

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им.Б. П. КОНСТАНТИНОВА

Препринт 2749

Ф. Г. Лепехин

Множественное образование
двухзарядных фрагментов
при фрагментации релятивистских ядер

Гатчина-2008

**Production of two charged particles by
fragmentation of relativistic nuclei**

F. G. Lepekhn

A b s t r a c t

The angular distributions of events with two and more two-charge fragments of the relativistic nuclei ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{14}N , ^{11}B , ^{10}B in a photoemulsion are investigated. After the elimination of a disintegration of intermediate nucleus, $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ -particles, the fragments in these events do not depend of each other. Inclusive angular distributions of fragments of the relativistic nuclei ^{22}Ne are identical for events with a 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 produced of secondaries and fragments of the target nucleus in an event. These data reject frequent unfounded statement, spreaded in the publications, about an origin of fragments of the relativistic nuclei as a result of disintegration of excited nucleus.

А н н о т а ц и я

Исследованы угловые характеристики событий с двумя и более двухзарядными фрагментами релятивистских ядер ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{14}N , ^{11}B , ^{10}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}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. Эти данные опровергают часто распространенное в публикациях бездоказательное утверждение о происхождении фрагментов релятивистского ядра в результате распада возбужденного ядра.

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. Если среди однозарядных частиц узкого конуса вторичных частиц могут быть и рожденные π -мезоны, то в нем все следы с 4-кратной ионизацией могут быть только

изотопами гелия. Как показано в работе [3], при фрагментации релятивистских ядер ^{11}B можно выделить и изотоп ^6He . В работе [2], при фрагментации ядер ^{10}B , выделен канал $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + all \rightarrow 2\alpha + all$, и таким образом установлен факт каскадной фрагментации релятивистского ядра. Из работы [8] можно понять, что в канале фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + all$ какая-то роль отводится промежуточному состоянию $^{12}\text{C}^*$, распадающемуся на 3 α -частицы. Каких-либо количественных доказательств этого в работе [8] не получено.

А проблема существования резонансных состояний из трех и более α -частиц интересна. 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]. Полученные результаты здесь будут обсуждаться.

В этой работе особое положение занимают экспериментальные данные по фрагментации релятивистских ядер ^{22}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 некоторых из 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], который и использовался в этой работе.

В эмульсионной камере, облученной ядрами ^{24}Mg с

импульсом 4.1 А ГэВ/с, из событий, найденных по следу, выбрано 65 событий, содержащих четыре α -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}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 много больше той, что использована в этой работе. Она доступна и может быть полезна всем, кто интересуется механизмом фрагментации релятивистских ядер.

Ожидаемые результаты

Априорная информация об угловых характеристиках фрагментов с массовым числом A_f , при фрагментации релятивистского ядра с массовым числом A_0 , при любом его импульсе на нуклон p_0 от двух до двухсот ГэВ/с, состоит в том, что дисперсии углов σ_φ^2 и σ_α^2 между проекциями поперечного импульса на два взаимно перпендикулярные направления Y, Z, и осью X, совпадающей с направлением первичного импульса p_0 , должны быть одинаковыми. Так как углы φ и α во всех наших экспериментах малы, далее полагаем $\tan(\varphi, \alpha) \simeq \sin(\varphi, \alpha) \simeq \varphi, \alpha$.

Тогда полярный угол $\theta = \sqrt{\varphi^2 + \alpha^2}$, и поперечный импульс фрагмента $p_{\perp,f} = A_f \cdot P_0 \cdot \theta_f$ получается умножением непосредственно измеряемого угла на константу. Дисперсия проекций поперечных импульсов фрагментов на лю-

бое произвольное направление в системе центра масс двух сталкивающихся ядер, согласно [12], будет равна

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

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 φ и α в плоскости эмульсии, и в перпендикулярной ей плоскости. А тогда и распределение поперечных импульсов фрагментов часто оказывается не согласующимся с ожидаемым χ_2 -распределением (распределением Рэлея). Появляются фрагменты с большими поперечными импульсами. Конечно, все это справедливо только для однородной выборки, когда распределение проекции поперечного импульса на произвольное распределение есть нормальное распределение со средним равным нулю. А если, как в эксперименте [5], мы имеем дело со смесью двух нормальных распределений из двух источников фрагментов, то все будет немного сложнее. Этот эффект впервые наблюдался в электронном эксперименте [15].

