными будут каналы с небольшим числом фрагментов. Тогда статистическую сумму Ξ можно находить только по той части всех возможных каналов фрагментации, которые вносят в нее главный вклад. В результате, хотя мы и будем знать только ее приближенную величину, но на оценку вероятности тех каналов, которые наблюдаются в эксперименте, это приближение существенного влияния не окажет.

Заметим, что для легких ядер, которые нас интересуют, вероятность «деления» ядра на два примерно равных по массе ядра должна быть подавлена тем обстоятельством, что энергия связи на нуклон в этой области массовых чисел ядер растет с увеличением его массового числа. Поэтому если ядро с A_0 переходит в состояние с двумя ядрами с $A_0/2$, то на это потребуются энергия.

Напомним, что для тяжелых ядер в этом процессе разность энергий на нуклон делящегося ядра и его осколков, наоборот, выделяется. Хотя, конечно, перебрать все возможные комбинации перехода A_0 и Z_0 в два фрагмента не представляет большой проблемы. Во всех расчетах, которые будут далее обсуждаться, каналы с $k = A_0$ и $k = 2$ учитывались. Вероятности первых двух наиболее вероятных каналов фрагментации ядер от ${}^6\text{Li}$ до ${}^{16}\text{O}$ приведены в табл. 1.

Анализ этой таблицы в основном подтверждает качественные ожидания вероятностей фрагментации легких ядер. Только два канала из 20 для 10 ядер в конечном состоянии имеют три фрагмента. Это ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и ${}^9\text{B} \rightarrow p + 2\alpha$. Все остальные наиболее вероятные каналы — это двухчастичные состояния.

Для всех ядер наименее вероятны каналы с числом фрагментов $k = A_0$ и $k = A_0/2$ (для четных A_0). Так, вероятности каналов равны $W({}^6\text{Li} \rightarrow 3d) = 3,3 \cdot 10^{-4}$ и $W({}^{12}\text{C} \rightarrow 6p + 6n) = 1,7 \cdot 10^{-7}$. Вероятность каналов с образованием ${}^8\text{Be}$, наоборот, оказывается очень большой. Для ${}^{16}\text{O}$, кроме приведенного в табл. 1 первого канала с двумя фрагментами ${}^8\text{Be}$ в конечном состоянии, есть еще канал ${}^{16}\text{O} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2\alpha$, вероятность которого равна 6,4%. А всего при регистрации факта фрагментации ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ через состояние ${}^8\text{Be}$ идет 25,8% таких событий. Непосредственно переходов ${}^{16}\text{O}$ в 4α должно быть только 2% от всех каналов фрагментации ${}^{16}\text{O}$.

В эксперименте [34] получено, что отношение

$$\frac{W({}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He})}{W({}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha)} = 3,2 \pm 0,6,$$

Таблица 1. Вероятности первых двух каналов фрагментации некоторых легких ядер (до кислорода включительно)

N	Исходное ядро	Число каналов	Канал	$W, \%$	Канал	$W, \%$
1	$^6\text{Li} \rightarrow$	13	$^4\text{He} + ^2\text{H}$	39,3	$p + ^5\text{He}$	23,7
2	$^7\text{Li} \rightarrow$	20	$^4\text{He} + ^3\text{H}$	37,8	$n + ^6\text{Li}$	18,7
3	$^7\text{Be} \rightarrow$	18	$^4\text{He} + ^3\text{He}$	50,0	$^2\text{H} + ^5\text{Li}$	16,6
4	$^9\text{Be} \rightarrow$	47	$^8\text{Be} + n$	30,8	$^4\text{He} + ^5\text{He}$	27,7
5	$^9\text{B} \rightarrow$	44	$^4\text{He} + ^5\text{Li}$	40,4	$p + ^2^4\text{He}$	22,2
6	$^{10}\text{B} \rightarrow$	73	$^4\text{He} + ^6\text{Li}$	19,7	$^2\text{H} + ^8\text{Be}$	16,4
7	$^{11}\text{B} \rightarrow$	105	$^4\text{He} + ^7\text{Li}$	14,3	$p + ^{10}\text{Be}$	10,9
8	$^{12}\text{C} \rightarrow$	159	$^4\text{He} + ^8\text{Be}$	26,2	$3\ ^4\text{He}$	17,1
9	$^{14}\text{N} \rightarrow$	319	$p + ^{13}\text{C}$	11,0	$^2\text{H} + ^{12}\text{C}$	8,7
10	$^{16}\text{O} \rightarrow$	> 400	$2\ ^8\text{Be}$	20,6	$^5\text{He} + ^{11}\text{C}$	7,3

в то время как в расчете эта величина равна 3,04. Это согласие расчета и эксперимента может служить указанием на то, что и вычислениям вероятностей каналов фрагментации кислорода через ^8Be можно доверять.

