

P7-2007-8

А. Г. Артюх^{1,*}, А. С. Деникин¹, Ю. М. Серeda^{1,2},
Г. Камински^{1,3}, Г. А. Кононенко¹, С. А. Клыгин¹,
А. Н. Воронцов^{1,2}, Б. Эрдемчимег^{1,4}, Ю. Г. Тетерев¹,
Е. А. Шевчик¹

РЕКОНСТРУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ КЛАСТЕРНОГО РАЗВАЛА ЯДЕР ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

²Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

³Институт ядерной физики им. Х.Неводничанского ПАН, Краков,
Польша

⁴Монгольский государственный университет, Центр ядерных
исследований, Улан-Батор

*E-mail: artukh@jinr.ru

Артюх А. Г. и др.

P7-2007-8

Реконструкция параметров кластерного развала ядер легких элементов

Рассмотрена кинематика двухтельного кулоновского развала прототипного ядра ^{11}B на фрагменты He и Li. Представлен анализ факторов, влияющих на точность измерения параметров развала ядра, и приведены оценки погрешностей, учет которых необходим при реконструкции первичных параметров кластерного развала. Обсуждена методика оценки эффекта неизвестной примеси в мишени, а также применение ее при сортировке реальных событий от фоновых. Проанализированы фоновые факторы в реакциях фрагментации тяжелых ионов, и даны оценки случайных совпадений в условиях интенсивных загрузок детекторов паразитными продуктами. Предложено использовать предварительный магнитный анализ коррелированных продуктов развала для снижения потока фоновых частиц и существенного улучшения точности измерения энергий кластеров (на порядок).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Artyukh A. G. et al.

P7-2007-8

Reconstruction of Parameters of Cluster Break-Up of Light Nuclei

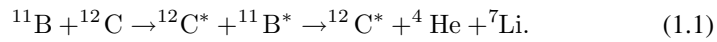
Kinematics of the two-body Coulomb break-up of the prototype ^{11}B nucleus into the fragments He and Li is discussed. The analysis of factors influencing the measurement accuracy of break-up parameters is presented. Estimates of measurement spreads for break-up parameters are deduced to use them for reconstruction of cluster break-up primary parameters. The method of determination of unknown contamination in the target is discussed. The procedure is used to separate the true events from the backgrounds. The background factors occurring in the fragmentation reactions of heavy ions are described. The random coincidence rate from intensive loads of detectors by parasitic products is estimated. The preliminary magnetic analysis of correlated clusters is proposed to reduce the power flow background particles and to improve energy resolution.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

1. КИНЕМАТИКА РЕАКЦИИ РАЗВАЛА ЯДРА

Рассмотрим кулоновский развал $^{11}\text{B}^*$ в системе ^{11}B (33 МэВ/А) + ^{12}C :



Из законов сохранения импульса и энергии следуют четыре уравнения с четырьмя неизвестными

$$\mathbf{P}_p = \mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3, \quad (1.2)$$

$$E_p = E_1 + E_2 + E_3 + Q. \quad (1.3)$$

Из рис. 1 видно, что $v_{\text{rel}}^2 = v_1^2 + v_2^2 - 2v_1v_2 \cos \theta_{12}$. Подставляя значение относительной скорости в $E_{\text{rel}} = 1/2\mu v_{\text{rel}}^2$, получаем

$$E_{\text{rel}} = A_2 E_1 / (A_1 + A_2) + A_1 E_2 / (A_1 + A_2) - 2(A_1 + A_2) \cos \theta_{12} (A_1 E_1 A_2 E_2)^{1/2}. \quad (1.4)$$

Таким образом, относительная энергия двух кластеров E_{rel} является функцией от трех переменных: $E_{\text{rel}} = f(E_1, E_2, \theta_{12})$, каждая из которых измеряется в эксперименте с определенной погрешностью ΔE_1 , ΔE_2 , $\Delta \theta_{12}$.

Спектральная функция E_{rel} отражает спектр возбуждаемых кластерных состояний $E^* = E_{\text{rel}} - Q_{gg}$, где $Q_{gg} = -8,664$ МэВ представляет порог развала $^{11}\text{B}^* \rightarrow ^4\text{He} + ^7\text{Li}$.

