

## МНОЖЕСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ДВУХЗАРЯДНЫХ ФРАГМЕНТОВ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

© 2009 г. Ф. Г. Лепехин\*

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

Поступила в редакцию 22.02.2008 г.; после доработки 07.06.2008 г.

Исследованы угловые характеристики событий с двумя и более двухзарядными фрагментами релятивистских ядер  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{10}\text{B}$  в фотоэмульсии. За исключением распада промежуточного состояния  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , фрагменты в этих событиях друг от друга не зависят. Инклюзивные угловые распределения фрагментов релятивистских ядер  $^{22}\text{Ne}$  одинаковы при числе частиц в событиях от одного до пяти. Таким образом, угол вылета каждого фрагмента релятивистского ядра не зависит не только от других фрагментов, но и от наличия или отсутствия рожденных частиц и фрагментов ядра мишени в событии.

PACS: 25.10.+s

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время имеется обширный экспериментальный материал по фрагментации релятивистских ядер от лития до свинца с энергиями от 1.2 до 200 ГэВ на нуклон при взаимодействии их с ядрами в фотоэмульсии [1–8]. Особое положение среди всех возможных фрагментов этих ядер занимают двухзарядные фрагменты. Сечение образования их велико, и уровень надежности идентификации высок. В то время как среди однозарядных частиц узкого конуса вторичных частиц могут быть не только ионы, но и рожденные  $\pi$ -мезоны, все следы с четырехкратной ионизацией могут быть только изотопами гелия. Как показано в работе [3], при фрагментации релятивистских ядер  $^{11}\text{B}$  можно выделить и изотоп  $^6\text{He}$ . В работе [2] при фрагментации ядер  $^{10}\text{B}$  выделен канал  $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + \text{all} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$ , и таким образом установлен факт каскадной фрагментации релятивистского ядра. Из работы [8] можно понять, что в канале фрагментации  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{all}$  какая-то роль отводится промежуточному состоянию  $^{12}\text{C}^*$ , распадающемуся на три  $\alpha$ -частицы, но количественных доказательств этого в работе [8] не получено.

Интересна проблема существования резонансных состояний из трех и более  $\alpha$ -частиц. Поэтому практически те же события, найденные в ЛВЭ ОИЯИ при просмотре по следу, были нами измерены повторно, по той же методике измерения углов, которая использовалась при изучении фрагментации релятивистских ядер в работах [2, 3, 5]. Здесь будут обсуждаться полученные нами результаты.

В настоящей работе особое внимание уделяется экспериментальным данным по фрагментации релятивистских ядер  $^{22}\text{Ne}$  с импульсом 4.1 А ГэВ/с при взаимодействии их с ядрами в эмульсии [1]. Сотрудничеством создана база данных из 4309 событий [9]. Тема фрагментации релятивистского ядра неона была только небольшой частью научной программы этого Сотрудничества. Анализ данных в 16 эмульсионных камерах показал, что в среди них есть события с углами вылета двухзарядных фрагментов, на порядок отличающимися от средних величин углов основной массы таких фрагментов. Все они были исключены из набора событий [10], полученная в результате выборка данных и использовалась в настоящей работе.

В эмульсионной камере, облученной ядрами  $^{24}\text{Mg}$  с импульсом 4.1 А ГэВ/с, из событий, найденных по следу, выбрано 65 событий, содержащих четыре  $\alpha$ -частицы. В них, по той же методике, которая использовалась в работах [2, 3, 5], были измерены углы вылета в каждом событии. Массив этих данных имеется в свободном доступе [11].

Таким образом, все анализируемые данные, кроме данных по фрагментации ядер  $^{22}\text{Ne}$ , получены одним экспериментатором, по одной и той же методике измерений. Конечно, все первичные данные об углах вылета двухзарядных фрагментов различных релятивистских ядер содержат информацию намного больше той, что использована в настоящей работе. Эта информация доступна и может быть полезна всем, кто интересуется механизмом фрагментации релятивистских ядер.

