

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

© 2005 г. Ф. Г. Лепехин\*, Б. Б. Симонов

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

Поступила в редакцию 09.02.2005 г.

Показано, что оценка доли канала  ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  составляет  $(18 \pm 3)\%$ , а константы распределения по углу  $\alpha$ -частицы и углу между ними, равные  $20.5 \pm 0.7$  и  $31.7 \pm 2.0$  мрад соответственно, согласуются с расчетами этих величин, сделанными до эксперимента на основе существующих представлений о предельной фрагментации релятивистских ядер.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Ядерные фотоэмульсии, облучаемые на нукло-троне ЛВЭ ОИЯИ различными легкими ядрами, позволяют исследовать кластерную структуру этих ядер [1–3]. Настоящая работа, выполняемая в рамках Сотрудничества BECQUEREL, имела своей целью получить количественные характеристики процесса образования  $\alpha$ -кластеров в ядре  ${}^{10}\text{B}$ .

Эмульсионная камера, облученная ионами  ${}^{10}\text{B}$  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 — 10–30 мрад. Они достаточно точно могут быть измерены в фотоэмульсии.

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

Распад  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  можем происходить только из состояний  $0^+$  или  $2^+$ . Действительно, в [5] установлено, что основным состоянием ядра  ${}^8\text{Be}$  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  ${}^{10}\text{B}$  будут наблюдаться и события с двумя  $\alpha$ -частицами, вылетающими из него независимо друг от друга, без образования связанного состояния.

В первом разд. 2 рассмотрен вопрос о том, по какому критерию эти два типа событий могут быть отделены друг от друга, какими должны быть характеристики двух классов событий и сколько их должно наблюдаться в нашей экспериментальной выборке. В разд. 3 показано, каким образом все это может быть определено в эксперименте и согласуется ли он с расчетом, сделанным в разд. 2.

### 2. ПРЕДЕЛЬНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ${}^{10}\text{B}$

Экспериментальные данные, полученные при изучении фрагментации различных релятивистских ядер при энергиях от 1 до 200 ГэВ на нуклон и ядермишеней при различных энергиях, согласуются с представлениями 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 ядро-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 ядро-ядерных взаимодействиях для любых комбинаций и энергий сталкивающихся ядер, а также долю тех событий, в которых образование двух  $\alpha$ -частиц при фрагментации ядра  ${}^{10}\text{B}$  идет через канал  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ .

\*E-mail: lepexhin@npni.spb.ru

Для этого необходимо знать только величину граничного импульса Ферми, известного из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах [7]. Но импульс Ферми для ядра  $^{10}\text{В}$  в эксперименте [7] не определялся. Его можно получить, если предположить, что фазовый объем ядра в основном состоянии есть произведение обычного его объема, определяемого радиусом ядра  $R = r_0 A^{1/3}$ , на объем в пространстве импульсов, определяемый граничным импульсом Ферми  $P_F = \sqrt{5}\sigma_0$ . Величина  $\sigma_0^2$  есть дисперсия импульсного распределения нуклонов в ядре  $^{10}\text{В}$  до его взаимодействия с ядром в фотоэмульсии. В каждом элементе этого объема  $\hbar$ , согласно принципу Паули, могут находиться только четыре нуклона. В [8] показано, что  $r_0\sigma_0 = 134.4 \text{ МэВ/с Фм}$ . При константе  $r_0 = 1.54 \text{ Фм}$ , известной из эксперимента [9] по определению радиуса ядра  $^{10}\text{В}$ , получаем, что импульс Ферми для него должен быть равен  $195.2 \text{ МэВ/с}$ , откуда следует, что величина, определяющая распределение импульсов нуклонов в ядре  $^{10}\text{В}$ , равна  $\sigma_0 = 87.3 \text{ МэВ/с}$ .