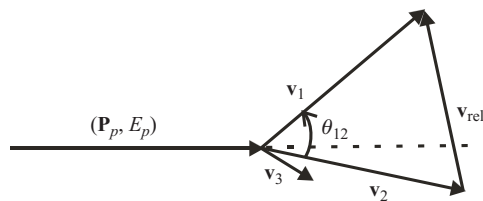


Рис. 1. Диаграмма скоростей кластеров ^4He (v_1) и ^7Li (v_2) в реакции развала $^{11}\text{B}^*$ в неупругом рассеянии ^{11}B на ядре ^{12}C . v_3 — скорость ядра отдачи ^{12}C

2. МЕХАНИЗМЫ КЛАСТЕРНОГО РАЗВАЛА

В настоящее время рассматриваются два основных механизма кластерного развала ядер: 1) прямой развал, при котором ядро фрагментирует на кластеры в течение процесса столкновения с ядром мишени, и 2) последовательный развал, проходящий стадию образования промежуточного состояния с последующим развалом на лету вне области взаимодействия с ядром мишени. Очевидно, что продукты развала в прямом процессе должны в более сильной степени чувствовать кулоновские силы комплекса ядро-ядерных столкновений, чем продукты последовательного развала. Эффект влияния кулоновских сил можно попытаться наблюдать, изучая процесс формирования и распада конкретного кластерного состояния (резонанса) в зависимости от атомного номера Z ядра мишени. Например, изучать кинематические характеристики продуктов кластерного развала ^{11}B в основном (или первом возбужденном) состоянии, используя для возбуждения $^{11}\text{B}^*$ легкое ядро мишени ^{12}C с $Z = 6$ и тяжелое ядро ^{197}Au с $Z = 79$.

Из кинематики последовательного развала ядра (рис. 2) видно, что для фиксированной относительной энергии E_{rel} ^4He - и ^7Li -кластеры, испускаемые в противоположных направлениях в системе центра масс ядра ^{11}B , формируют две сферы продуктов развала, центры которых находятся на траектории первичного ядра $^{11}\text{B}^*$ (в точке развала). Телесные углы телескопов в лабораторной системе отсчета отбирают на сферах только ограниченную часть интенсивности продуктов.

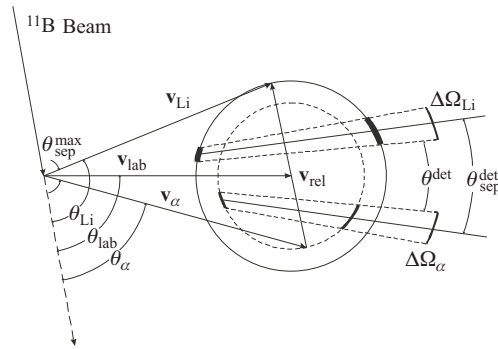


Рис. 2. Схематическая диаграмма развала $^{11}\text{B}^*$ с иллюстрацией телесных углов детекторов, отбирающих совпадения продуктов в лабораторной системе координат

В случае прямого развала должно наблюдаться постразвальное ускорение кластеров, вызванное кулоновским отталкиванием ядра мишени. Постразваль-

ное ускорение приводит к возрастанию относительных энергий кластеров на разные величины для каждого кластера вследствие значительных различий в отношениях заряда к массе Z/A для каждого кластера. Оценку эффекта сдвига энергии можно получить, вычисляя кулоновское взаимодействие первичного ядра (кандидата на развал) и его кластеров с ядром мишени. Если предположить, что развал встречается на расстоянии d от мишени, легко вычислить кулоновский потенциал взаимодействия частиц с ядром мишени. Прирост энергии, например, кластера ${}^4\text{He}$ представляет величину

$$\Delta E_{4\text{He}} = (Z_{4\text{He}}/A_{4\text{He}} - Z_{11\text{B}}/A_{11\text{B}}) \cdot (A_{4\text{He}} Z_{\text{targ}}/d) \cdot 1,4 \text{ (МэВ)}. \quad (2.1)$$

Изменение энергии кластера ${}^7\text{Li}$ можно выразить подобным же соотношением (2.1), однако с противоположным сдвигом по энергии.

Если предположить, что развал ${}^{11}\text{B}$ встречается на классическом расстоянии кратчайшего сближения с ядром ${}^{197}\text{Au}$ (грейзинг-угол $\theta_{\text{lab}} = 7, 8^\circ$), то при рассеянии кластера ${}^4\text{He}$ с энергией 132 МэВ получаем следующее приращение энергии кластером ${}^4\text{He}$:

$$\Delta E_{4\text{He}} = 1,8 \text{ МэВ}.$$

Полученная величина приращения энергии кластером может быть измерена современными детектирующими устройствами.