\*E-mail: lepfe@yandex.ru

2. ОЖИДАЕМЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Априорная информация об угловых характеристиках фрагментов с массовым числом  $A_f$ , при фрагментации релятивистского ядра с массовым числом  $A_0$ , состоит в том, что дисперсии углов  $\sigma_\varphi^2$  и  $\sigma_\alpha^2$  распределений проекций поперечного импульса на любые два взаимно перпендикулярных направления должны быть одинаковыми. Так как углы  $\varphi$  и  $\alpha$  во всех наших экспериментах малы, далее полагаем

$$\text{tg}(\varphi, \alpha) \simeq \sin(\varphi, \alpha) \simeq \varphi, \alpha.$$

В этом случае полярный угол  $\theta = \sqrt{\varphi^2 + \alpha^2}$ , а поперечный импульс фрагмента  $p_{\perp,f} = A_f P_0 \theta_f$  получается умножением непосредственно измеряемого угла на константы. Дисперсия проекций поперечных импульсов фрагментов на любое произвольное направление в с. ц. м. двух сталкивающихся ядер, согласно [12], будет равна:

$$\sigma^2(p_{\perp,\varphi,\alpha}) = \sigma_0^2 \frac{A_f(A_0 - A_f)}{A_0 - 1}, \quad (1)$$

где  $\sigma_0^2 = P_F^2/5$  есть дисперсия импульсов нуклонов в ядре, имеющих граничный импульс Ферми  $P_F$  релятивистского ядра с массовым числом  $A_0$  до его взаимодействия с ядром в фотоэмульсии. Величины  $P_F$  для различных ядер определялись в эксперименте по рассеянию электронов на ядрах [13]. Получается, что угловые распределения фрагментов в любом эксперименте по фрагментации релятивистских ядер могут быть предсказаны до эксперимента, без каких-либо свободных параметров. Все это сегодня хорошо подтверждено как во многих фотоэмульсионных, так и в электронных экспериментах (см., например, [14]).

По разным причинам фотоэмульсионная методика не позволяет измерять с одинаковой точностью углы  $\varphi$  и  $\alpha$  в плоскости эмульсии и в перпендикулярной ей плоскости. Следовательно, распределение поперечных импульсов фрагментов часто оказывается не согласующимся с ожидаемым  $\chi_2$ -распределением (распределением Рэлея). Появляются фрагменты с большими поперечными импульсами. Конечно, это справедливо только для однородной выборки, когда распределение проекции поперечного импульса на произвольное направление есть нормальное распределение со средним, равным нулю. Если же (как в эксперименте [5]) мы имеем дело со смесью двух нормальных распределений из двух источников фрагментов, то все будет немного сложнее. Такой эффект впервые наблюдался в электронном эксперименте [15].

Однако этот изъян фотоэмульсионного метода, когда достаточно надежно измерен только один угол  $\varphi$  в плоскости эмульсии, не мешает получить

достоверную оценку среднего поперечного импульса фрагментов и без измерения каждого из них. Ясно, что

$$\langle p_{\perp,f} \rangle = \sqrt{\pi} A_0 p_0 \sigma_\varphi, \quad (2)$$

а средняя кинетическая энергия в системе покоя фрагментирующего ядра

$$\langle T_f \rangle = (3/2)(\langle p_{\perp,f} \rangle^2 / (2m_f)).$$

Все физически интересные величины, характеризующие выборку фрагментов с массой покоя  $m_f$ , могут быть получены только из дисперсии распределения углов  $\varphi$ , без измерения этих величин в каждом событии.

Естественно, что распределение азимутальных углов фрагментов в поперечной плоскости

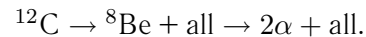
$$\Psi = \text{arctg} \frac{\varphi}{\alpha}, \quad (3)$$

при отсутствии поляризации в наших экспериментах, обязано быть равномерным.

Распределение по парному азимутальному углу

$$\Delta\Psi_{i,j} = |\Psi_i - \Psi_j|$$

между векторами поперечных импульсов может быть как равномерным, в случае независимого разлета частиц [16], так и неравномерным — вследствие тривиальных кинематических корреляций [17]. В последнем случае имеется избыток парных углов в области  $\Delta\Psi_{i,j} > 90^\circ$ . Наблюдались и динамические корреляции в канале фрагментации релятивистских ядер углерода [18] через канал



Расчетная вероятность этого канала большая [19].

