ВЫХОД ФРАГМЕНТОВ ^{8}Be ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ ^{10}B С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ НА НУКЛОН В ЭМУЛЬСИИ

© 2004, Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П Константинова РАН
Гатчина, Россия

Показано, что оценка доли канала $^{10}\mathrm{B} \to ^8\mathrm{Be} \to 2\alpha$ составляет $18 \pm 3\%$, а константы распределения углов α-частиц и углов между ними, равные 20.5 ± 0.7 и 31.7 ± 2.0 мрд, соответственно, согласуются с расчетами этих величин, сделанными до эксперимента на основе существующих представлений о предельной фрагментации релятивистских ядер.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядерные фотоэмульсии, облучаемые на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ различными легкими ядрами, позволяют исследовать кластерную структуру этих ядер [1−3]. Данная работа, выполняемая в рамках сотрудничества BECQUEREL, имела своей целью получить количественные характеристики процесса образования α-кластеров в ядре ^{10}B.

Эмульсионная камера, облученная ионами ^{10}B с энергией 10 ГэВ, как нельзя лучше подходит для этой цели. Сравнительно небольшой импульс первичной частицы приводит к тому, что углы вылета вторичных релятивистских фрагментов оказываются довольно большими − это 10 − 30 мрд. Они достаточно точно могут быть в фотоэмульсии измерены.

Ядро ^{10}B имеет спин 3 и положительную четность. По представлениям оболочечной модели его структура имеет вид $(1s)^4\ (1p_{3/2})^6$, т. е. 4 нуклона заполняют $(1s)$ оболочку, а следующая оболочка заполнена не полностью. В ней полное число нуклонов равно 8 [4]. Наглядно ядро ^{10}B можно представить как $^8\mathrm{Be} + ^2\mathrm{H}$ или $^8\mathrm{Be} + ^1\mathrm{H} + \mathrm{n}$. Мы увидим, что эти каналы фрагментации ядра ^{10}B действительно имеют большие вероятности их наблюдения в сравнении с другими каналами фрагментации. Таким образом, можно ожидать, что α-частичная структура ядра ^{10}B в эксперименте должна проявляться.

Распад $^8\mathrm{Be} \to 2\alpha$ может происходить только из состояний 0^+ или 2^+. Действительно, в [5] установлено, что основным состоянием ядра ^{8}Be является состояние 0^+, а первое возбужденное состояние с энергией 2.9 МэВ есть состояние 2^+. Распады из этих состояний мы и можем наблюдать. Конечно, при фрагментации ядер ^{10}B будут наблюдаться и события с двумя α-частицами, вылетающими из него независимо друг от друга, без образования связанного состояния.

В первой части работы мы и рассмотрим вопрос о том, по какому критерию эти два типа событий могут быть отделены друг от друга, какими должны быть характеристики двух классов событий, да и сколько их должно наблюдаться в нашей экспериментальной выборке. Во второй части работы покажем, каким образом все это может быть определено в эксперименте, и согласуется ли он с расчетом сделанным в первой части работы.

2. ПРЕДЕЛЬНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ^{10}B

Экспериментальные данные, полученные при изучении фрагментации различных релятивистских ядер при энергиях от 1 до 200 ГэВ на нуклон и ядер мишеней при различных энергиях, согласуются с представлением о том, что процесс испускания фрагментов является быстрым и ядро остается холодным. Даже при сравнительно небольших энергиях релятивистских ядер оказывается справедливой гипотеза предельной фрагментации [6].

Существенно, что хотя гипотеза предельной фрагментации для адрон-адронных взаимодействий была сформулирована для бесконечного импульса, в ядерно-ядерных взаимодействиях она оказывается справедливой и при сравнительно небольшом импульсе на нуклон первичного ядра. Исходя из этих представлений можно предсказать количественные характеристики угловых и импульсных распределений фрагментов ядер в ядерно - ядерных взаимодействиях для любых комбинаций и энергий сталкивающихся ядер, а также и долю тех событй, в которых образование двух $\alpha-$частиц при фрагментции ядра ^{10}B идет через канал ^{8}Be $\to 2\alpha$. Для этого необходимо знать только величину граничного импульса Ферми, известного из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах [7]. Но импульс Ферми для ядра ^{10}B в эксперименте [7] не определялся. Мы его можем получить, если предположим, что фазовый объем ядра в основном состоянии есть произведение обычного его объема, определяемого радиусом ядра $R = r_0 \cdot A^{1/3}$, на объем пространства импульсов, определяемого граничным импульсом Ферми $P_F = \sqrt{5} \cdot \sigma_0$. Величина σ_0^2 есть дисперсия импульсного распределения нуклонов в ядре ^{10}B до его взаимодействия с ядром в фотоэмульсии. В каждом элементе этого объема $\hbar$, по принципу Паули, может находиться только 4 нуклона. Легко получаем [8], что $r_0 \cdot \sigma_0 = 134.4$ (МэВ$/c$)Фм. При константе $r_0 = 1.54$ Фм, известной из эксперимента [9] по определению радиуса ядра ^{10}B, получаем, что импульс Ферми для него должен быть равен 195.2 МэВ$/c$, откуда следует, что величина, определяющая распределение импульсов нуклонов в ядре ^{10}B, равна $\sigma_0 = 87.3$ МэВ$/c$.