3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ КИНЕМАТИЧЕСКИХ СОВПАДЕНИЙ

Известно, что скорость реакции Y может быть представлена простым феноменологическим выражением вида $Y = \sigma \cdot N_t \cdot N_b$, где σ — поперечное сечение реакции, N_t — число ядер в мишени и N_b — число частиц в пучке в секунду. Однако детектирующая система не обладает светосилой 4π и регистрирует продукты ядерных реакций только с конечной эффективностью ε : $Y_d = \sigma \cdot N_t \cdot N_b \cdot \varepsilon$.

В корреляционных экспериментах измеряемая эффективность совпадений частиц $\varepsilon_{12} = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2$ зависит как от геометрической эффективности детектирующей системы (величины углового акцептанса детекторов), так и от угловой зависимости потока частиц, попадающих в телесные углы детекторов. При промежуточных энергиях угловое распределение кластеров может быть аппроксимировано экспоненциальной зависимостью вида $d\sigma/d\Omega \approx \exp(-\theta/\alpha)$, где фактор спада $\alpha = 12\text{--}16$. Используя аксиальную симметрию реакции развала и известную функциональную зависимость интенсивности кластеров от угла $f(\theta) = \exp(-\theta/\alpha)$, можно методом интегрирования потока $f(\theta)$ по углу вычислить долевые значения интенсивностей ε_1 и ε_2 , которые проектируются в телесные углы детекторов в местах их размещения.

Эффективность кольцевого детектора $\varepsilon_{\text{ring}}$ с шириной кольца, равной ширине стрипового детектора $\theta_2 - \theta_1$, может быть представлена отношением потока кластеров в кольцевой детектор к интегральному потоку (передняя полусфера):

$$\varepsilon_{\text{ring}} = \frac{\pi \int_{\theta_1}^{\theta_2} f^2(\theta) d\theta}{\pi \int_0^{\pi/2} f^2(\theta) d\theta} = \frac{\pi \int_{\theta_1}^{\theta_2} \exp(-2\theta/\alpha) d\theta}{\pi \int_0^{\pi/2} \exp(-2\theta/\alpha) d\theta} = \frac{\exp(-2\theta_1/\alpha) - \exp(-2\theta_2/\alpha)}{1 - \exp(-\pi/\alpha)}, \quad (3.1)$$

где $\theta_1 = 0,1047$ и $\theta_2 = 0,2094$ рад в нашей геометрии эксперимента.

Для оценки эффективности детектора (ε_1 или ε_2) сравним площадь поверхности детектора ΔS с площадью кольца S_{ring} :

$$\begin{aligned} S_{\text{ring}} &= 2\pi \int_{\theta_1}^{\theta_2} f(\theta) [1 + \{df(\theta)/d\theta\}^2]^{1/2} d\theta = \\ &= 2\pi \int_{\theta_1}^{\theta_2} e^{-\theta/\alpha} [1 + \{(1/\alpha^2)e^{-2\theta/\alpha}\}]^{1/2} d\theta = (2\pi/\alpha) \int_{\theta_1}^{\theta_2} e^{-\theta/\alpha} [\alpha^2 + e^{-2\theta/\alpha}]^{1/2} d\theta. \end{aligned} \quad (3.2)$$

После интегрирования получаем

$$\begin{aligned} S_{\text{ring}} &= \pi \{ e^{-(\theta_1)/\alpha} [\alpha^2 + e^{-(2\theta_1)/\alpha}]^{1/2} - e^{-(\theta_2)/\alpha} [\alpha^2 + e^{-(2\theta_2)/\alpha}]^{1/2} + \\ &+ \alpha^2 [\ln \{ e^{-(\theta_1)/\alpha} + (\alpha^2 + e^{-(2\theta_1)/\alpha})^{1/2} \} - \ln \{ e^{-(\theta_2)/\alpha} + (\alpha^2 + e^{-(2\theta_2)/\alpha})^{1/2} \}] \}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Оценки показывают, что в геометрии нашего эксперимента отношение $\Delta S/S_{\text{ring}} \approx 1/5$. В этом случае относительные потоки частиц в индивидуальные детекторы можно аппроксимировать выражением

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 \approx (1/5)\varepsilon_{\text{ring}}.$$

Для двух экстремальных значений $\alpha_1 = 12$ и $\alpha_2 = 16$ эффективности детекторов будут равны соответственно

$$\varepsilon_1(\alpha_1) = \varepsilon_2(\alpha_1) = 1/5 \cdot 0,0738 = 14,8 \%;$$

$$\varepsilon_1(\alpha_2) = \varepsilon_2(\alpha_2) = 1/5 \cdot 0,0724 = 14,5 \%.$$

Эффективности совпадений $\varepsilon_{12} = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2$ для этих случаев будут равны соответственно $\varepsilon_{12}(\alpha_1) \approx 2,2\%$ и $\varepsilon_{12}(\alpha_2) \approx 2,1\%$. Выберем приближение $\varepsilon_{12}(\alpha) \approx 2,1\%$.