Параболический закон Гольдхабер [10] устанавливает зависимость дисперсии  $\sigma_F^2$  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  $\sigma_0^2$ :

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

Используя этот закон, а также имея в виде, что

$$P_{\perp} = A_F P_0 \operatorname{tg} \theta, \quad (2)$$

где  $P_0 = 1.7 \text{ МэВ/с}$  — это импульс на нуклон ядра  $^{10}\text{В}$  в нашем эксперименте, получим, что константа  $\sigma(\theta)$ , определяющая распределение углов  $\theta$  вылета  $\alpha$ -частиц, должна быть равна  $21.0 \text{ мрад}$ . Распределение таких углов должно следовать распределению Рэлея с этой константой. А распределение углов между парой частиц  $\theta_{12}$  в одном событии при независимом разлете частиц должно следовать этому же распределению, но с дисперсией, в 2 раза большей, чем дисперсия распределения одиночных частиц.

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

Средний угол между двумя частицами при независимом их разлете в нашем эксперименте должен

быть равен:

$$\langle \theta_{12} \rangle = \sqrt{p/2}\sigma(\theta_{12}) = 37.2 \text{ мрад}. \quad (3)$$

В нашем эксперименте углы вылета определяются по двум углам, равным углам между проекциями импульса на две взаимно перпендикулярные плоскости — на плоскость эмульсии (угол  $\varphi$ ) и на плоскость, перпендикулярную к ней (угол  $\alpha$ ). Если в каждом событии две частицы вылетают независимо друг от друга и оба угла  $\varphi$  и  $\alpha$  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

$$\sigma(\varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2) = 2\sigma(\theta). \quad (4)$$

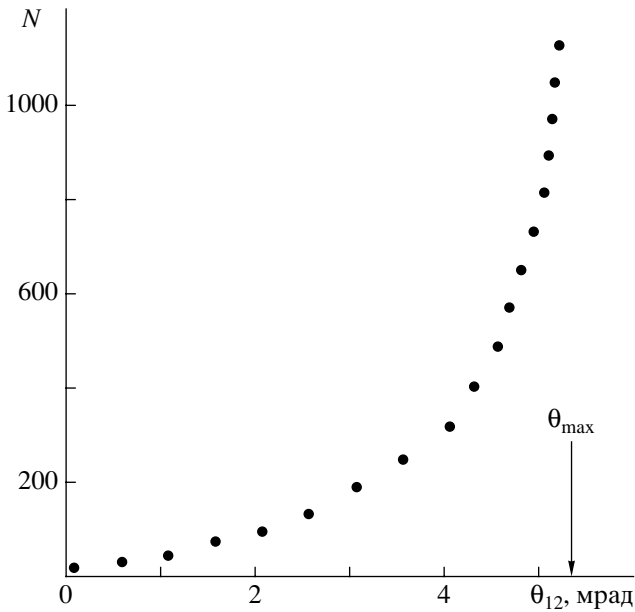
Простейшей характеристикой двухчастичных корреляций частиц в поперечной плоскости является коэффициент азимутальной асимметрии  $A$ , определяемый как разность вероятности наблюдения разности азимутальных углов двух частиц  $\Delta\Psi$ , больших и меньших чем  $90^\circ$ :

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

При независимом испускании частиц этот коэффициент должен быть равен нулю. Распределение по углам  $\Delta\Psi$  между векторами поперечных импульсов двух частиц в событии в таком 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  $^{10}\text{В}$  полное число частиц  $n$  не может быть настолько велико, чтобы величина  $A$  не отличалась бы от нуля.

При распаде  $^8\text{Ве}$  на две  $\alpha$ -частицы, если  $^8\text{Ве}$  испущено из  $^{10}\text{В}$ , все разности азимутальных углов двух частиц должны быть меньше  $90^\circ$ . 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  $\alpha$ -частицами в нашем эксперименте идут через распад  $^8\text{Ве} \rightarrow 2\alpha$ . Предположим, что процесс испускания  $^8\text{Ве}$  ядром  $^{10}\text{В}$  идет как обычная фрагментация. Тогда поперечные импульсы ядра  $^8\text{Ве}$  будут следовать распределению Рэлея, константу которого легко вычислить, зная импульс Ферми ядра  $^{10}\text{В}$ . Продольный импульс ядра  $^8\text{Ве}$  практически не изменится и будет равен  $8P_0 = 13.6 \text{ ГэВ/с}$ . Значит, направление и импульс ядра, распадающегося



**Рис. 1.** Распределение углов  $\theta_{12}$  между следами  $\alpha$ -частиц при распаде  ${}^8\text{Be}$  из ядра  ${}^{10}\text{B}$  с импульсом 1.7 ГэВ/с для 2500 событий, разыгранных по методу Монте-Карло.  $N$  — число событий на интервал  $\Delta\theta_{12} = 0.5$  мрад.