Параболический закон Гольдхабер [10] устанавливает зависимость дисперсии σ_F^2 импульсного распределения любого фрагмента с массовым числом A_F из любого ядра с массовым числом A_0, от дисперсии импульсного распределения нуклонов в этом ядре σ_0^2 :

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

Используя этот закон, а также имея в виду, что

$$P_\perp = A_F \cdot P_0 \cdot \operatorname{tg}\theta, \tag{2}$$

где $P_0 = 1.7$ МэВ$/c$ импульс на нуклон ядра ^{10}B в нашем эксперименте, получим, что константа, определяющая распределение углов θ вылета α-частиц должна быть равна $\sigma_\theta = 21.0$ мрд. Их распределение должно следовать распределению Рэлея с этой константой. А распределение углов между парой частиц θ_{12} в одном событии при независимом разлете частиц должно следовать этому же распределению с дисперсией в два раза большей, чем дисперсия распределения одиночных частиц.

Угол θ_{12} между следами частиц в событии должен быть выборкой из распределения Рэлея с константой, равной $\sigma(\theta_{12}) = \sqrt{2} \cdot \sigma_\theta = 29.7$ мрд [11]. Отношение среднего поперечного импульса частиц в лабсистеме к среднему поперечному импульсу в СЦИ двух частиц должно быть равно $\sqrt{2}$.

Средний угол между двумя частицами, при независимом их разлете, в нашем эксперименте должен быть (в мрд)

$$< \theta_{12} >= \sqrt{\pi/2} \cdot \sigma(\theta_{12}) = 37.2. \tag{3}$$

В нашем эксперименте углы вылета определяются по двум углам, равным углам между проекциями импульса на две взаимно перпендикулярные плоскости – на плоскость эмульсии (угол φ), и на 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 4-х таких углов в каждом событии должна быть равна 4-м дисперсиям распределения этих углов, и поэтому

$$\sigma(\varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2) = 2\sigma_\theta. \tag{4}$$

Простейшей характеристикой двухчастичных корреляций частиц в поперечной плоскости является коэффициент азимутальной асимметрии A, определяемый как разность вероятности наблюдения разности азимутальных углов двух частиц $\Delta\Psi$ больше чем 90° и меньше чем 90° :

$$A = \frac{N(\Delta\Psi > 90^\circ) - N(\Delta\Psi < 90^\circ)}{N(\Delta\Psi > 90^\circ) + N(\Delta\Psi < 90^\circ)}. \tag{5}$$

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 [12]. Коэффициент азимутальной асимметрии A в этом случае должен быть равен $1/(n-1)$. При фрагментации ядра $^{10}\mathrm{B}$ полное число частиц n не может быть настолько велико, чтобы A не отличалось бы от нуля.

При распаде $^{8}\mathrm{Be}$ на две α-частицы, если $^{8}\mathrm{Be}$ испущен из $^{10}\mathrm{B}$, 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 $^{8}\mathrm{Be} \to 2\alpha$. Предположим, что процесс испускания $^{8}\mathrm{Be}$ ядром $^{10}\mathrm{B}$ идет как обычная фрагментация. Тогда поперечные импульсы ядра $^{8}\mathrm{Be}$ будут следовать распределению Рэлея, константу которого мы легко вычислим, зная импульс Ферми ядра $^{10}\mathrm{B}$. Продольный импульс ядра $^{8}\mathrm{Be}$ практически не изменится и будет равен $8P_0 = 13.6$ ГэВ$/c$. Значит, направление и импульс ядра, распадающегося на-лету на две α-частицы, нам известны. Кинетическая энергия каждой α-частицы в системе покоя распадающегося ядра равна 45.96 кэВ. Угловое распределение их в СЦИ распадающегося ядра полагаем изотропным. Разыграв по Монте Карло угол частицы в системе покоя ядра ^{8}Be, получаем импульс α-частицы в лабсистеме 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 мрд за счет того, что телесный угол при разлете двух α-частиц под углом 90° в СЦИ 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 станет меньше.