Оценим скорости счета совпадений $Y_{12} = \sigma \cdot N_t \cdot N_b \cdot \varepsilon_{12}$ для конкретных мишеней: а) для мишени углерода ^{12}C толщиной 1 мг/см^2 , б) для полиэтиленовой мишени C_2H_4 толщиной 1 мг/см^2 и в) для золотой фольги ^{197}Au толщиной 1 мг/см^2 . Число ядер в данных мишенях равняется:

- а) $N_t(^{12}\text{C}) = (6,03 \cdot 10^{23}/12) \cdot 10^{-3} \approx 5 \cdot 10^{19}$ частиц,
- б) $N_t(\text{C}_2\text{H}_4) = (6,03 \cdot 10^{23}/28) \cdot 4 \cdot 10^{-3} \approx 8,6 \cdot 10^{19}$ частиц,
- в) $N_t(^{197}\text{Au}) = (6,03 \cdot 10^{23}/197) \cdot 10^{-3} \approx 3,06 \cdot 10^{18}$ частиц.

При промежуточных энергиях (30–40 МэВ/А) среднее значение вероятности развала $^{11}\text{B}^*$ в неупругом рассеянии ^{11}B на ядрах мишеней ^{12}C , C_2H_4 и ^{197}Au равняется нескольким сотням мкб (для оценок возьмем $\sigma(^{11}\text{B}^*) \approx 0,1 \text{ мб}$). Для потока частиц в пучке $N_b = 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ получаем следующие значения скоростей совпадения:

- $Y(^{12}\text{C}) = 10^{-28} \cdot 5 \cdot 10^{19} \cdot 10^8 \cdot 2,1 \cdot 10^{-2} \approx 10^{-2} \text{ с}^{-1} = 36$ событий в час,
- $Y(\text{C}_2\text{H}_4) = 10^{-28} \cdot 8,6 \cdot 10^{19} \cdot 10^8 \cdot 2,1 \cdot 10^{-2} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1} = 72$ события в час,
- $Y(^{197}\text{Au}) = 10^{-28} \cdot 3,06 \cdot 10^{18} \cdot 10^8 \cdot 2,1 \cdot 10^{-2} \approx 6,4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1} = 2,3$ события в час.

4. ПОГРЕШНОСТИ В ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ E_{rel}

4.1. Вклад погрешности $\Delta E_1(^4\text{He})$ в E_{rel}

Величину погрешности ΔE_{rel} , вносимой неточностью ΔE_1 при измерении энергии детектором E_1 , аппроксимируем величиной приращения функции E_{rel} в виде $\Delta E_{\text{rel}} \approx (\partial E_{\text{rel}}/\partial E_1) \cdot \Delta E_1$.

Дифференцируя функцию E_{rel} по переменной E_1 , получаем

$$\Delta E_{\text{rel}} \approx (\partial E_{\text{rel}}/\partial E_1) \cdot \Delta E_1 = \\ = (A_2/(A_1 + A_2) - (A_1 \cdot A_2)^{1/2}/(A_1 + A_2) \cos \theta_{12} \cdot (E_2/E_1)^{1/2}) \cdot \Delta E_1, \quad (4.1.1)$$

где $\Delta E_1 \approx 100 \text{ кэВ}$ определяется разрешением детектора E_1 .