на лету на две  $\alpha$ -частицы, нам известны. Кинетическая энергия каждой  $\alpha$ -частицы в системе покоя распадающегося ядра равна 45.96 кэВ. Угловое распределение  $\alpha$ -частиц в с.ц.и. распадающегося ядра  ${}^8\text{Be}$  полагаем изотропным. Разыграв по методу Монте-Карло угол частицы в системе покоя ядра  ${}^8\text{Be}$ , получаем импульс  $\alpha$ -частицы в л.с. и находим угол между частицами в каждом из событий. Моделированное таким образом распределение углов между частицами приведено на рис. 1. Резкий максимум в вероятности наблюдения этих углов при  $\theta_{12} = 5.45$  мрад имеем за счет того, что телесный угол при разлете двух  $\alpha$ -частиц под углом  $90^\circ$  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 станет меньше.

Таким образом, распределения углов между двумя  $\alpha$ -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  ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$ . Теперь посмотрим, как можно оценить долю каналов с  ${}^8\text{Be}$ .

Следуя процедуре, описанной в [13], будем счи-

тать, что каждый из фрагментов с зарядом  $Z_i$  и массовым числом  $A_i$  соответствует стабильному или радиоактивному изотопу, точная величина массы которого известна. Чтобы из начального состояния первичного ядра  ${}^{10}\text{B}$  перейти на какое-то время  $\tau$  в состояние из данных  $k$  фрагментов в с.ц.и. этого ядра, необходимо затратить некоторую энергию  $\Delta E_k$ . 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 с.ц.и. Средние же энергии фрагментов, зная импульс Ферми, можно легко вычислить.

Время пребывания в виртуальном состоянии  $\tau$  будет тем меньше, чем больше энергия  $\Delta E_k$ , а вероятность застать первичное ядро в виртуальном состоянии с дефицитом энергии  $\Delta E_k$  будет тем больше, чем больше время  $\tau$ .

Строгое математическое обоснование вычисления этой вероятности дает теория динамических систем [14]. В ней доказывается, что если последовательность состояний системы инвариантна по отношению к сдвигу по времени, 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:

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

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

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

Итак, выход ядер  ${}^8\text{Be}$  при фрагментации ядер  ${}^{10}\text{B}$  должен быть не мал. Доля событий с двумя двухзарядными частицами при фрагментации ядер  ${}^{10}\text{B}$  должна быть, по грубой оценке, около 20% от всех событий, в которых сумма зарядов вторичных фрагментов равна заряду первичного ядра. Доля

**Таблица 1.** Вероятности каналов  $W$  фрагментации ядра  $^{10}\text{B}$ 

$N$	$W, \%$	Канал фрагментации
1	19.73	$^4\text{He} + ^6\text{Li}$
2	16.36	$^2\text{H} + ^8\text{Be}$
3	15.29	$p + ^9\text{Be}$
4	12.19	$n + ^9\text{B}$
5	8.80	$^5\text{He} + ^5\text{Li}$
6	4.43	$^2\text{H} + 2\ ^4\text{He}$
7	3.83	$^3\text{He} + ^7\text{Li}$
8	3.43	$^3\text{H} + ^7\text{Be}$
9	3.37	$n + p + ^8\text{Be}$
10	3.02	$p + ^4\text{He} + ^5\text{He}$
11	2.65	$n + ^4\text{He} + ^5\text{Li}$
12	0.91	$n + p + 2\ ^4\text{He}$
13	0.76	$^3\text{H} + ^3\text{He} + ^4\text{He}$