Однако этот недостаток фотоэмульсионного метода, когда достаточно надежно измерен только один угол φ в плоскости эмульсии, не мешает получить достоверную оценку среднего поперечного импульса фрагментов и без измерения каждого из них. Ясно, что

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

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 φ , без измерения этих величин в каждом событии.

Естественно, что распределение азимутальных углов фрагментов в поперечной плоскости

$$\Psi = \text{Arctg} \frac{\varphi}{\alpha},$$

при отсутствии поляризации в наших экспериментах, обязано быть равномерным. А 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 его большая [19].

Эти, как и любые другие динамические корреляции величин и направлений поперечных импульсов, будут видны и в системе центра масс (СЦИ) частиц. А кинематические корреляции, отсутствующие в лабораторной системе при независимом разлете частиц, появятся после преобразования их в систему координат, где векторная сумма поперечных импульсов равна нулю. Это обычно делается по формуле

$$p_{\perp,i}^* = p_{\perp,i} - \frac{\Sigma p_{\perp,i}}{n},$$

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

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

Как показано в работе [7], это отношение, в пределах ошибок, от этой величины не отличается. Избыток парных азимутальных углов больше 90° в работе [8] для реакции $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{all}$, в той системе, которую назвали СЦИ, является рукотворным. Он не содержит никакой информации об азимутальных корреляциях поперечных импульсов

двухзарядных фрагментов. Легко показать, что если три частицы разлетаются независимо друг от друга, и проекции импульсов их на произвольное направление распределены нормально со средним, равным нулю и одной и той же дисперсией, то после данного преобразования получим результат работы [8].

Совсем коротко скажем о других предсказаниях для разлета независимых частиц в событии, которые далее будут проверяться в эксперименте. Дисперсия суммы n независимых углов φ равна $n\sigma_\varphi^2$. Если нет никаких динамических корреляций и резонансов, то распределение углов $\theta_{i,j}$ между парами следов должно быть таким же, как и распределение самих углов θ . В логарифмическом масштабе зависимость вероятности наблюдения квадрата парного угла между частицами больше данного, от его квадрата, должно быть линейно. В работе [3] для фрагментации ядер $^{11}B \rightarrow 2\alpha + all$ 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.

Инклюзивные распределения углов

Экспериментальные величины стандартных отклонений распределений углов φ и α для различных релятивистских ядер, в миллирадианах, приведены в таблице 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 просто 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. А это и наблюдается в эксперименте по фрагментации ядра ^{14}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 их распределения. Наличие изотопов ^3He и ^6He 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 [23] проверено предположение о том, что в действительности 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}N (см. [24]) 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 это одна пространственная

область с малым поперечным импульсом, а когда изотоп гелия образуется в сердцевине ядра, то это пространственная область существенно меньше, средний поперечный импульс больше. Все это наблюдалось и при фрагментации ядер ${}^6\text{Li}$ [5].

Распределения углов φ и α фрагментов релятивистского ядра ${}^{22}\text{Ne}$, для событий, содержащих 1, 2, 3, 4 и 5 двухзарядных фрагментов не отличаются друг от друга и хорошо описываются нормальным распределением с предсказываемой константой для этого ядра. Каждый из фрагментов ничего не знает ни о других фрагментах в событии, ни о фрагментах мишени, ни о рожденных частицах. Рассмотрим доказательство независимости фрагментов в событии более подробно.

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 [25], 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 π -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 [26] было показано, что при фрагментации релятивистских ядер ^{22}Ne в событиях с числом фрагментов $k=2, 3, 4$ модуль векторной суммы k поперечных импульсов в этих событиях согласуется с распределением Рэлея с константой $\Sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \dots + \sigma_k^2}$. Дисперсия суммы равна сумме дисперсии при независимом испускании, как следствие безграничной делимости нормального распределения.