Большую вероятность имеют и каналы фрагментации ^{12}C с рождением ^8Be в промежуточном состоянии ($\sim 25\%$). В эксперименте [21] на пропановой камере, при фрагментации ядер углерода как мишени, доля событий с двумя и тремя α -частицами в конечном состоянии равна $(61 \pm 4)\%$, в то время как расчетная величина этой доли равна 58% . Это показывает, что нет различия в механизме фрагментации релятивистских ядер и ядер-мишеней.

Когерентная фрагментация $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ изучалась в [35]. Однако ни в этой работе, ни в работах по фрагментации углерода индивидуальные события с ^8Be в конечном состоянии по углу между следами α -частиц не выделялись. Доля таких событий не определялась. Поэтому косвенным свидетельством того, что в них действительно велика вероятность каналов с ^8Be в промежуточном состоянии, являются только экспериментальные данные этих работ об азимутальных корреляциях α -частиц. Если доля канала $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + ^4\text{He}$ велика, то в распределении разностей азимутальных углов $\varepsilon = \Delta\Psi_{i,j}$ между парами α -частиц должен быть максимум в области малых величин ε .

Гистограмма на рис. 2, а, полученном по данным [21], показывает, что такой максимум действительно есть. А точками на этом рисунке показан результат моделирования распада ^{12}C с долей состояний ^8Be , полученной в расчете. Оба эти распределения практически совпадают, а значит, максимум вероятности наблюдения малых величин ε может быть обусловлен каналом $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + ^4\text{He}$ именно с той вероятностью, которая получена в расчете.

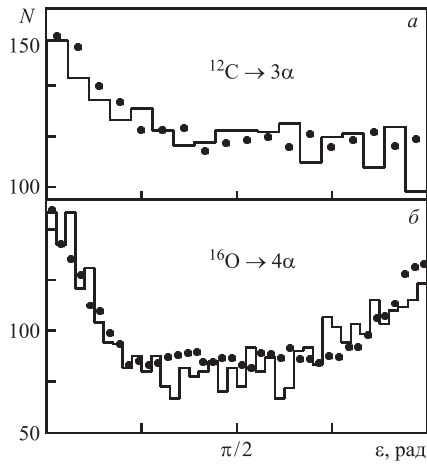


Рис. 2. Распределение парных азимутальных углов α -частиц в экспериментах при фрагментации углерода [21] (а), кислорода [35] (б). Гистограммы — эксперимент, • — моделированные распределения

каждой из них много больше ее импульса $P_\alpha^* = 18,511$ МэВ/с в с. ц. и. ${}^8\text{Be}$. У каждой пары α -частиц, принадлежащих своему ядру ${}^8\text{Be}$, разности азимутальных углов будут малы, а у пар α -частиц, принадлежащих разным ядрам ${}^8\text{Be}$, они будут велики. Эту картину мы и видим на гистограмме на рис. 2, б, построенной по данным [35]. Точками показаны результаты моделирования процессов ${}^{16}\text{O} \rightarrow 2{}^8\text{Be} \rightarrow 4\alpha$, ${}^{16}\text{O} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2\alpha \rightarrow 4\alpha$ и ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ с их расчетными вероятностями. Очевидно, что при фрагментации ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ имеется самая большая вероятность рождения ${}^8\text{Be}$ в промежуточном состоянии (до 30%).

По данным [22] в интервале атомных номеров ядер от 20 до 60 эта вероятность постоянна и равна $(10 \pm 1)\%$. В эксперименте [36] для реакции фрагментации ${}^{22}\text{Ne} \rightarrow n\alpha + X$ при импульсе релятивистских ядер ${}^{22}\text{Ne}$, равном 4,1 ГэВ/с на нуклон, распределение по парному азимутальному углу похоже на такое же распределение для фрагментации углерода, т. е. как на рис. 2, а. Никаких следов образования двух ядер ${}^8\text{Be}$ в промежуточном состоянии не наблюдается.