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 размером  $10 \times 20$  см и толщиной 500 мкм, была облучена на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ пучком ионов  $^{10}\text{B}$  с энергией 10 ГэВ вдоль слоя. Поиск событий осуществлялся просмотром по следу. Суммарная длина всех участков просмотренных первичных следов до неупругого взаимодействия с ядрами в 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  $^{10}\text{B}$ , были измерены координаты  $x, y, z$  в 11 точках через 100 мкм по оси  $OX$  на обоих следах двухзарядных фрагментов и на следе первичной частицы. Если средние значения координат 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:

$$\text{tg } \varepsilon = \frac{\langle xa \rangle - \langle x \rangle \langle a \rangle}{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}. \quad (7)$$

Вычислив углы  $\varphi$  и  $\alpha$  для данного следа, получим оценку тангенса угла  $\theta$ :

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

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

Несмотря на то что точности измерения координат по осям  $OY$  и  $OZ$  различны, параметры распределений углов  $\varphi$  и  $\alpha$  оказались практически одинаковыми. Оба распределения, как и ожидалось, согласуются с гипотезой выборки их из нормального распределения с константой, вычисленной из радиуса ядра  $^{10}\text{B}$ .

На рис. 2 приведены функция ожидаемого нормального распределения углов частиц со средним, равным нулю, и стандартным отклонением 21 мрад, вычисленным из величины константы для радиуса ядра  $^{10}\text{B}$  (кривая), и эмпирические функции распределения углов  $\varphi$  и  $\alpha$ , полученные в эксперименте. Обратим внимание, что кривая на рис. 2 не есть подгонка экспериментальных распределений этих углов — она была получена до проведения эксперимента.

Сумма квадратов разностей по вертикали между кривой и эмпирической функцией распределения дает величину  $\omega^2$  (критерий Крамерса–Мизеса), которая может быть использована для проверки гипотезы согласия эмпирической функции распределения с нормальным распределением. По нашим данным, на 1%-ном доверительном уровне, эта гипотеза принимается для углов как  $\varphi$ , так и  $\alpha$ .

Этот результат находится в полном согласии с тем, что был получен в работе [1]. Там экспериментальная величина среднего поперечного импульса дейтронов равна  $140 \pm 10$  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.

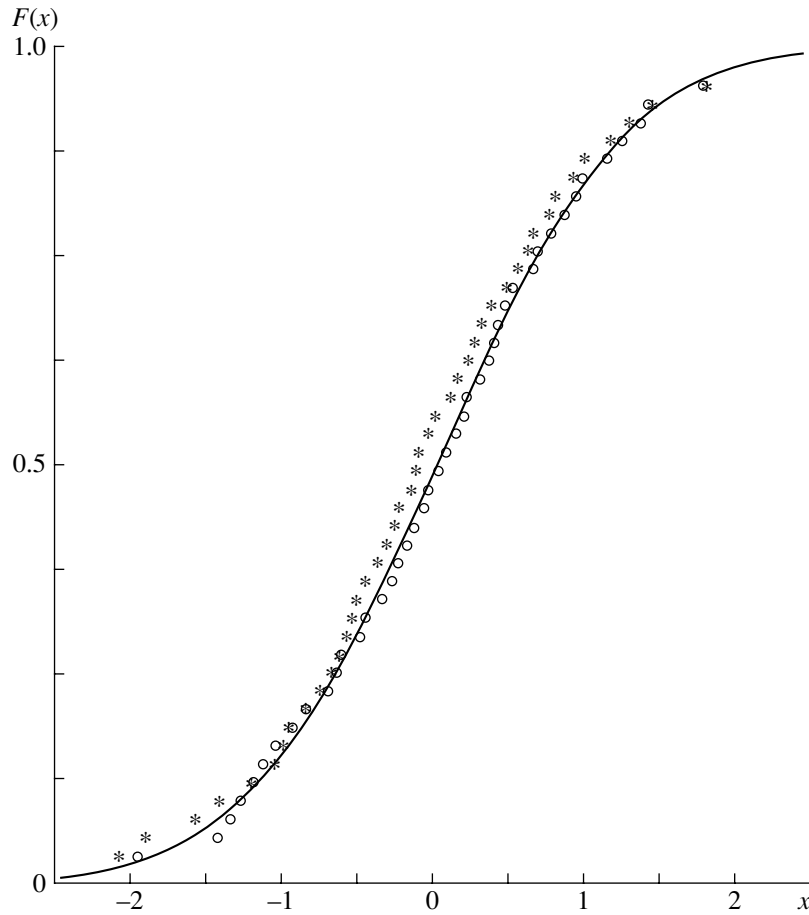
Величина  $c = \varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2$  для данной выборки событий распределена нормально, со стандартным отклонением  $\sigma_c = 39.7 \pm 2.7$  мрад. Таким образом, угловые корреляции частиц в событии не обнаруживаются в эксперименте.