Таким образом, распределения углов между двумя α-частицами при их независимом разлете из ядра ^{10}B и при разлете из промежуточного основного состояния ^{8}Be резко различаются. Это и дает возможность отделить события, идущие по каналу $^{10}\mathrm{B} \to ^8\mathrm{Be} \to 2\alpha + all$, от событий, идущих по каналу $^{10}\mathrm{B} \to 2\alpha + all$. Теперь посмотрим, как можно оценить долю каналов с ^{8}Be.

Следуя процедуре, описанной в [13], будем считать, что в каждом фрагменте его заряд Z_i и массовое число A_i соответствуют стабильному или радиоактивному изотопу, точная величина массы которого известна. Чтобы из начального состояния первичного ядра ^{10}B перейти на какое-то время τ в состояние из данных k фрагментов в СЦИ этого ядра, необходимо затратить некоторую энергию ΔE_k. Эта энергия будет состоять не только из разности суммы масс покоя всех фрагментов и массы первичного ядра, но еще из суммы средних кинетических энергий всех фрагментов в их СЦИ. А средние энергии фрагментов, зная импульс Ферми, мы легко можем вычислить.

Время пребывания в виртуальном состоянии τ будет тем меньше, чем больше энергия ΔE_k. А вероятность "застать"первичное ядро в виртуальном состоянии с дефицитом энергии ΔE_k будет тем больше, чем больше время τ.

Строгое математическое обоснование вычисления этой вероятности дает теория ДС [14]. В ней доказывается, что если последовательность состояний ДС инвариантна по отношению к сдвигу, то для множества этих состояний всегда можно ввести инвариантную нормированную гиббсовскую меру, которая по своей сути есть не что иное, как вероятность наблюдения этого состояния

$$W(T, \Delta E_k) = \frac{\exp(-\Delta E_k/T)}{\Xi}. \tag{6}$$

Это хорошо известное распределение Гиббса, где $T = \sigma_0^2/m_N -$ "температура", т. е. величина, пропорциональная средней энергии конституентов, а $\Xi -$ это статистическая сумма, равная сумме выражений в числителе по всем возможным состояниям.

Для легких ядер перечислить все возможные состояния первичного ядра не представляет труда. Для ядра ^{10}B число всех возможных каналов фрагментации равно 73. После прямого вычисления статистической суммы, находим абсолютные вероятности всех каналов фрагментации. Наиболее вероятным оказывается канал фрагментации ядра $^{10}\mathrm{B} \to ^4\mathrm{He} + ^6\mathrm{Li}$ (19.73%), а следующий за ним по вероятности будет интересующий нас канал фрагментации на ^{8}Be и дейтон (16.36%). Список первых 13 каналов, по убыванию вероятности, приведен в Таблице 1. Каналы с большим числом фрагментов, конечно, оказываются маловероятными. Суммарная вероятность испускания ^{8}Be из ядра ^{10}B оказывается равной 19.7%.

Итак, выход ядер ^{8}Be при фрагментации ядер ^{10}B должен быть не мал. Доля событий с двумя двухзарядными частицами при фрагментации ядер ^{10}B должна быть, по грубой оценке, около 20% от всех событий, в которых сумма зарядов фрагментов в событии равна заряду первичного ядра. А доля таких событий, среди всех событий, найденных по следу, в эксперименте [1] оказалась равной 10%.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

В данном эксперименте эмульсионная камера, состоящая из слоев эмульсии БР-2 размером 10×20 см^2 и толщиной 500 мкм была облучена на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ пучком ионов ^{10}B 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 метра. На этой длине найдено 1823 неупругих взаимодействия. Т. о., средний пробег до взаимодействия равен 13.3 ± 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 $< x >$, $< a >$, где $a = y, z$, то оценка тангенса угла $\varepsilon = \varphi$ (при $a = y$) или тангенса угла $\varepsilon = \alpha$ (при $a = z$) будет равна

$$\operatorname{tg}\varepsilon = \frac{< x \cdot a > - < x > \cdot < a >}{< x^2 > - < x >^2}. \qquad (7)$$

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

$$\operatorname{tg}\theta = \sqrt{\operatorname{tg}^2\varphi + \operatorname{tg}^2\alpha}. \qquad (8)$$

Ошибка измерения угла между частицами в интервале 3–8 мрд оказалась около 1.5 мрд. Таким образом, в интересующей нас области углов между α-частицами (порядка 5 мрд) точность наших измерений вполне достаточна для того, чтобы установить наличие интересующего нас явления распада ^{8}Be на две α-частицы из основного состояния, если мы будем считать, что события с углами $\theta_{12} < 8.5$ мрд как раз и относятся к этому каналу.

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

На Рис. 2 приведены функция ожидаемого нормального распределения углов частиц со средним, равным нулю, и стандартным отклонением 21 мрд, вычисленным из величины константы для радиуса ядра ^{10}B (плавная кривая), и эмпирические функции распределения углов φ и α, полученные в эксперименте. Обратим внимание, что плавная кривая Рис. 2 не есть подгонка экспериментальных распределений этих углов. Она была получена до проведения эксперимента.