В работе [37] при фрагментации релятивистских ядер ${}^{24}\text{Mg}$ для всех фрагментов с зарядами два и более получено практически равномерное распределение по парному азимутальному углу.

При изучении фрагментации релятивистских ядер свинца с импульсом 158 ГэВ/с на нуклон, при взаимодействии их с ядрами свинца, в [38] получено

При изучении фрагментации релятивистских ядер кислорода в работе [35] распределение по парному азимутальному углу имеет два максимума — один для малых величин ϵ , а другой, поменьше, при стремлении разности азимутальных углов к 180° . Такое распределение парных азимутальных углов не наблюдается ни для одного фрагментирующего ядра, кроме кислорода. А ведь только для кислорода и велика вероятность появления в одном событии двух ядер ${}^8\text{Be}$ в промежуточном состоянии ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$.

Ясно, что в с. ц. и. фрагментирующего ядра ${}^{16}\text{O}$ два ядра ${}^8\text{Be}$ разлетаются в противоположные стороны. После этого каждое ядро ${}^8\text{Be}$ распадается на две α -частицы под малым углом между ними в лабораторной системе, так как переносной импульс каждой

распределение по парному азимутальному углу α -частиц из реакции $Pb + Pb \rightarrow n\alpha + X$ (гистограмма на рис. 3). Здесь не видны ни кинематические корреляции, которые должны были бы дать превышение событий с большими ε , ни корреляции от распадов ${}^8\text{Be}$, для которых должно быть больше событий при малых ε . Вместо этого есть равномерный рост вероятности наблюдения ε от 180 до 0° .

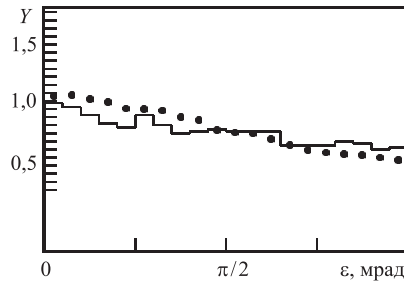


Рис. 3. Распределение парных азимутальных углов α -частиц в реакции $Pb + Pb \rightarrow n\alpha + X$ при импульсе $158 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}/c$. Величина Y по оси координат есть отношение числа событий с данным парным углом к среднему числу событий в этом интервале при равномерном их распределении. Гистограмма — эксперимент [38]. Экспериментальные ошибки равны примерно одному делению на оси ординат. Расчет (см. текст) обозначен точками

Можно показать, что такой характер азимутальных корреляций мог быть симулирован случайной в каждом событии ошибкой определения направления первичного следа. Точки на рис. 3 и есть результат моделирования искажений истинных величин азимутальных углов процедурой измерения. Направление первичного следа в поперечной плоскости при моделировании изображалось точкой, отстоящей от точки истинного направления первичного следа на расстояние, распределение которого было случайной выборкой из распределения Рэля с константой $0,15$ мрад. Ясно, что при любом случайном отклонении измеренного направления первичного следа от его истинного направления все разности азимутальных углов ε становятся только меньше их истинных величин. А это и наблюдается в эксперименте [38].

Конечно, этот же эффект в распределении парных азимутальных углов мог быть вызван и передачей импульса фрагментирующему ядру как целому. Этот импульс перераспределяется потом между всеми фрагментами пропорционально их массе. Но обе эти причины приводят к одному и тому же результату в эксперименте. Они не различимы. Во всяком случае, эти азимутальные корреляции к испусканию ядер ${}^8\text{Be}$, вероятнее всего, отношения не имеют.

Указание на возможное существование ядер ${}^8\text{Be}$ в процессе фрагментации ядер свинца с энергией 160 ГэВ/нуклон при взаимодействии их с ядрами в фотоэмульсии в эксперименте [23] было получено только после

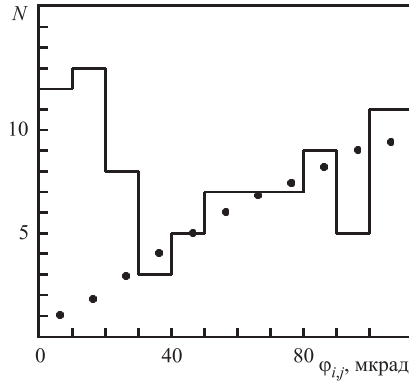


Рис. 4. Часть распределения углов $\varphi_{i,j}$ между проекциями следов α -частиц на плоскость эмульсии в области малых их величин при фрагментации ядер свинца с энергией 160 А·ГэВ по данным работы [23]