Указанные выше динамические корреляции величин и направлений поперечных импульсов будут наблюдаться и в с.ц.м. частиц. Кинематические корреляции, отсутствующие в л.с. при независимом разлете частиц, появятся после преобразования их в систему координат, где векторная сумма поперечных импульсов равна нулю. Это преобразование обычно проводится по формуле

$$p_{\perp,i}^* = p_{\perp,i} - \frac{\sum p_{\perp,i}}{n}, \quad (4)$$

где в числителе находится векторная сумма  $n$  поперечных импульсов в событии (см., например, работы [7, 8]). Как отмечалось в [3], переход в с. ц. и. фрагментов в фотоэмульсионном эксперименте невозможен. Данное преобразование есть просто переход в систему, где векторная сумма поперечных импульсов равна нулю. В работе [20] моделированием показано, что в данном случае

$$\eta = \frac{\langle p_{\perp} \rangle}{\langle p_{\perp}^* \rangle} = \sqrt{2}. \quad (5)$$

**Таблица 1.** Ожидаемые  $\sigma_c$  и экспериментальные  $\sigma_\varphi$  и  $\sigma_\alpha$  константы нормальных распределений углов  $\varphi$  и  $\alpha$  двухзарядных фрагментов релятивистских ядер

Ядро	$p_0$	$\sigma_c$	$\sigma_\varphi$	$\sigma_\alpha$	Литература
$^{10}\text{B}$	1.7	21.0*	$21.9 \pm 0.6$	$20.1 \pm 0.6$	[2]
$^{11}\text{B}$	2.9	12.0**	$12.5 \pm 0.4$	$12.7 \pm 0.4$	[3]
$^{14}\text{N}$	2.9	16.0***	$10.6 \pm 0.3$	$12.7 \pm 0.3$	[21]
$^{22}\text{Ne}$	4.1	11.8	$11.6 \pm 0.4$	$12.7 \pm 0.4$	[10]
$^{32}\text{S}$	200	0.2501	$0.2601 \pm 0.013$	—	[4]
$^{24}\text{Mg}$	4.1	12.0	$10.7 \pm 0.7$	$13.1 \pm 0.3$	[11]
Pb	160	0.364	$0.37 \pm 0.02$	—	[6]

\* Для частиц, не идущих через промежуточный канал  $^8\text{Be}$ .

\*\* Для частиц, идентифицированных как  $^4\text{He}$ .

\*\*\* Настоящая работа; канал  $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{all}$ .

Как показано в работе [7], в эксперименте отношение (5) действительно равно  $\sqrt{2}$ . Поэтому наблюдаемый в [8] избыток частиц в области парных азимутальных углов меньше  $90^\circ$  является просто следствием преобразования (4).

Совсем коротко скажем о других предсказаниях для разлета независимых частиц в событии, которые далее будут проверяться в эксперименте. В отсутствие динамических корреляций дисперсия суммы  $n$  независимых углов  $\varphi$  равна  $n\sigma_\varphi^2$ , и распределение углов  $\theta_{i,j}$  между парами следов должно быть таким же, как и распределение самих углов  $\theta$ . В логарифмическом масштабе зависимость вероятности наблюдения квадрата парного угла между частицами, большего, чем данный, от его квадрата должна быть линейной. В работе [3] для фрагментации ядер  $^{11}\text{B} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$  это уже было подтверждено. Теперь перейдем к другим релятивистским ядрам, фрагментирующим в две и более двухзарядные частицы в сопровождении неизвестного числа других фрагментов, рожденных частиц и продуктов расщепления ядер мишени.

### 3. ИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛОВ

Экспериментальные величины стандартных отклонений распределений углов  $\varphi$  и  $\alpha$  для различных релятивистских ядер приведены в табл. 1. В пределах ошибок,  $\sigma_\varphi \sim \sigma_\alpha$ , все распределения хорошо согласуются с нормальным распределением и дисперсией, зависящей от импульса Ферми и атомного номера релятивистского ядра. Очевидно, что распределение поперечных импульсов фрагментов получается из распределения углов умножением его ординаты на константу. Все эти распределения могут быть получены и до эксперимента. Поэтому

интерес представляет не согласие эксперимента с предсказанием, а, наоборот, его расхождение с ним.

Именно это и наблюдается в эксперименте по фрагментации ядра  $^{14}\text{N}$ , где экспериментальные оценки константы нормального распределения углов двухзарядных фрагментов оказались заметно меньше ожидаемой величины.