Теперь, в систематизированном виде, в таблице 2 для изучаемых наборов событий с испусканием двух и более двухзарядных фрагментов приведены ожидаемые величины стандартного распределения суммы углов φ 2, 3, 4 и 5 фрагментов при независимом их испускании и их экспериментальные оценки с ошибками. Видно, что гипотеза статистической независимости направления вылета фрагмента не отвергается ни одним набором экспериментальных

данных. Нет даже и намека на неизбежные кинематические корреляции при малом числе фрагментов. Конечно, это не означает, что нарушается закон сохранения импульса. Просто наблюдаемые нами фрагменты всегда являются только частью неизвестного полного числа частиц, для которого закон сохранения импульса выполняется. А мы 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, является одностадийным, гипотеза распада возбужденного релятивистского ядра противоречит эксперименту. Процесс фрагментации является быстрым и холодным [27]. Имеет место предельная фрагментация, подобная предельной фрагментации в адрон-адронных взаимодействиях [28].

Углы между парами следов

Если углы φ и α в событии распределены нормально, со средним равным нулю, с одинаковыми дисперсиями, и независимы, то распределение пространственного угла θ_{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 Рэлея с константой σ_φ . По сравнению с распределением угла θ оно не содержит никакой новой информации.

Но угол θ_{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 есть сумма кинетических энергий поперечного движения двух α -частиц

$$Q = \theta_{12}^2 \frac{4p_0^2}{m(^4He)}.$$

Ясно, что определенная таким образом величина Q энергией возбуждения быть не может. Даже если к ней прибавить пороговую энергию канала, как сделано в [29].

Естественно, что функция плотности распределения величины Q (или θ_{12}) должна быть гладкой функцией. Она не может иметь никаких максимумов. При уменьшении их эта 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 θ и θ_{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 φ и α , 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.

Всю эту картину может подпортить фрагментация релятивистского ядра, если велика доля промежуточного состояния ${}^8Be \rightarrow 2\alpha$ и если точность оценки угла θ_{12} позволяет его выделить, как это сделано в [2]. При фрагментации релятивистских ядер ${}^{22}Ne$, если такой канал и есть с

заметной его долей, угол между следами двух двухзарядных частиц будет меньше двух миллирадиан. В этом эксперименте в области малых величин парных углов между следами виден только фон, обусловленный ошибками их измерения. А распределение этих же углов при фрагментации релятивистских ядер $^{10,11}B \rightarrow 2(Z = 2) + all$, приведенное на рис. 2, 3, количественно хорошо согласуется с предсказанием.

Азимутальные углы

Тот факт, что в любом фотоэмульсионном эксперименте углы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях всегда измеряются в разных условиях, не может не влиять и на распределение поперечных импульсов фрагментов, как и на углы между ними в поперечной плоскости. Кроме того, при уменьшении пространственных и азимутальных углов, при постоянной точности измерений углов в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, они вообще теряют смысл.

По чисто техническим причинам в фотоэмульсионном эксперименте при достаточно большой статистике распределение по азимутальному углу Ψ не может быть равномерным. Так было в случае фрагментации релятивистских ядер ^{22}Ne , это же видно и при фрагментации ядер $^{10,11}B$ на рис. 4. Есть пики при 90° и 270° . Это означает, что средние величины углов в вертикальной плоскости больше, чем в горизонтальной. Если статистика мала, то распределение углов Ψ может и не отличаться от равномерного. Конечно, если определить, что $\Psi \rightarrow 0$ при $\alpha \rightarrow 0$, то эти пики появятся при углах $\Psi 0^\circ$ и 360° .

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 [30] 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 было бы без этого отклонения. Очевидно, что если $\sigma(\alpha_0) \sim \sigma(\alpha)$, то этими искажениями пренебречь нельзя. А зависит это и от условий облучения камеры релятивистскими ионами.