Сумма квадратов разностей по вертикали между плавной кривой и эмпирической функцией распределения дает величину ω^2 (критерий Крамерса-Мизеса), которая может быть использована для проверки гипотезы согласия эмпирической функции распределения с нормальным распределением. По нашим данным, на 1% 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 дейтонов равна 140 ± 10 $\texttt{МэВ}/c$. А если оценить ее из величины $r_0 = 1.54$ **Фм**, то она должна быть равна 145 $\texttt{МэВ}/c$. Как видим, это неплохое согласие.

Величина $x = \varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2$ для данной выборки событий распределена нормально, со стандартным отклонением $\sigma_x(\texttt{exp}) = 39.7 \pm 2,7$ **мрд**. Таким образом, угловые корреляции частиц в событии не обнаруживаются в эксперименте.

Но тогда вполне естественно, что распределение углов θ хорошо согласуется с гипотезой их выборки из распределения Рэлея. Это означает, что и распределение углов $\theta_{12} = x$ между парами α-частиц при независимом их разлете должно иметь плотность распределения

$$f(x, \sigma) = \frac{x}{\sigma^2} \cdot \exp\left(-x^2/2\sigma^2\right), \tag{9}$$

и функцию распределения

$$F(x, \sigma) = 1 - \exp\left(-x^2/2\sigma^2\right). \tag{10}$$

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

Тогда функция правдоподобия для распределения Релея обрезанного слева и справа будет иметь вид:

$$L = \prod_{i=1}^{i=N} f(x_i, \sigma) F[x(\texttt{min})], \sigma)(1 - F[x(\texttt{max})], \sigma). \tag{11}$$

Для нахождения оценки интересующего нас параметра σ надо решить нелинейное уравнение, которое получится, если мы приравняем нулю производную от логарифма написанной функции правдоподобия. Это довольно просто решается процедурой из `MATHCAD-8` [15].

Зависимость логарифма функции правдоподобия от параметра σ приведена на Рис.3. Максимум L для данной выборки достигается при $\sigma = 31,7 \pm 2,0$ **мрд**. По этому рисунку можно судить и о величине доверительного интервала оценки параметра. Т. о., экспериментальная оценка параметра распределения угла между двумя частицами, при исключении из выборки углов между ними от распада $^8\texttt{Be} \to 2\alpha$, практически совпадает с ожидаемой величиной этого параметра при независимом разлете двух частиц.

Так как мы имеем в эксперименте в основном периферические взаимодействия первичных ядер с ядрами в фотоэмульсии, то переданный первичному ядру как целому мал. Переданный поперечный импульс еще и делится между вторичными фрагментами в соответствии с их массами. Поэтому в эксперименте мы его практически не видим.

Коэффициент азимутальной асимметрии для всех событий в эксперименте равен 0.05 ± 0.03, а для событий с $\theta_{12} < 8.5$ мрд он оказался равным -0.96 ± 0.04. Это означает, что для всех событий корреляции направлений поперечных импульсов отсутствуют, а для событий, связанных с распадом $^8\mathtt{Be} \to 2\alpha$, эти корреляции велики.

Наконец, в эксперименте наблюдается 33 события с углом $\theta_{12} < 8.5$ мрд (вместо 36 ожидаемых событий). Это означает, что в данном эксперименте вероятность наблюдения ядра $^8\mathtt{Be}$ при фрагментации ядра $^{10}\mathtt{B}$ равна $18 \pm 3\%$, вместо ожидаемых 19.7% в расчете.

Если наблюдаемые нами события с $\theta_{12} < 8.5$ мрд действительно генерируются каналом $^8\mathtt{Be} \to 2\alpha$, то эмпирическая функция распределения углов θ_{12} этих 33-х событий должна совпадать с предполагаемой функцией распределения этих углов в этом канале. Плотность распределения таких углов приведена на Рис.2.

Для проверки этой гипотезы использовались три непараметрических критерия согласия. Критерий согласия Колмогорова [16] 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 разности между двумя функциями распределения в одну, и в другую сторону. Это критерий Куипера [17]. Критическое значение его на том же доверительном уровне есть 2.0. В эксперименте $V = 0.88$. Аналогичный результат получен и при использовании третьего, уже упоминавшегося критерия Крамерса-Мизеса (см. Таблицу 2).