Никакие ошибки измерений углов не могут привести к уменьшению дисперсии распределения. Наличие изотопов  $^3\text{He}$  и  $^6\text{He}$  также не может уменьшить ее на заметную величину. Один из них уменьшает, а другой увеличивает стандартное отклонение распределения на  $\sim 10\%$ . Заметить это на имеющейся статистике невозможно.

Остается только искать физические причины наблюдаемого явления. В работе [22] проверено предположение о том, что в эксперименте есть смесь двух нормальных распределений с двумя разными дисперсиями. Одна из них равна ожидаемой дисперсии, а вторая есть первый свободный параметр, при котором получается лучшее согласие с экспериментом. Доля нормального распределения с этим параметром есть второй свободный параметр наилучшего согласия описания эксперимента смесью двух распределений. Оба распределения имеют примерно одинаковые доли, а  $\sigma_2 \sim 6.4$  мрад (см. рис. 1). Модель оболочечной структуры ядра  $^{14}\text{N}$  (см. [23]) помогает понять уникальность этого ядра. В нем, сверх двух заполненных оболочек, имеется два нуклона с противоположными спинами. Когда они подхватывают еще один нуклон и образуется изотоп гелия, то этому соответствует протяженная пространственная область, отвечающая малому поперечному импульсу. Когда изотоп гелия образуется в сердцевине ядра, то пространственная область существенно меньше,

а средний поперечный импульс больше. Все это наблюдалось и при фрагментации ядер  ${}^6\text{Li}$  [5].

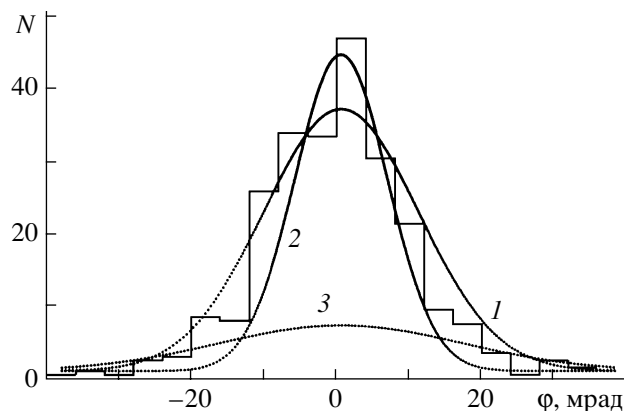
Распределения углов  $\varphi$  и  $\alpha$  фрагментов релятивистского ядра  ${}^{22}\text{Ne}$  для событий, содержащих от одного до пяти двухзарядных фрагментов, не отличаются друг от друга и хорошо описываются нормальным распределением с предсказываемой константой для этого ядра, что указывает на независимость фрагментов друг от друга. Поэтому рассмотрим доказательство независимости углов вылета фрагментов в событии более подробно.

#### 4. УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

Почти в каждой экспериментальной работе по изучению фрагментации релятивистских ядер содержится ничем не доказанное утверждение о том, что в системе покоя фрагментирующего ядра имеет место его распад из возбужденного состояния. Считается, что энергия возбуждения тем больше, чем больше число вторичных частиц, которыми являются фрагменты ядра мишени и рожденные частицы. Поэтому, например, так называемые белые звезды [24], где есть только фрагменты релятивистского ядра, относят к событиям с малой энергией возбуждения.

Эти представления своими корнями уходят в эпоху Бора–Френкеля, когда считалось, что наблюдаемые продукты ядерной реакции испускаются составным ядром после поглощения им налетающей частицы. Сразу же после открытия явления множественного рождения частиц в моделях Ферми и Ландау эта картина была перенесена на протон-протонные взаимодействия: образуется высокотемпературное облако, которое, охлаждаясь, испускает  $\pi$ -мезоны. Однако после экспериментального наблюдения постоянства поперечного импульса рожденных частиц первые модели механизма множественного рождения с распадом возбужденного состояния дальнейшего развития не получили.