регистрации двух α -частиц и всех остальных заряженных фрагментов, $\simeq 20\%$ событий должны реализоваться через промежуточное состояние ${}^8\text{Be}$. А доля событий, когда сумма зарядов фрагментов в событии равна 5 (Z_0 ядра ${}^{10}\text{B}$), согласно [1], равна 10%. Это означает, что $\simeq 2\%$ от всех неупругих взаимодействий ядер ${}^{10}\text{B}$ в фотоэмульсии должны иметь пары α -частиц с малым углом θ_{12} между ними.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВЫХОДА ${}^8\text{Be}$ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР ${}^{10}\text{B}$

При выделении ядер ${}^8\text{Be}$ для нас важна точность оценки угла θ_{12} между следами частиц. А она зависит не только от качества обработки слоев эмульсионной камеры, но и от энергии частиц, углы между которыми измеряются. Это только на раннем этапе развития фотометода полагали, что следы частиц в эмульсии есть прямые линии. Очень скоро было экспериментально установлено наличие многократного кулоновского рассеяния частиц, а также ложного рассеяния и дисторсий [39]. Два последних явления представляют

того, как была разработана процедура измерения углов $\varphi_{i,j}$ между следами в плоскости эмульсии с достаточной для этого точностью. На рис. 4 видно, что в области малых величин углов $\varphi_{i,j}$ имеется максимум. Он вполне может быть обусловлен наличием ядер ${}^8\text{Be}$ в процессе фрагментации ядер свинца с энергией 160 ГэВ/нуклон.

Теперь рассмотрим более детально эксперимент по оценке доли ядер ${}^8\text{Be}$ при фрагментации ядер ${}^{10}\text{B}$. Но сначала посмотрим, чему должна быть равна эта доля. Расчет показывает, что ожидаемый выход ядер ${}^8\text{Be}$ при фрагментации ядер ${}^{10}\text{B}$ равен 19,7%, так как кроме канала ${}^{10}\text{B} \rightarrow d + {}^8\text{Be}$, приведенного в табл. 1, имеется еще канал ${}^{10}\text{B} \rightarrow n + p + {}^8\text{Be}$, вероятность которого равна 3,4%. Таким образом, в событиях фрагментации ядер ${}^{10}\text{B}$, при

собой специфические искажения следов в эмульсии. Природа их, в сущности, неизвестна, но они приводят к тому, что траектории даже частиц высоких энергий выглядят как сложные кривые линии.

Из-за зернистой структуры следа точность измерения y -координаты следа в плоскости эмульсии оказывается порядка 0,2 мкм [40]. А вертикальная z -координата в эмульсии всегда измеряется значительно менее точно по той причине, что толщина слоя во время его облучения и в процессе измерения отличается примерно в два раза. Да и вертикальные перемещения объектива или стола микроскопа измеряются в условиях, сильно отличающихся от измерения расстояния в поле зрения объектива. Даже сильно увеличивая базу, на которой ведутся измерения, мы не получим беспредельного увеличения точности измерения углов. Приходится вести относительные измерения и определять углы по многим точкам на следе частицы.

В камере, облученной ионами свинца с энергией 160 ГэВ/нуклон, при записи y -координат 20 точек через один миллиметр в работе [23] была получена ошибка измерения угла $\varphi_{i,j}$ между проекциями следов на плоскость эмульсии, равная $8 \cdot 10^{-6}$ рад.

Ошибки измерения углов θ_{12} в пространстве между следами α -частиц, естественно, много больше. Кроме того, оценки малых углов между следами всегда смещены в большую сторону [41]. Не смещенных оценок малых углов при использовании координатного метода просто не существует. Поэтому, прежде чем обсуждать результаты экспериментальных оценок углов между частицами, в работе [42] было показано, что максимальный при энергии 1 ГэВ/нуклон угол θ_{12} между двумя α -частицами от распада фрагмента ^8Be из ядра ^{10}B , равный 5,45 мрад, может быть измерен с точностью $\sim 1,5$ мрад, и его систематическое смещение при самых малых углах также равно 1,5 мрад. На этом основании считалось, что углы $\theta_{12} < 8,5$ мрад образованы парами α -частиц от распада ^8Be , а все пары α -частиц с углами больше этой величины возникают от процесса $^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha$. Существенно, что ожидаемые характеристики распределений углов θ_{12} в этих двух процессах нам уже известны. Надо только сравнить эти ожидания с экспериментом. Это мы сейчас и сделаем.