Это значит, что по всем трем критериям согласия гипотеза о том, что наша выборка из 33 углов $\theta_{12} < 8.5$ мрд имеет функцию распределения углов между частицами в процессе $^8\mathtt{Be} \to 2\alpha$ не отвергается. Рис. 4 это иллюстрирует.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

Индивидуальные события, содержащие две $\alpha-$частицы от распада $^8\mathtt{Be}$ в продуктах фрагментации релятивистских ядер в этом эксперименте обнаружены впервые. При фрагментации релятивистских ядер углерода и кислорода с импульсом 4.1 ГэВ/c на 3 и 4 двухзарядных фрагмента [18,19], наблюдаемые в эксперименте особенности распределений азимутальных углов между фрагментами хорошо согласуются с расчетами доли ядер $^8\mathtt{Be}$ в них [20]. Она оказалась равной, примерно, 30%. Вероятно, что в легких ядрах с хорошо выраженной $\alpha-$частичной структурой эти частицы образуют Бозе конденсат, резонансно взаимодействуют друг с другом, и мы видим ядро $^8\mathtt{Be}$. А так как время жизни этого промежуточного состояния велико в сравнении с ядерным временем, то в звездах, когда водород сгорает и концентрация гелия увеличивается, оно начинает играть важную роль в нуклеосинтезе. В частности, через поглощение нейтрона, образуется изотоп $^9\mathtt{Be}$, по концентрации которого в звездах шаровых скоплений впервые экспериментально был определен возраст нашей Галактики [21]. Так что экспериментальные данные о выходе ядер $^8\mathtt{Be}$ при фрагментации легких ядер могут быть востребованы.

Конечно, результаты, приведенные в таблице 2 получены при многих явных и неявных предположениях. Они могут быть истолкованы как косвенное их доказательство. Так, можно считать, что импульс Ферми ядра $^{10}\mathtt{B}$ действительно равен 195 $\mathtt{МэВ}/c$, а константа импульсного распределения нуклонов в этом ядре около 90 $\mathtt{МэВ}/c$. Атомное ядро действительно можно рассматривать как динамическую систему, и все общие закономерности теории ДС к нему применимы. Это дает возможность сделать предсказания, которые, как мы видели, эксперимент подтверждает.

Термодинамический формализм содержится в теории ДС. Поэтому обычно используемый язык термодинамики, с понятиями энергии возбуждения ядра, температуры возбужденного ядра и т. д., вполне пригоден для феноменологического описания явления фрагментации. Однако за десятилетия использования этого формализма до сих пор еще не удалось с его помощью получить какие-либо предсказания. Очевидно, что дальнейшие исследования процесса фрагментации ядер надо, в основном, направить на поиски отклонений от предсказаний этой простой картины фрагментации ядер. Теперь, когда мы представляем эту картину в общих чертах, можно углубиться в ее детали.

Авторы выражают благодарность сотрудничеству BECQUEREL за облучение эмульсии и предоставление возможности выполнения работы, ЛВЭ ОИЯИ за прекрасную химическую обработку эмульсии, Л. Н. Ткач за просмотр и измерение событий, использованных в этой работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. И. Адамович и др., ЯФ **67**, 533(2004).
2. V. Bradnova et al., Yad. Phys. **66**, 1646(2003).
3. М. И. Адамович и др., Письма в ЭЧАЯ **N 2[177]**, 29(2003).
4. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Физматгиз, Москва, 1958) с. 607.
5. J. A.Weeler, Phys. Rev. **52**, 16(1941).
6. J. Benecke, T. T.Chou, C. N. Yang, E. Yen., Phys. Rev. **188**, 2159(1969).
   Р. Фейнман, *Взаимодействие фотонов с адронами* ("Мир", Москва., 1975) с. 381.
   R. P. Feinman, *Photon-hadron interections* (California Institute of Thecnology, 1972, Benjamin, Inc. Reading, Massachusets.)
7. E. J. Monitz at al., Phys. Rev. Lett. **26**, 445(1971).
8. F. G. Lepekhin, D. M. Seliverstov, B. B. Simonov, Eur. Phys. J. **A1**, 137(1998).
9. Дж. Блатт и В. Вайскопф, *Теоретическая ядерная физика* (ИЛ, Москва, 1954) с. 653.
   J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, *Theoretikal Nuclear Physics* (New-York-London, 1952).
10. J. S. Goldhaber, Phys. Lett. **B 53**, 306(1974).
11. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, Письма в ЖЭТФ **58**, 493(1993).
12. С. А. Азимов и др., *Множественные процессы при высоких энергиях* ("ФАН"УзССР, Ташкент, 1976) с. 120.
13. Ф. Г. Лепехин, Письма в ЭЧАЯ **N 3[112]**, 25(2002).
14. Я. Г. Синай, *Динамические системы-2* (ВИНТИ, Москва, 1985) т. 2, с. 306.
15. В. Дьяконов, *MATHCAD 8/2000: специальный справочник*