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

$$f(x, \sigma) = \frac{x}{\sigma^2} \exp(-x^2/2\sigma^2) \quad (9)$$

и функцию распределения

$$F(x, \sigma) = 1 - \exp(-x^2/2\sigma^2). \quad (10)$$



**Рис. 2.** Функция ожидаемого нормального распределения (кривая) и эмпирические функции распределения углов  $\varphi$  (\*) и  $\alpha$  (o).

Для оценки параметра  $\sigma$  этого распределения из эксперимента надо исключить углы  $\theta_{12}$  меньше некоторой величины  $x_{\min}$ , так как мы ищем небольшое превышение над этим распределением в области именно малых углов  $\theta_{12}$  за счет каналов, содержащих  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ . Надо исключить и углы  $\theta_{12}$  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 Релея, обрезанного слева и справа, будет иметь вид

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

Чтобы найти оценку интересующего нас параметра  $\sigma$ , надо решить нелинейное уравнение, которое получится, если приравнять к нулю производную от логарифма написанной функции правдоподобия. Результат достигается применением соответствующей процедуры из библиотеки MATHCAD-8 [15].

Зависимость логарифма функции правдоподобия от параметра  $\sigma$  приведена на рис. 3. Максимум  $L$  для данной выборки достигается при  $\sigma = 31.7 \pm 2.0$  мрад. По рис. 3 можно судить и о величине доверительного интервала оценки параметра. Таким образом, экспериментальная оценка параметра распределения угла между двумя частицами, при исключении из выборки углов между ними от распада  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , практически совпадает с ожидаемой величиной этого параметра при независимом разлете двух частиц.

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

Коэффициент азимутальной асимметрии 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

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

$N$	Величина	Расчет	Эксперимент
1	$\langle P_{\perp} \rangle$ ( $^2\text{H}$ ) [МэВ/с]	145	$140 \pm 10$ [1]
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	$N(\theta_{12} < 8.5 \text{ мрад})$	36	33
7	$W(^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha)$	0.197	$0.18 \pm 0.03$
8	$A(^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha)$	0	$0.05 \pm 0.03$
9	$A(^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha)$	-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	Коэфф. $D$ по Колмогорову	1.63	0.32
12	Коэфф. $V$ по Куиперу	2.0	0.88
13	$\omega^2$ -Критерий	0.743	0.304

корреляции направлений поперечных импульсов отсутствуют, а для событий, связанных с распадом  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , такие корреляции велики.

Наконец, в эксперименте наблюдаются 33 события с углом  $\theta_{12} < 8.5$  мрад (вместо ожидаемых 36). Это означает, что в данном эксперименте ве-

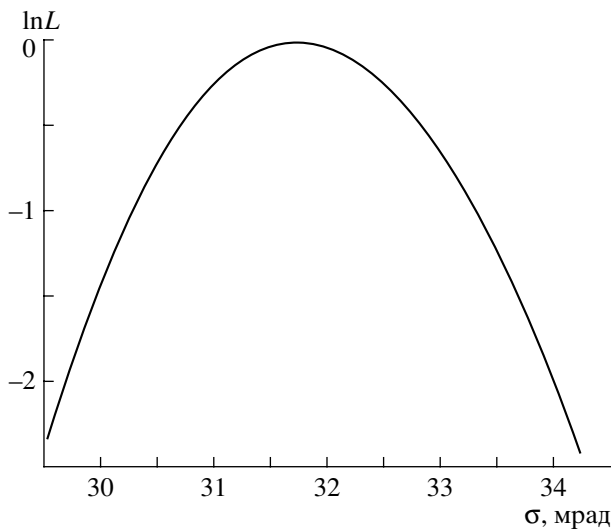
роятность наблюдения ядра  $^8\text{Be}$  при фрагментации ядра  $^{10}\text{B}$  равна  $(18 \pm 3)\%$ , при ожидаемой 19.7% в расчете.