На рис. 5 представлены распределения углов $\Delta\Psi_{i,j}$ в событиях фрагментации релятивистских ядер $^{10,11}B$. Они оказались разными – для одного ядра (гистограмма) событий больше в левой части рисунка, а для другого ядра (●) их больше в правой его части. Последнее можно интерпретировать как наличие кинематических корреляций, а при фрагментации ядра ^{11}B можно говорить о динамических корреляциях типа слипания двух двухзарядных фрагментов. Но скорее всего, все это вызвано различием свойств этих двух камер, и все эти особенности связаны с методикой измерения углов фрагментов в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Нужны независимые доказательства реальности наблюдаемых эффектов. И это относится практически к любой фотоэмульсионной работе, в которой приведены экспериментальные распределения парных азимутальных углов.

Заключение

Экспериментальные данные об угловых распределениях частиц в событиях с числом двухзарядных фрагментов два и более для различных релятивистских ядер и различных их энергиях не согласуются с представлениями о происхождении этих фрагментов в процессе распада возбужденного ядра. В этих экспериментах 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 он может быть полезен. Но 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, в отрыве 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 этих работах.

Таблица 1. Ожидаемые константы σ_c и их экспериментальные оценки σ_φ и σ_α распределений углов φ и α двухзарядных фрагментов релятивистских ядер

ядро	p_0	σ_c	σ_φ	σ_α	
^{10}B	1.7	21.0*	21.9 ± 0.6	20.1 ± 0.6	[2]
^{11}B	2.9	12.0 [†]	12.5 ± 0.4	12.7 ± 0.4	[3]
^{14}N	2.9	16.0 [‡]	10.6 ± 0.3	12.7 ± 0.3	[21]
^{22}Ne	4.1	11.8	11.6 ± 0.4	12.7 ± 0.4	[10]
^{32}S	200	0.2501	0.2601 ± 0.013	–	[22]
^{24}Mg	4.1	12.0	10.7 ± 0.7	13.1 ± 0.3	[11]
Pb	160	0.364	0.37 ± 0.02	–	[6]

* – для частиц не идущих через промежуточный канал 8Be .

[†] – для частиц идентифицированных как 4He .

[‡] – данная работа. Канал $^{14}N \rightarrow 3\alpha + all$.

Таблица 2. Ожидаемые стандартные отклонения σ_k суммы k независимых углов φ в событии и их экспериментальные оценки для различных релятивистских ядер

ядро	k	σ_k	σ_{exper}	
^{10}B	4*	40.0	39.7 ± 1.3	[2]
^{11}B	4*	25.0	25.8 ± 1.0	[3]
^{14}N	3 [‡]	17.3	18.5 ± 2.2	[21]
^{22}Ne	2	16.8	17.2 ± 0.3	[10]
^{22}Ne	3	20.0	22.8 ± 2.2	[10]
^{22}Ne	4	15.6	18.2 ± 4.0	[10]
^{22}Ne	5	27.8	27.8 ± 9.0	[10]
^{24}Mg	3	14.8	14.6 ± 0.3	[11]

* – для суммы углов φ и α двух фрагментов в событии.

‡ – данная работа. Канал $^{14}N \rightarrow 3\alpha + all$.

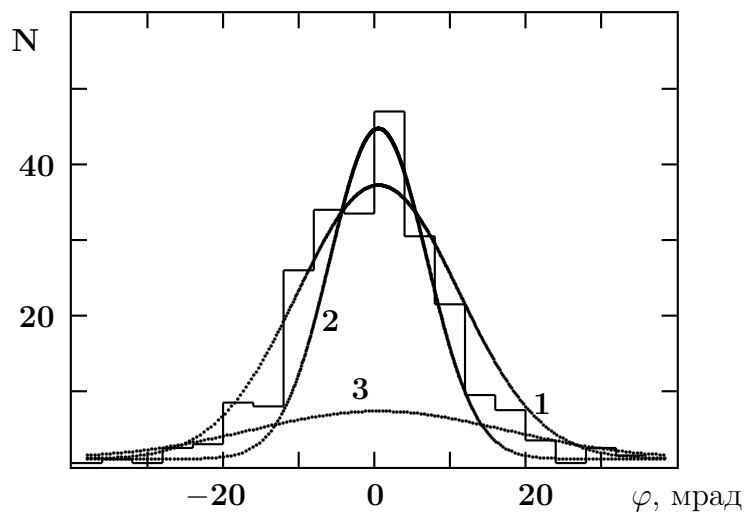


Рис. 1 Распределение углов φ (град) двухзарядных фрагментов ядра ^{14}N . Гистограмма – это эксперимент, а плавная кривая 1 – описание его смесью двух нормальных распределений, изображенных кривыми 2 и 3