Сегодня наше представление о распаде возбужденного релятивистского ядра на фрагменты очень похоже на раннюю модель множественного рождения частиц. Мы видели, что инклюзивные распределения поперечных импульсов фрагментов релятивистского ядра не зависят от его энергии. Хорошо известно также, что векторная сумма поперечных импульсов релятивистских фрагментов в событии не равна нулю ни в каком процессе. Более того, в работе [25] было показано, что при фрагментации релятивистских ядер  ${}^{22}\text{Ne}$  в событиях с числом фрагментов  $k$ , большим или равным двум, модуль векторной суммы  $k$  поперечных импульсов в этих событиях согласуется с распределением



**Рис. 1.** Распределение углов  $\varphi$  двухзарядных фрагментов ядра  ${}^{14}\text{N}$ . Гистограмма — эксперимент; кривая 1 — описание эксперимента смесью двух нормальных распределений, изображенных кривыми 2 и 3.

Рэля с константой  $\Sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \dots + \sigma_k^2}$ . Дисперсия суммы равна сумме дисперсий при независимом испускании как следствие безграничной делимости нормального распределения.

Для изучаемых наборов событий с испусканием двух и более двухзарядных фрагментов в табл. 2 приведены ожидаемые величины стандартного распределения суммы углов  $\varphi$  для числа фрагментов от двух до пяти и их экспериментальные оценки с ошибками. Видно, что гипотеза статистической независимости направления вылета фрагмента не отвергается ни одним набором экспериментальных данных. Нет даже и намек на неизбежные кинематические корреляции при малом числе фрагментов. Конечно, это не означает, что нарушается закон сохранения импульса. Про-

**Таблица 2.** Ожидаемые стандартные отклонения  $\sigma_k$  суммы  $k$  независимых углов  $\varphi$  в событии и их экспериментальные оценки для различных релятивистских ядер

Ядро	$k$	$\sigma_k$	$\sigma_{\text{exp}}$	Литература
${}^{10}\text{B}$	4*	40.0	$39.7 \pm 1.3$	[2]
${}^{11}\text{B}$	4*	25.0	$25.8 \pm 1.0$	[3]
${}^{14}\text{N}$	3**	17.3	$18.5 \pm 2.2$	[21]
${}^{22}\text{Ne}$	2	16.8	$17.2 \pm 0.3$	[10]
${}^{22}\text{Ne}$	3	20.0	$22.8 \pm 2.2$	[10]
${}^{22}\text{Ne}$	4	15.6	$18.2 \pm 4.0$	[10]
${}^{22}\text{Ne}$	5	27.8	$27.8 \pm 9.0$	[10]
${}^{24}\text{Mg}$	3	14.8	$14.6 \pm 0.3$	[11]

\* Для суммы углов  $\varphi$  и  $\alpha$  двух фрагментов в событии.

\*\* Настоящая работа; канал  ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{all}$ .

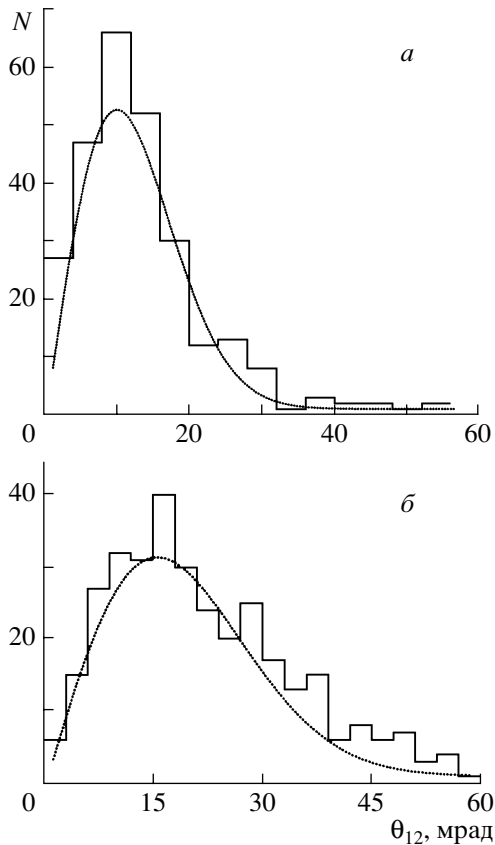


Рис. 2. Распределение углов  $\theta_{12}$  между парами двухзарядных фрагментов при фрагментации ядер:  $a - {}^{14}\text{N} \rightarrow 3(Z=2) + \text{all}$ ,  $b - {}^{11}\text{B} \rightarrow 2(Z=2) + \text{all}$ .