Если наблюдаемые нами события с  $\theta_{12} < 8.5$  мрад действительно генерируются каналом  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , то эмпирическая функция распределения углов  $\theta_{12}$  данных 33 событий должна совпадать с предполагаемой функцией распределения этих углов в указанном канале. Плотность распределения таких углов приведена на рис. 1.

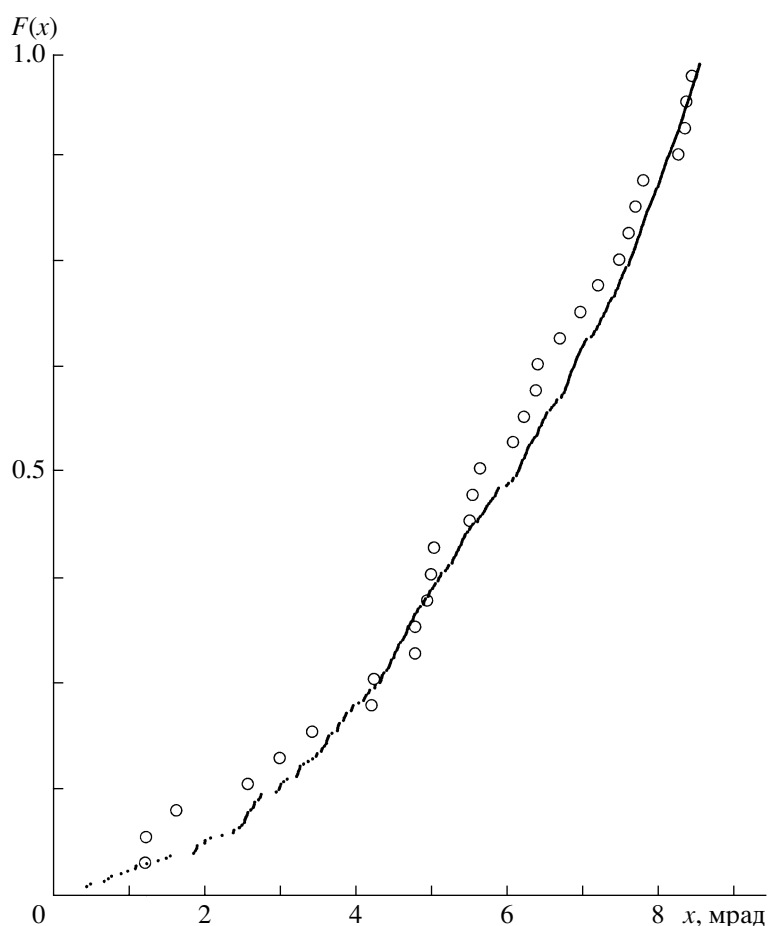
Для проверки этой гипотезы использовались три непараметрических критерия согласия. Критерий согласия Колмогорова [16] состоит в том, что максимальное отклонение  $D$  эмпирической функции распределения от предполагаемой теоретической функции при их согласии на 1%-ном уровне значимости не может превышать 1.63. В эксперименте  $D = 0.32$ .

Второй, более сильный, но редко используемый экспериментаторами критерий Куипера [17] связан с величиной  $V = V^+ - V^-$ , равной разности между двумя функциями распределения в одну и в другую сторону. 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. табл. 2)

Таким образом, по всем трем критериям согласия гипотеза о том, что наша выборка из 33 углов  $\theta_{12} < 8.5$  мрад имеет функцию распределения



**Рис. 3.** Зависимость логарифма функции правдоподобия от параметра  $\sigma$ . Горизонтальная линия, проведенная через точку  $\ln L = -1$ , если спроектировать точки ее пересечения с кривой на ось абсцисс, дает величину доверительного интервала параметра на доверительном уровне 68.3%.



**Рис. 4.** Эмпирическая функция распределения  $F(x) = F(\theta_{12} < x)$  33 углов (○) и предполагаемая функция распределения углов  $\theta_{12}$  в процессе  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  (точки).