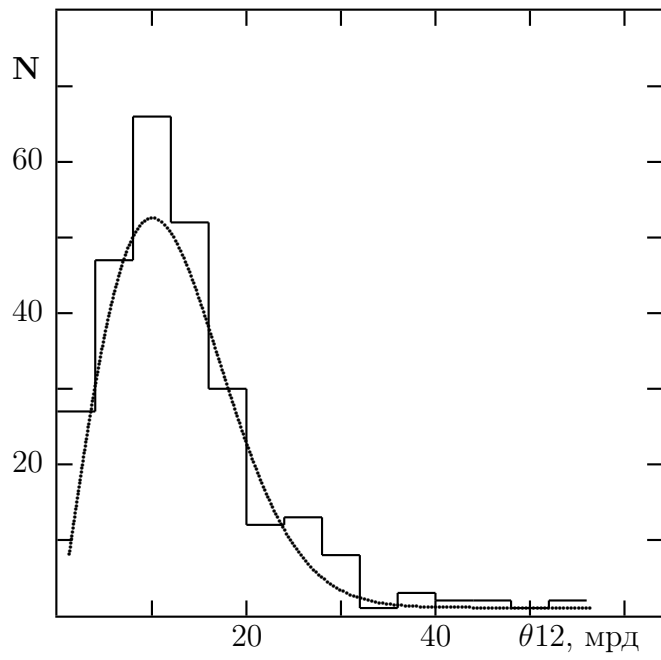


Рис. 2 Распределение углов θ_{12} между парами двухзарядных фрагментов при фрагментации ядер $^{14}\text{N} \rightarrow 3(Z = 2) + all$

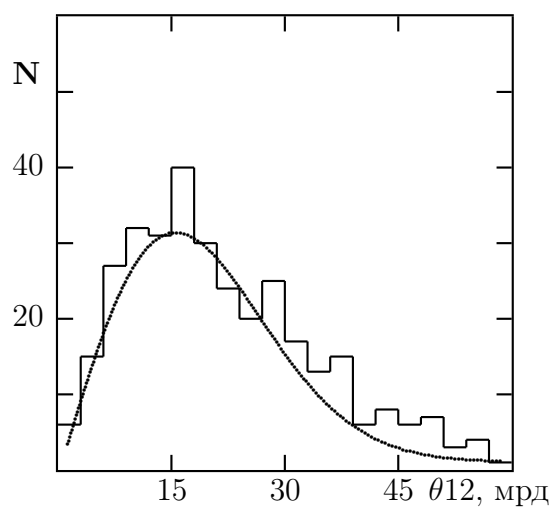


Рис. 3 Распределение углов θ_{12} между парами двухзарядных фрагментов при фрагментации ядер $^{11}\text{B} \rightarrow 2(Z = 2) + \text{all}$

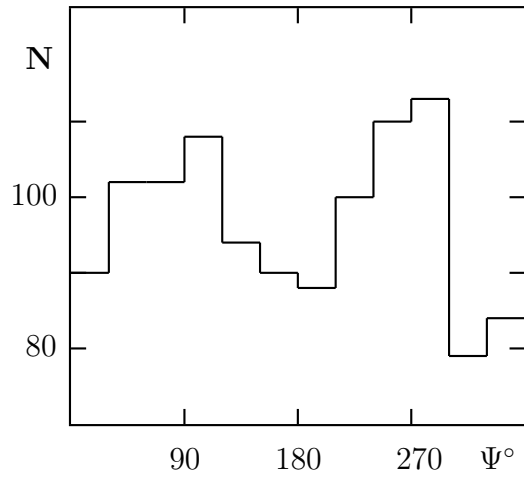


Рис. 4 Распределение углов Ψ двухзарядных фрагментов релятивистских ядер $^{10,11}B$