сто наблюдаемые нами фрагменты всегда являются только частью неизвестного полного числа частиц, для которого закон сохранения импульса выполняется. Мы же случайным образом выбираем небольшое число частиц, для которого векторная сумма поперечных импульсов и не должна равняться нулю. Закон сохранения импульса выполняется не отдельно для ядер снаряда и мишени, как это должно было бы быть при распаде двух возбужденных ядер, а только для них обоих вместе.

Механизм фрагментации, скорее всего, одностадийный, гипотеза распада возбужденного релятивистского ядра противоречит эксперименту. Процесс фрагментации является быстрым и холодным [26]. Имеет место предельная фрагментация, подобная предельной фрагментации в адрон-адронных взаимодействиях [27].

## 5. УГЛЫ МЕЖДУ ПАРАМИ СЛЕДОВ

Если углы  $\varphi$  и  $\alpha$  в событии распределены нормально, со средним, равным нулю, с одинаковыми дисперсиями и независимы, то распределение пространственного угла  $\theta_{12}$  между всеми комбинациями пар следов в событии будет таким же, как и

инклюзивное распределение углов  $\theta = \sqrt{\varphi^2 + \alpha^2}$ . Это будет распределение Рэля с константой  $\sigma_\varphi$ . По сравнению с распределением угла  $\theta$  оно не содержит никакой новой информации.

Однако угол  $\theta_{12}$  интересен тем, что он, с точностью до константы, определяет так называемую энергию возбуждения  $Q$ , введенную в [7, 8]. В действительности в нашем случае это сумма кинетических энергий поперечного движения двух  $\alpha$ -частиц:

$$Q = \theta_{12}^2 \frac{4p_0^2}{m_\alpha} \quad (6)$$

Ясно, что величина  $Q$ , определенная таким образом, энергией возбуждения быть не может, даже если к ней прибавить пороговую энергию канала, как это сделано в [28].

Естественно, что функция плотности распределения величины  $Q$  (или  $\theta_{12}$ ) должна быть гладкой функцией. Она не может иметь никаких максимумов. При уменьшении  $Q$  плотность распределения стремится к нулю, как и функция плотности распределения поперечных импульсов фрагментов релятивистских ядер. Если гистограмма экспериментальных оценок любой из этих двух величин не имеет провала при нуле, то дело тут не в какой-то новой физике, а в методике эксперимента.

Экспериментальные оценки углов  $\theta$  и  $\theta_{12}$  всегда смещены в сторону их увеличения. Не существует несмещенных оценок этих величин при координатном методе измерения углов. И относительное смещение тем больше, чем меньше угол. Вид гистограммы этих величин зависит не только от точности измерений углов  $\varphi$  и  $\alpha$ , но и от ширины канала гистограммы, и от объема выборки. При малом ее объеме и большой ширине канала никакого намека на распределение Рэля этих величин не будет.

Однако фрагментация релятивистского ядра может нарушить эту картину, если велика доля промежуточного состояния  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  и если точность оценки угла  $\theta_{12}$  позволяет его выделить, как это сделано в [2]. При фрагментации релятивистских ядер  ${}^{22}\text{Ne}$  угол между следами двух двухзарядных частиц будет меньше 2 мрад. В данном эксперименте в области малых величин парных углов между следами виден только фон, обусловленный ошибками их измерения, тогда как распределение этих же углов при фрагментации релятивистских ядер  ${}^{10,11}\text{B} \rightarrow 2(Z=2) + \text{all}$ , приведенное на рис. 2, количественно хорошо согласуется с предсказанием.

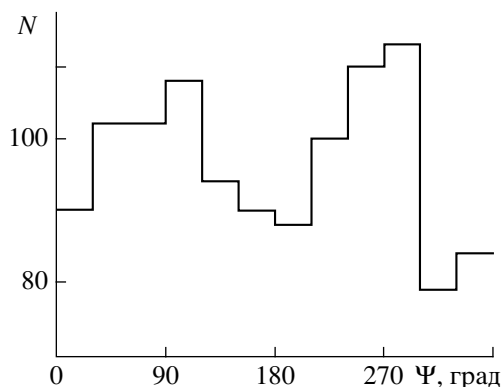


Рис. 3. Распределение углов  $\Psi$  двухзарядных фрагментов релятивистских ядер  $^{10,11}\text{B}$ .