В эксперименте [42] эмульсионная камера, состоящая из слоев эмульсии БР-2 размером 10×20 см и толщиной 500 мкм, была облучена на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ пучком ионов ^{10}B с энергией 10 ГэВ вдоль слоя. Поиск событий осуществлялся просмотром по следу. Суммарная длина всех участков просмотренных первичных следов до неупругого взаимодействия с ядрами фотоэмульсии или до выхода из слоя равна 243 м. На этой длине найдено 1823 неупругих взаимодействия. Таким образом, средний пробег до взаимодействия равен $(13,3 \pm 0,3)$ см. В 217 событиях, содержащих два двухзарядных фрагмента ядра ^{10}B , были измерены координаты x, y, z в 11 точках через 100 мкм по оси X на обоих следах двухзарядных фрагментов и на следе первичной частицы.

Если средние значения координат x , y , z равны $\langle x \rangle$, $\langle a \rangle$, где $a = y, z$, то оценка тангенса угла $\varepsilon = \varphi$ (при $a = y$) или тангенса угла $\varepsilon = \alpha$ (при $a = z$) будет равна

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{\langle xa \rangle - \langle x \rangle \langle a \rangle}{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}. \quad (13)$$

Вычислив углы φ и α для данного следа, мы имеем оценку угла θ :

$$\operatorname{tg} \theta = \sqrt{\operatorname{tg}^2 \varphi + \operatorname{tg}^2 \alpha}.$$

Несмотря на то, что точности измерения координат по осям Y и Z различны, параметры распределений углов φ и α на этой статистике оказались практически одинаковыми. Оба распределения, как и ожидалось, согласуются с гипотезой выборки их из нормального распределения с константой, вычисленной из радиуса ядра $^{10}\text{В}$.

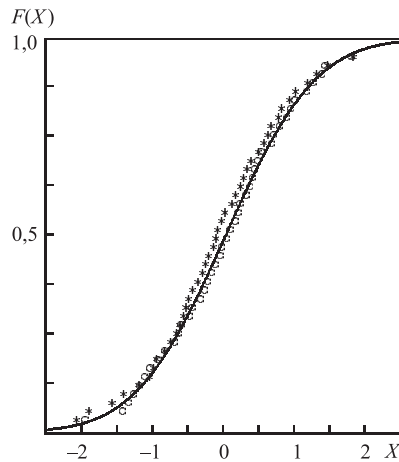


Рис. 5. Кривой изображено ожидаемое стандартное нормальное распределение. Эмпирическая функция распределения углов φ обозначена звездочками, углов α — кружками

На рис. 5 приведены функция нормального распределения со средним, равным нулю, и стандартным отклонением 21 мрад, вычисленным из величины константы для радиуса ядра $^{10}\text{В}$ (кривая), и эмпирические функции распределения углов φ и α , полученные в эксперименте. Сумма квадратов разностей по вертикали между плавной кривой и эмпирической функцией распределения дает величину ω^2 (критерий согласия Крамерса–Мизеса), которая может быть использована для проверки гипотезы согласия эмпирической функции распределения с нормальным распределением [43]. По нашим данным, на 1%-м доверительном уровне эта гипотеза принимается как для углов φ , так и для углов α .

Этот результат находится в полном согласии с тем, что было получено в работе [1]. Там экспериментальная величина среднего поперечного импульса дейтронов равна (140 ± 10) МэВ/с. А если оценить ее из величины $r_0 = 1,54$ Фм, то она должна быть равна 145 МэВ/с. Как видим, это неплохое согласие.

Величина $x = \varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2$ для данной выборки событий распределена нормально со стандартным отклонением $\sigma_x(\text{exp}) = (39,7 \pm 2,7)$ мрад. Таким образом, угловые корреляции частиц в событии не обнаруживаются в эксперименте. Но тогда вполне естественно, что распределение углов $\theta_{12} = x$

между парами α-частиц при независимом их разлете должно иметь плотность распределения (4) и функцию распределения (5).