("Питер", С.-Петербург, 2001) с. 582.
16. W. T Eadie et al., *Statistical Methods in Experimental Physics* (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, London, 1971).
17. К. Мардиа, *Статистический анализ угловых наблюдений* ("Наука", Москва, 1978) с. 236.
K. V. Mardia, *Statistics of Directional Data* (Acad. Press, London and New-York, 1972).
18. В. В. Белага и др., ЯФ **59**, 869(1996).
19. Ф. А. Аветян и др., ЯФ **59**, 110(1996).
20. F. G. Lepekhin, O. V. Levitskaya, B. B. Simonov, *PNPI Research Report 1998-1999* (Russian Acad. of Sciences B. P. Konstantinov Petersburg Nucl. Phys. Institute, Gatchina, 2000) p. 165.
Prerint 2313, PNPI(Leningrad, 1999).
21. Eur. South. Obs., Press Release 20/04 *How Old is the Milky Wey?* (http://www.eso.org/ outreach/press-rel/pr-2004/pr-20-04.html)

Yields of $^{8}\mathrm{Be}$ fragmenta in the $^{10}\mathrm{B}$ fragmentation in photoemulsion at an energy of 1 GeV per nucleon

© F.G. Lepekhin and B.B.Simonov

St. Petersburg Nuclear Physics Institute, St. Petersburg , Gatchina, Russia

It is shown that the channel fraction $^{10}\mathrm{B} \to ^{8}\mathrm{Be} \to 2\alpha$ is estimated to be 18 ± 3 percent and the distribution constants for the angles of alpha particles and the angles between them equal to 20.5 ± 0.7 and 31.7 ± 2.0 mrd, respectively, are in agreement with these quantities calculated prior to experiment on the basis of the limiting fragmentation of relativistic nucleus.

Таблица 1

Вероятности каналов фрагментации ядра ^{10}B.

пор. N	вер. набл.W, %	на что фрагм.^{10}B $\rightarrow$
1	19.73	^{4}He $+^{6}$ Li
2	16.36	^{2}H $+^{8}$ Be
3	15.29	$P +^{9}$ Be
4	12.19	$N +^{9}$ B
5	8.80	^{5}He $+^{5}$ Li
6	4.43	^{2}H $+ 2\ ^{4}$He
7	3.83	^{3}He $+^{7}$ Li
8	3.43	^{3}H $+^{7}$ Be
9	3.37	$N + P +^{8}$ Be
10	3.02	$P +^{4}$ He $+^{5}$ He
11	2.65	$N +^{4}$ He $+^{5}$ Li
12	0.91	$N + P + 2\ ^{4}$He
13	0.76	^{3}H $+^{3}$ He $+^{4}$ He

Таблица 2

Вычисленные и экспериментальные значения различных величин, характеризующих фрагментацию ядра $^{10}\mathtt{B}$

пор. N	название.величины	выч. знач.	получ. в эксп.
1	попер. имп.$< P_\perp >$ $^2\mathtt{H}$, $\mathtt{МэВ}/c$	145	$(140 \pm 10)^*$
2	конст. норм. распр.$\sigma(\varphi) = \sigma(\alpha)$ мрд	21.011	20.5 ± 0.7
3	конст. распр. Релея $\sigma(Rel, \theta_{12})$ мрд	29.714	31.7 ± 2.0
4	средняя. велич. $< \theta_{12} >$ мрд	37.22	34.6 ± 2.2
5	$\sigma(\varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2)$ мрд	42.0	39.7 ± 2.7
6	число соб.$N(\theta_{12} < 8.5)$	36	33
7	вер. набл.$W_{obs}(^8\mathtt{Be} \to 2\alpha)$ %	19.7	18 ± 3
8	кэфф. азим. асим. А для всех	0	0.05 ± 0.03
9	кэфф. азим. асим.А для $^8\mathtt{Be} \to 2\alpha$	-1.0	-0.96 ± 0.04
10	ср. угол $< \theta_{12} >$ для $\theta_{12} < 8.5$ мрд	6.3	5.6 ± 1.0
11	коэфф. согл. D КОЛМ.	1.63	0.32
12	коэфф. согл.V КУИП	2.0	0.88
13	коэфф.согл. по крит. ω^2	0.743	0.304

*) получено в эксперименте [1].

Подписи под рисунками к работе Ф. Г. Лепехина и Б. Б. Симонова

Рис. 1. Распределение углов θ_{12} между следами $\alpha-$частиц при распаде $^8\mathtt{Be}$ из ядра $^{10}\mathtt{B}$ с импульсом 1.7 $\mathtt{ГэВ}/c$ для 2500 событий, разыгранных по Монте Карло. N – это число событий на интервал $\Delta\theta = 0.5$ мрд.

Рис. 2. Плавной кривой изображено ожидаемое нормальное распределение. Эмпирическая функция распределения углов φ обозначена звездочками $*$. Эмпирическая функция распределения углов α обозначена кружками $\circ$.