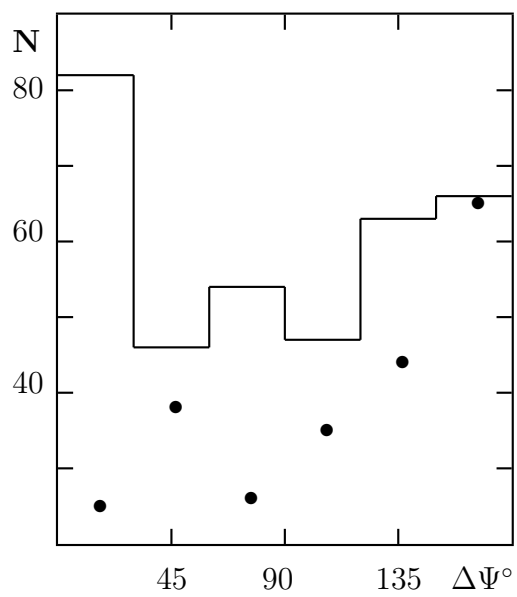


Рис. 5 Распределение углов $\Delta\Psi$ двухзарядных фрагментов релятивистских ядер ^{11}B (гистограмма) и ^{10}B (●)

Литература

1. Н. П. Андреева и др., ЯФ **47** (1988) 157.
2. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, ЯФ **68** (2005) 2101.
3. Ф. Г. Лепехин, ЯФ **70** (2007) 1109.
4. М. I. Adamovich et al., Mod. Phys. Lett. **A8** (1993) 21.
5. F. G. Lepexhin, D. M. Seliverstov, B. B. Simonov, Eur. Phys. J. **A1** (1998) 137.
6. M. I. Adamovich et al., Eur. Phys. J. **A6** (1999) 421.
7. Д. А. Артеменков и др., ЯФ **70** (2007) 1261.
8. Т. В. Щедрина и др., ЯФ **70** (2007) 1271.
9. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/ne22al.txt>
10. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/z2ne.txt>
11. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/mg24.txt>
12. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. **B53** (1974) 306.
13. E. J. Monitz et al., Phys. Rev. Lett. **26** (1971) 445.
14. W. A. Friedman, Phys. Rev. **27** (1983) 569.
15. C. A. Bertulani, M. S. Hussein, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1099.
16. С. А. Азимов и др., в сб. Множественные процессы при высоких энергиях, Ташкент, ФАН, 1976, с. 120–164.
17. M. C. Foster et al., Phys. Rev. **D76** (1972) 3135.
18. В. В. Белага и др., ЯФ **59** (1996) 869.
19. Ф. Г. Лепехин, Письма в ЭЧАЯ *N*° 3[112] (2002) 25.
20. Ф. Г. Лепехин, Д. М. Селиверстов, Б. Б. Симонов, Письма в ЖЭТФ **59** (1994) 315.
21. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/n14fa.txt>
22. M. I. Adamovich et al., Modern Phys. Lett. **A8** (1993) 21.
23. Ф. Г. Лепехин, Препринт ПИЯФ–2717, Гатчина, 2007, 9 с.

24. А. С. Давыдов, Теория атомного ядра, М.: ГИЗ, 1958. 611 с.
25. Н. П. Андреева и др., ЯФ **68** (2005) 484.
26. Ф.Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, Препринт ПИЯФ–1885, Гатчина, 1993, 33 с.
27. Ф. Г. Лепехин, в сб. Физика атомного ядра и элементарных частиц, Материалы XXXI Зимней школы ПИЯФ, С.-Пб, 1997, 315 с.
28. J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, E. Yen, Phys. Rev. **188** (1969) 2169.
29. Н. Г. Пересадько, ЯФ **70** (2007) 1266.
30. F. G. Lepikhin, O. V. Levitskaya, B. B. Simonov, PNPI Res. Rep 1998–1999, Part 1, Gatchina, 2000, 165.