Для оценки параметра σ этого распределения из эксперимента надо исключить углы θ_{12} меньше некоторой величины x_{\min} , так как мы ищем небольшое превышение над этим распределением в области именно малых углов θ_{12} за счет каналов, содержащих ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Надо исключить и углы θ_{12} больше некоторой величины x_{\max} , так как там могут быть редкие события совсем другой природы, например, перерасеяние частиц в конечном состоянии.

Тогда функция правдоподобия для распределения Рэля, обрезанного слева и справа величинами x_{\max} , x_{\min} , имеет вид

$$L = \prod_{i=1}^{i=N} f(x_i, \sigma) F(x_{\min}, \sigma) (1 - F(x_{\max}, \sigma)). \quad (14)$$

Для нахождения оценки интересующего нас параметра σ надо решить нелинейное уравнение, которое получится, если приравнять к нулю производную от логарифма написанной функции правдоподобия. Это довольно просто решается процедурой из MATHCAD-8 [44].

Максимум L для данной выборки достигается при $\sigma = (31,7 \pm 2,0)$ мрад.

Коэффициент азимутальной асимметрии A для всех событий в эксперименте равен $(0,05 \pm 0,03)$, а для событий с $\theta_{12} < 8,5$ мрад он оказался равным $-(0,96 \pm 0,04)$. Это означает, что для всех событий корреляции направлений поперечных импульсов отсутствуют, а для событий, связанных с распадом ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, эти корреляции велики.

Наконец, в эксперименте наблюдаются 33 события с углом $\theta_{12} < 8,5$ мрад (вместо 36 ожидаемых событий). Это означает, что в данном эксперименте вероятность наблюдения ядра ${}^8\text{Be}$ при фрагментации ядра ${}^{10}\text{B}$ равна $(18 \pm 3)\%$, вместо ожидаемых 19,7% в расчете.

Если наблюдаемые нами события с $\theta_{12} < 8,5$ мрад действительно генерируются каналом ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, то эмпирическая функция распределения углов θ_{12} этих 33 событий в пределе должна быть функцией распределения этих углов в этом канале. Плотность распределения таких углов приведена на рис. 1.

Для проверки этой гипотезы использовались два непараметрических критерия согласия. Критерий согласия Колмогорова [43] состоит в том, что максимальное отклонение D эмпирической функции распределения от предполагаемой теоретической функции распределения при их согласии на 1% уровне значимости не может превосходить 1,63. В эксперименте $D = 0,32$.

Второй, более сильный, но редко используемый экспериментаторами критерий связан с суммой

$$V = V^+ + V^-,$$

равной сумме отклонений величин эмпирической функции распределения в одну и в другую сторону от предполагаемой функции распределения. Это

Таблица 2. Вычисленные и экспериментальные значения различных величин, характеризующих фрагментацию ядра ^{10}B

N	Величины	Вычисленные значения	Экспериментальные значения
1	$\langle P_{\perp} \rangle^2 \text{H}$, МэВ/с	145	140 ± 10
2	$\sigma(\varphi) = \sigma(\alpha)$, мрад	21,011	$20,5 \pm 0,7$
3	$\sigma(\text{Rel}, \theta_{12})$, мрад	29,714	$31,7 \pm 2,0$
4	$\langle \theta_{12} \rangle$, мрад	37,22	$34,6 \pm 2,2$
5	$\sigma(\varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2)$, мрад	42,0	$39,7 \pm 2,7$
6	$N_{\text{ев}}(\theta_{12} < 8,5 \text{ мрад})$	36	33
7	$W_{\text{obs}}(^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha)$, %	19,7	18 ± 3
8	A для всех событий	0	$0,05 \pm 0,03$
9	A для $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$	-1,0	$-0,96 \pm 0,04$
10	$\langle \theta_{12} \rangle$, для $\theta_{12} < 8,5 \text{ мрад}$	6,3	$5,6 \pm 1,0$
11	$D_{\text{Колм}}$	1,63	0,32
12	$V_{\text{Куип}}$	2,0	0,88
13	ω^2	0,743	0,304