## 6. АЗИМУТАЛЬНЫЕ УГЛЫ

Тот факт, что в любом фотоэмульсионном эксперименте углы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях всегда измеряются в разных условиях, не может не влиять на распределение поперечных импульсов фрагментов и на углы между ними в поперечной плоскости.

По чисто техническим причинам в фотоэмульсионном эксперименте при достаточно большой статистике распределение по азимутальному углу  $\Psi$  не может быть равномерным. Так было в случае фрагментации релятивистских ядер  $^{22}\text{Ne}$ , это же видно и при фрагментации ядер  $^{10,11}\text{B}$  на рис. 3. Максимумы при  $90^\circ$  и  $270^\circ$  означают, что средние величины углов в вертикальной плоскости больше, чем в горизонтальной. Если статистика мала, то распределение углов  $\Psi$  может и не отличаться от равномерного. Конечно, если определить, что  $\Psi \rightarrow 0$  при  $\alpha \rightarrow 0$ , то пики появятся при углах  $\Psi = 0^\circ$  и  $360^\circ$ .

Все эти обстоятельства не могут не сказываться и на распределении углов  $\Delta\Psi_{i,j}$  между векторами поперечных импульсов. Кроме того, на это распределение влияет и точность экспериментального определения направления первичного следа. В работе [29] показано, что при любом отклонении от истинного положения точки пересечения с первичным следом поперечной плоскости, даже в случае испускания независимых частиц, будет наблюдаться больше углов  $\Delta\Psi_{i,j} < 90^\circ$ , чем без этого отклонения. Очевидно, что если  $\sigma(\alpha_0) \sim \sigma(\alpha)$ , то этими искажениями пренебречь нельзя. Распределение углов зависит также и от условий облучения камеры релятивистскими ионами.

На рис. 4 представлены распределения углов  $\Delta\Psi_{i,j}$  в событиях фрагментации релятивистских ядер  $^{10,11}\text{B}$ . Они оказались разными: для ядра  $^{11}\text{B}$  (гистограмма) событий больше в левой части рисунка, а для ядра  $^{10}\text{B}$  (точки) их больше в правой

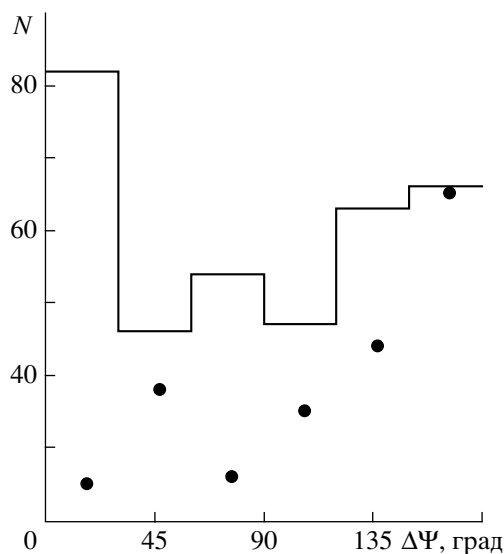


Рис. 4. Распределение углов  $\Delta\Psi$  двухзарядных фрагментов релятивистских ядер  $^{11}\text{B}$  (гистограмма) и  $^{10}\text{B}$  (точки).

части рисунка. Последнее можно интерпретировать как наличие кинематических корреляций, в то время как при фрагментации ядра  $^{11}\text{B}$  можно говорить о динамических корреляциях типа слипания двух двухзарядных фрагментов. Но, скорее всего, это вызвано различием свойств двух камер, и все особенности связаны с методикой измерения углов фрагментов в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Нужны независимые доказательства реальности наблюдаемых эффектов.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные об угловых распределениях частиц в событиях, содержащих два и более двухзарядных фрагмента, для различных релятивистских ядер и различных их энергий не согласуются с представлениями о происхождении фрагментов в процессе распада возбужденного ядра. Нет никаких указаний на возможность существования каких-либо "префрагментов", кроме ядра  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , распадающихся на два или более изотопа гелия.