Рис. 3. Зависимость логарифма функции правдоподобия от параметра σ. Горизонтальная линия, проведенная через точку $ln(L) = -1$, если спроектировать точки ее пересечения с кривой на ось X, дает величину доверительного интервала параметра на доверительном уровне 68.3 процента.

Рис. 4. Эмпирическая функция распределения $F(X) =$
$= F(\theta_{12} < X)$ 33-х углов ($\circ$). Точки – это предполагаемая функция распределения углов θ_{12} в процессе $^8\mathtt{Be} \rightarrow 2\alpha$.

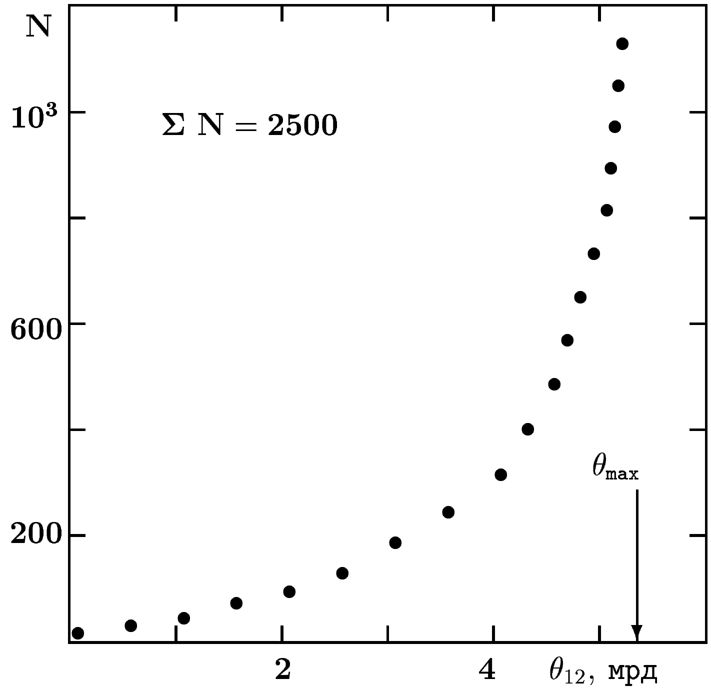

Рис. 1 К работе Ф. Г. Лепехин и Б. Б. Симонов

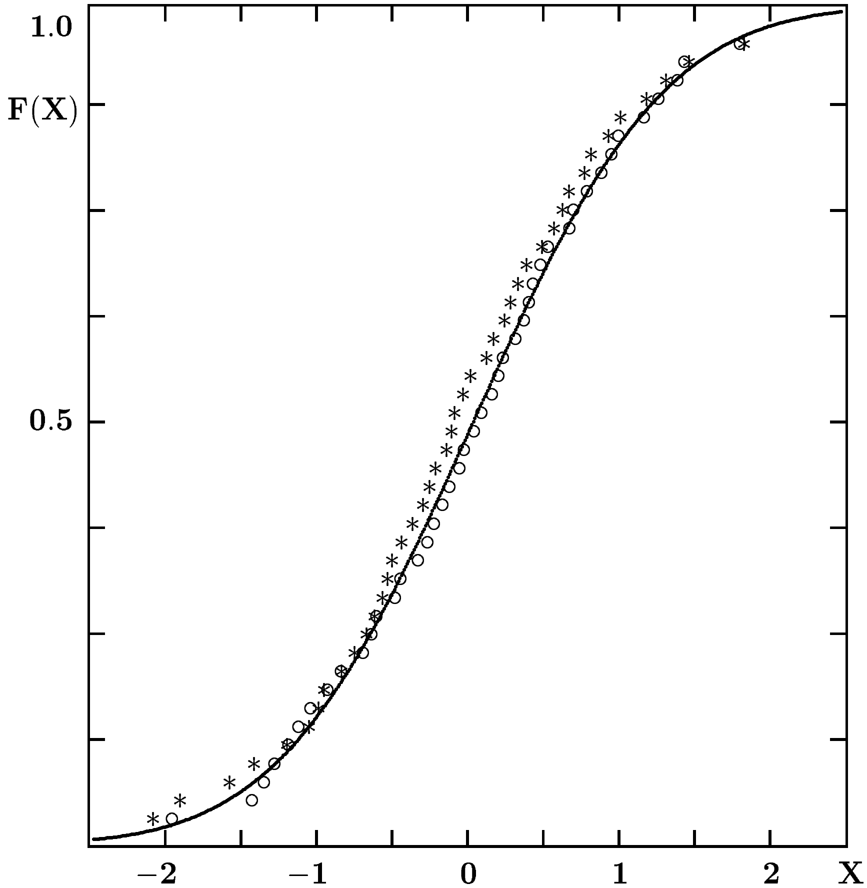

Рис. 2 К работе Ф. Г. Лепехин и Б. Б. Симонов

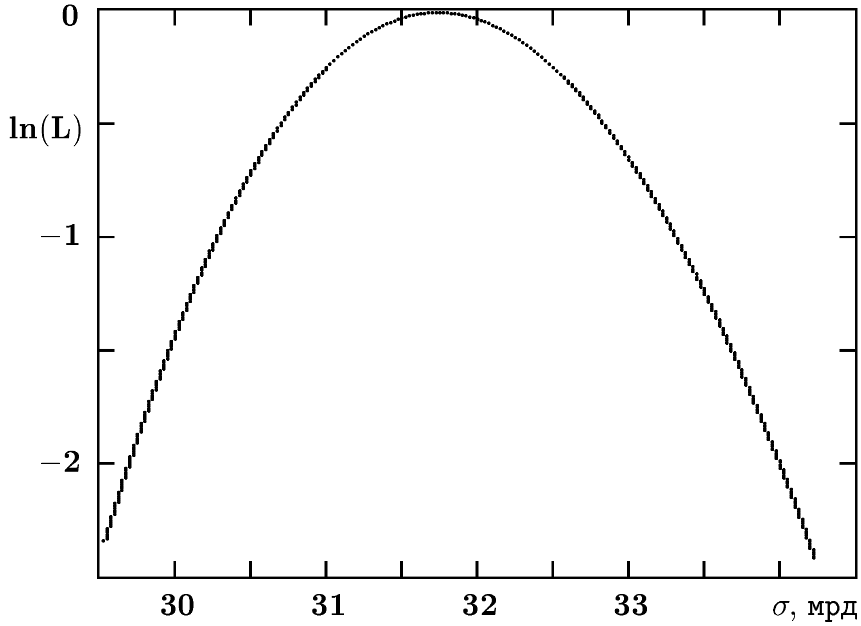

Рис. 3 К работе Ф. Г. Лепехина и Б. Б. Симонова

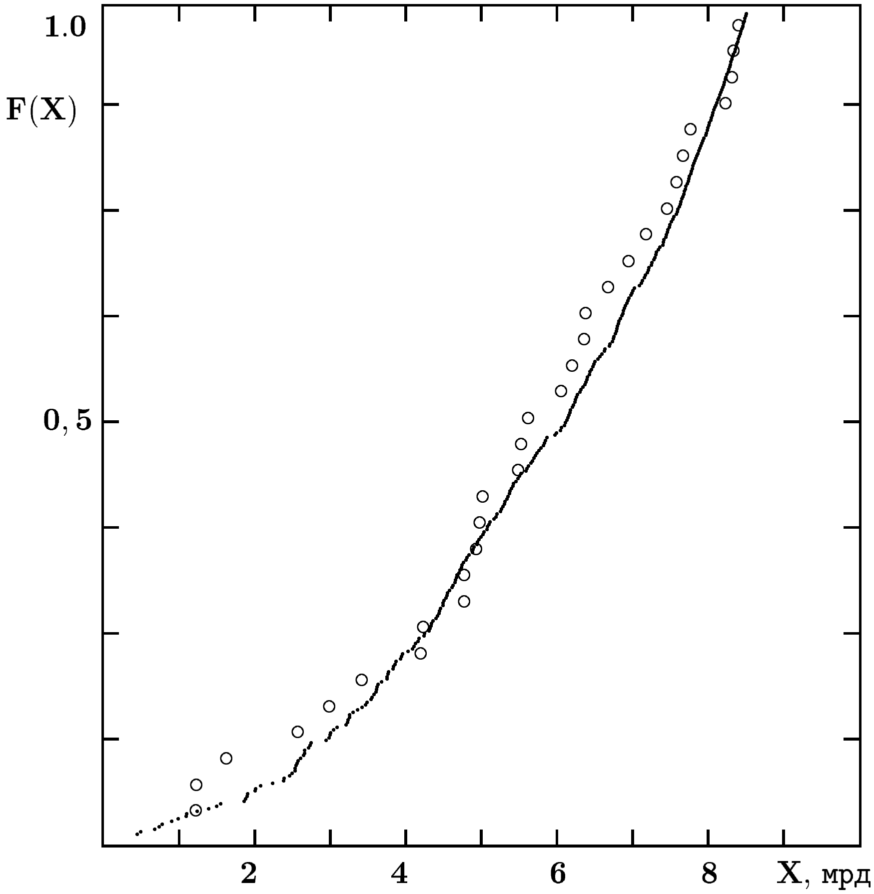

Рис. 4 К работе Ф. Г. Лепехина и Б. Б. Симонова