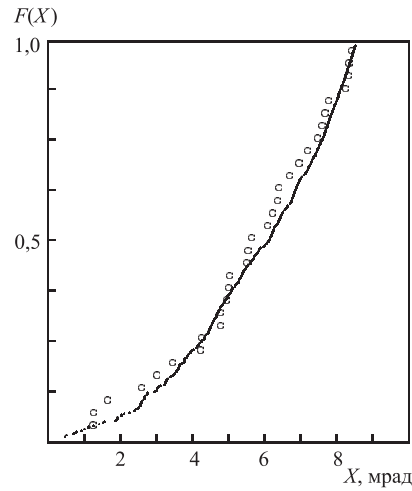


Рис. 6. Эмпирическая функция распределения $F(X) = F(\theta_{12} < X)$ 33 углов. Точки — это предполагаемая функция распределения углов θ_{12} в процессе $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$

критерий Куипера [45]. Критическое значение его на том же доверительном уровне есть 2,0. В эксперименте $V = 0,88$. Аналогичный результат получен и при использовании уже упоминавшегося критерия согласия Крамерса–Мизеса (см. табл. 2).

Это значит, что по всем трем критериям согласия гипотеза о том, что наша выборка из 33 углов $\theta_{12} < 8,5$ мрад имеет функцию распределения углов θ_{12} между частицами, соответствующую процессу $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, не отвергается. Рис. 6 это иллюстрирует.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы [42] суммированы в табл. 2. Все предсказания, полученные до эксперимента, подтверждены. Выход фрагментов ^8Be при фрагментации релятивистского ядра ^{10}B при энергии 10 ГэВ действительно составляет $\sim 2\%$ от всех событий, найденных по следу в фотоэмульсии, или $\sim 20\%$ от тех событий, в которых сумма зарядов вторичных фрагментов равна заряду первичного ядра.

В целом же кластеризация ядерного вещества есть частный случай общего явления любой системы многих тел. Так, в первые мгновения существования Вселенной при расширении и охлаждении кварк-глюонной плазмы произошла их кластеризация, возникли их устойчивые кластеры из трех кварков. Так образовались нуклоны. Потом нуклоны в звездах в процессе горения водорода стали объединяться в кластеры, α -частицы.

Сравнительно большое время существования резонансного состояния из двух α -частиц в виде ^8Be способствовало преодолению барьера в виде ядер с $A = 5$ при синтезе более тяжелых ядер в процессе последовательного присоединения нуклонов. По существу, все ядра есть продукты кластеризации звездного вещества. Но и сами звезды, и галактики также образуют скопления, кластеры.

Вероятность образования кластера из A частиц, будь то нуклоны или молекулы, при переходе вещества из одного состояния в другое пропорциональна $A^{-\tau}$, где $\tau \simeq 2,2$ [46, 47]. Поэтому выражение (11) может быть дополнено этим множителем, или множителем, учитывающим фазовые объемы двух- или трехчастичных состояний, как это делалось в [15]. Но для этих усовершенствований нужна более широкая экспериментальная база.

Мало исследованы выходы таких кластеров, как ^5Li и ^5He . Надеюсь, что исследования выходов этих изотопов при фрагментации ^{10}B при энергии 1 ГэВ/нуклон будут проведены.