углов между частицами в процессе  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , не отвергается, это иллюстрируется на рис. 4.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты данной работы суммированы в табл. 2. Все предсказания, полученные априори, экспериментально подтверждены. Выход фрагментов  ${}^8\text{Be}$  при фрагментации релятивистского ядра  ${}^{10}\text{Be}$  с энергией 10 ГэВ 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  ${}^8\text{Be}$  в продуктах фрагментации релятивистских ядер, в этом эксперименте обнаружены впервые. При фрагментации релятивистских ядер углерода и кислорода с импульсом 4.1 ГэВ/с на нуклон на три и четыре двухзарядных фрагмента [18, 19] наблюдаемые в эксперименте особенности распределений азимутальных углов

между фрагментами хорошо согласуются с расчетами доли ядер  ${}^8\text{Be}$  в них [20] — она оказалась равной  $\simeq 30\%$ . Вероятно, что в легких ядрах с хорошо выраженной  $\alpha$ -частичной структурой эти частицы образуют бозе-конденсат и резонансно взаимодействуют друг с другом, поэтому мы видим ядро  ${}^8\text{Be}$ . 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  ${}^9\text{Be}$ , по концентрации которого в звездах шаровых скоплений впервые экспериментально был определен возраст нашей Галактики [21]. Таким образом, экспериментальные данные о выходе ядер  ${}^8\text{Be}$  при фрагментации легких ядер могут быть востребованы.

Конечно, результаты, приведенные в табл. 2, получены при многих явных и неявных предположениях и могут быть истолкованы только как косвенное их доказательство. Так, можно считать,

что импульс Ферми ядра  $^{10}\text{B}$  действительно равен  $195 \text{ МэВ}/c$ , а константа импульсного распределения нуклонов в этом ядре — около  $90 \text{ МэВ}/c$ . Атомное ядро действительно можно рассматривать как динамическую систему, и все общие закономерности теории динамических систем к нему применимы. Это дает возможность сделать предсказания, которые, как мы видели, эксперимент подтверждает.

Термодинамический формализм содержится в теории динамических систем. 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.*, ЯФ **66**, 1694 (2003).
3. М. И. Адамович и др., Письма в ЭЧАЯ, № 2 [177], 29 (2003).
4. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Физматгиз, Москва, 1958), с. 607.
5. J. A. Wheeler, Phys. Rev. **59**, 16 (1941).
6. J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, and E. Yen, Phys. Rev. **188**, 2159 (1969); Р. Фейнман, *Взаимодействие фотонов с адронами* (Мир, Москва, 1975), с. 381.
7. E. J. Moniz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **26**, 445 (1971).
8. F. G. Lepekhin, D. M. Seliverstov, and B. B. Simonov, Eur. Phys. J. A **1**, 137 (1998).
9. Дж. Блатт, В. Вайскопф, *Теоретическая ядерная физика* (ИЛ, Москва, 1954), с. 653.
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, № 3 [112], 25 (2002).
14. Я. Г. Синай, *Динамические системы-2* (ВИНИТИ, 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, Amsterdam, London, 1971).
17. К. Мардиа, *Статистический анализ угловых наблюдений* (Наука, Москва, 1978), с. 236.
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, and B. B. Simonov, *PNPI Research Report 1998–1999* (PNPI, Gatchina, 2000), p. 165; Preprint No. 2313, PNPI (Gatchina, 1999).
21. European Southern Observatory, Press Release 20/04 (<http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-2004/pr-20-04.html>).

## YELDS OF $^8\text{Be}$ FRAGMENTS IN THE $^{10}\text{B}$ FRAGMENTATION IN PHOTOEMULSION AT AN ENERGY OF 1 GeV PER NUCLEON

F. G. Lepekhin, **B. B. Simonov**

It is shown that the channel fraction  $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  is estimated to be  $(18 \pm 3)\%$  and the constants of the distribution over the  $\alpha$ -particle angle and over the angle between two  $\alpha$ -particles equal to  $20.5 \pm 0.7$  and  $31.7 \pm 2.0 \text{ mrad}$ , respectively, are in agreement with the calculations carried prior to the experiment on the basis of the limiting fragmentation of relativistic nuclei.