Конечно, термодинамический формализм как способ описания наблюдаемых явлений имеет право на существование и может быть полезен. Однако он требует введения свободных параметров, не наблюдаемых и не измеряемых непосредственно в эксперименте. Такое удовлетворительное описание данных уже после проведения эксперимента не может служить доказательством реального существования этих свободных параметров. Доказательств единственности такого описания не существует. Поэтому термодинамический формализм не

может претендовать на роль теории фрагментации релятивистских ядер.

Вероятно, такая теория не может быть создана в отрыве от теории множественного рождения частиц и от представлений о фрагментации кварков и адронов при сверхвысоких энергиях. Возможно, что отличие состоит только в том, что при фрагментации релятивистского ядра все процессы идут очень близко к массовой поверхности.

Автор благодарен Л.Н. Ткач за высокое качество всех измерений на микроскопе МПЭ-11 в ПИЯФ, использованных в этой работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. П. Андреева и др., ЯФ **47**, 157 (1988).
2. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, ЯФ **68**, 2101 (2005).
3. Ф. Г. Лепехин, ЯФ **70**, 1109 (2007).
4. М. I. Adamovich *et al.*, Mod. Phys. Lett. A **8**, 21 (1993).
5. F. G. Lepekhn, D. M. Seliverstov, and B. B. Simonov, Eur. Phys. J. A **1**, 137 (1998).
6. М. I. Adamovich *et al.*, Eur. Phys. J. A **6**, 421 (1999).
7. Д. А. Артеменков и др., ЯФ **70**, 1261 (2007).
8. Т. В. Щедрина и др., ЯФ **70**, 1271 (2007).
9. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/ne22al.txt>
10. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/nz2ne.txt>
11. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/mg24.txt>
12. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B **53**, 306 (1974).
13. E. J. Moniz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **26**, 445 (1971).
14. W. A. Friedman, Phys. Rev. C **27**, 569 (1983).
15. C. A. Bertulani and M. S. Hussein, Phys. Rev. Lett. **64**, 1099 (1990).
16. С. А. Азимов и др., в сб.: *Множественные процессы при высоких энергиях* (ФАН, Ташкент, 1976), с. 120.
17. M. C. Foster *et al.*, Phys. Rev. D **6**, 3135 (1972).
18. В. В. Белага и др., ЯФ **59**, 869 (1996).
19. Ф. Г. Лепехин, Письма в ЭЧАЯ, № 3 [112], 25 (2002).
20. Ф. Г. Лепехин, Д. М. Селиверстов, Б. Б. Симонов, Письма в ЖЭТФ **59**, 312 (1994).
21. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/n14fa.txt>
22. Ф. Г. Лепехин, Препринт № 2717, ПИЯФ (Гатчина, 2007).
23. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Физматлит, Москва, 1958).
24. Н. П. Андреева и др., ЯФ **68**, 484 (2005).
25. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, Препринт № 1885, ПИЯФ (Гатчина, 1993).
26. Ф. Г. Лепехин, в сб.: *Физика атомного ядра и элементарных частиц. Материалы 31-й Зимней школы ПИЯФ* (Изд-во ПИЯФ, Санкт-Петербург, 1997), с. 315.
27. J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, and E. Yen, Phys. Rev. **188**, 2159 (1969).
28. Н. Г. Пересадько и др., ЯФ **70**, 1266 (2007).
29. F. G. Lepekhn, O. V. Levitskaya, B. B. Simonov, in *PNPI Research Report 1998–1999* (PNPI, Gatchina, 2000), Part 1, p. 165.

## PRODUCTION OF DOUBLY-CHARGED PARTICLES IN FRAGMENTATION OF RELATIVISTIC NUCLEI

F. G. Lepekhn

The constants of normal distribution of events with two and more charge-two fragments of the relativistic nuclei  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{10}\text{B}$  in photoemulsion are obtained. The fragments in these events do not depend on each other except for a disintegration of intermediate nucleus,  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ -particles. Inclusive angular distributions of fragments of the relativistic nuclei  $^{22}\text{Ne}$  are identical for events with the number of particles from one up to five. Thus, the angle of emission of each fragment of the relativistic nuclei does not depend not only on other fragments, but also on the presence or absence of the produced particles and fragments of the target nucleus in an event.