Автор выражает благодарность всем сотрудникам ЛВЭ ОИЯИ за облучение и обработку многих эмульсионных камер и предоставление возможности выполнения цитированных работ, а также сотрудникам группы ядро-ядерных взаимодействий ОФВЭ ПИЯФ РАН за десятилетия работы по поиску, измерениям и обработке событий, использованных в этом обзоре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Адамович М. И. и др.* // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 533.
2. *Bradnova V. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. P. 1646.
3. *Adatovich M. I. et al.* // Письма в ЭЧАЯ. 2003. № 2[177]. P. 29.
4. *Кириченко В. В.* // ЭЧАЯ. 2001. Т. 32, вып. 4. С. 803.
5. *Иишанов Б. С., Капитонов И. М., Тутынь И. А.* Нуклеосинтез во Вселенной. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998; <http://nuclphys.sinp.msu.ru/np/nuclsint/index.html>
6. *Маттук Р.* Фейнмановские диаграммы в проблеме многих тел. М.: Мир, 1969.
7. *Грин М., Шварц Дж., Виттен Э.* Теория суперструн. М.: Мир, 1990. Т. 1,2; <http://superstringtheory.com/index.html>
8. *Regal C. A., Greiner M., Jin D. S.* // Phys. Rev. Lett. V. 92. P. 040403.
9. *Schneble D. et al.* // Science. 2003. V. 300. P. 475.
10. *Синай Я. Г.* Динамические системы-2 // Сер. «Современные проблемы математики. Фундаментальные направления». М., 1985. / ВИНТИ. Т. 2. С. 115.
11. *Geiger K.* // Phys. Rep. 1995. V. 258. P. 237.
12. *Фейнман Р.* Взаимодействие фотонов с адронами. М.: Мир, 1975.
13. *Лепехин Ф. Г.* Партоновая картина фрагментации релятивистских ядер // Физика атомного ядра и элементарных частиц: Материалы 31-й Зимней школы ПИЯФ. СПб., 1997. С. 315–348.
14. *Лепехин Ф. Г.* Струи фрагментов релятивистских ядер. Физика атомного ядра и элементарных частиц: Материалы 34-й Зимней школы ПИЯФ. СПб., 2000. С. 474–497.
15. *Лепехин Ф. Г.* // Письма в ЭЧАЯ. 2002. № 3[112]. С. 25.
16. *Лепехин Ф. Г., Симонов Б. Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58. С. 493.
17. *Wheeler J. A.* // Phys. Rev. 1941. V. 59. P. 16; 27.
18. *Audi G., Wapstra A. H., Thibault C.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P. 337.
19. *Perkins D.* // Proc. Roy. Soc. A. 1950. V. 203. P. 399.
20. *Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д.* Исследования элементарных частиц фотографическим методом. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
21. *Белага В. В. и др.* // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 869.
22. *Белага В. В. и др.* // Там же. С. 1254.
23. *Adatovich M. I. et al.* // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 6. P. 421.
24. *Hüfner J.* // Phys. Rep. 1985. V. 125. P. 129.
25. *Лепехин Ф. Г.* Основные закономерности в распределении поперечных импульсов фрагментов релятивистских ядер в ядерных фотоэмульсиях. Основные результаты научных исследований 1990–1991: СПб., 1992. С. 80.

26. *Westfall G. D. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1978. V. 17. P. 1368.
27. *Kotov A. A. et al.* // *Nucl. Phys.* 1995. V. 583. P. 575.
28. *Monitz E. I. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1971. V. 26. P. 445.
29. Элтон А. Размеры ядер. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
30. *Goldhaber J. S.* // *Phys. Lett. B.* 1974. V. 53. P. 306.
31. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
32. Азимов С. А. и др. Исследование корреляций при множественном рождении частиц // Множественные процессы при высоких энергиях: Сб. Ташкент, 1976. С. 120.
33. *Bondorf J. P. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 443. P. 321.
34. *Glagolev V. V. et al.* // *Yad. Fiz.* 2000. V. 63. P. 575.
35. *Avetian F. A. et al.* // *Yad. Fiz.* 1996. V. 59. P. 110.
36. *Adatovich M. I. et al.* // 20th Intern. Cosmic Ray Conf. М., 1987. V. 5. P. 58.
37. *Bondarenko A. I. et al.* // *Yad. Fiz.* 1992. V. 55. P. 137.
38. *Adatovich M. I. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1997. V. 390. P. 445.
39. Воинов В. Г., Часников И. Я. Многократное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях. Алма-Ата: Наука. Каз. отд-ние, 1969.
40. *Скирда Н. В.* // Журн. научн. и прикл. фот. и кинематогр. 1967. Т. 12. С. 12.
41. Воинов В. Г., Чернявский М. М. // Труды ФИАН. 1979. Т. 108. С. 166.
42. *Лепехин Ф. Г., Симонов Б. Б.* Препринт ПИЯФ 2554. Гатчина, 2004. С. 31.
43. *Eadie W. T. et al.* Статистические методы в экспериментальной физике / Под ред. А. А. Тяпкина. М., 1976. С. 826.
44. *Дьяконов В.* МАТНСАД 8/2000 // Специальный справ. СПб., 2001. С. 582.
45. *Мардуа К.* Статистический анализ угловых наблюдений. М., 1978. С. 236.
46. *Fisher M. E.* // *Rep. Prog. Phys.* 1967. V. 30. P. 615.
47. *Hirsh A. S. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1984. V. 29. P. 508.