Аппроксимируя функцию $\cos \theta_{12}$ вторым порядком разложения в ряд Тейлора в виде $\cos \theta_{12} \approx (1 - \theta^2/2)$, получаем следующее приближенное значение погрешности ΔE_{rel} :

$$\Delta E_{\text{rel}} = (\partial E_{\text{rel}}/\partial E_1) \cdot \Delta E_1 \approx (A_2/(A_1 + A_2) - \\ - (A_1 \cdot A_2)^{1/2}/(A_1 + A_2) \cdot (E_2/E_1)^{1/2} \cdot (1 - \theta^2/2)) \cdot 100 \text{ кэВ}.$$

В предположении, что скорость кластеров ^4He и ^7Li в лабораторной системе равна скорости распадающегося ^{11}B , получаем $E_1(^4\text{He}) =$

$4 \cdot 33 \text{ МэВ/А} = 132 \text{ МэВ}$ и $E_2 (^7\text{Li}) = 7 \cdot 33 \text{ МэВ/А} = 231 \text{ МэВ}$. Для оценок предположим также, что кластеры ^4He и ^7Li были зарегистрированы средними стрипами в телескопах E_1 и E_2 , что соответствует в наших экспериментах угловому раствору $\theta_{12} \approx 12^\circ = 0,209 \text{ рад}$.

Подставляя указанные значения в уравнение (4.1.1), получаем следующую погрешность: $\Delta E_{\text{rel}} \approx 9,2 \text{ кэВ}$.

Если для погрешности ΔE_1 измерения энергии частицы детектором взять наилучший случай $\Delta E_1 \approx 1,5 \% \cdot E_1 = 1,92 \text{ МэВ}$, то тогда $\Delta E_{\text{rel}} \approx 176,6 \text{ кэВ}$.

4.2. Вклад погрешности $\Delta E_2(^7\text{Li})$ в E_{rel}

Аналогично п. 4.1 можно оценить погрешность ΔE_{rel} , возникающую от неточности измерения энергии E_2 второго кластера:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{rel}} &= (\partial E_{\text{rel}} / \partial E_2) \cdot \Delta E_2 = \\ &= (A_1 / (A_1 + A_2) - (A_1 \cdot A_2)^{1/2} / (A_1 + A_2) \cos \theta_{12} \cdot (E_1 / E_2)^{1/2}) \cdot \Delta E_2, \end{aligned} \quad (4.2.1)$$

где $\Delta E_2 \approx 100 \text{ кэВ}$ определяется разрешением детектора E_2 .

Используя те же предположения, что и в п. 4.1, получаем погрешность $\Delta E_{\text{rel}} \approx 9 \text{ кэВ}$.

Если за точность измерения энергии частицы взять энергетическое разрешение детектора в 1,5% (наилучший случай), то тогда $\Delta E_2 \approx 1,5 \% \cdot E_2 = 3,46 \text{ МэВ}$ и для погрешности получаем $\Delta E_{\text{rel}} \approx 311,4 \text{ кэВ}$.

4.3. Вклад погрешности в измерениях относительного угла $\Delta \theta_{12}$ в E_{rel}

Вычислим погрешность ΔE_{rel} , возникающую от неточности измерения угла разлета кластеров $\Delta \theta_{12}$.

Дифференцируя функцию E_{rel} по переменной θ_{12} , получаем

$$\Delta E_{\text{rel}} = (\partial E_{\text{rel}} / \partial \theta_{12}) \cdot \Delta \theta_{12} = 2(A_1 E_2 A_2 E_1)^{1/2} / (A_1 + A_2) \cdot \sin \theta_{12} \cdot \Delta \theta_{12}. \quad (4.3.1)$$

Аппроксимируя функцию $\sin \theta_{12}$ первыми порядками разложения в ряд Тейлора $\sin \theta_{12} \approx \theta_{12}/1! - \theta_{12}^3/3!$, получаем погрешность $\Delta E_{\text{rel}} = 2(A_1 E_2 A_2 E_1)^{1/2} / (A_1 + A_2) \cdot \theta_{12} \cdot \Delta \theta_{12}$, где $\Delta \theta_{12}$ — неопределенность в измерении углового разлета детектируемых кластеров в радианах. В случае использования стрипового детектора эта неопределенность может охватывать два соседних стрипа. Из геометрии размещения детекторов относительно мишени в нашем случае один стрип имеет угловой раствор $\Delta \theta = 0,2^\circ$. Следовательно, угловой охват двух стрипов $\Delta \theta_{12} \approx 0,4^\circ = 0,4 \cdot \pi/180 \text{ рад} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$.

Подставляя все эти значения в уравнение (4.3.1), получаем погрешность $\Delta E_{\text{rel}} = (\partial E_{\text{rel}} / \partial \theta_{12}) \cdot \Delta \theta_{12} = 246 \text{ кэВ}$.

Учитывая погрешности всех переменных, оценим результирующую погрешность в виде

$$\Delta E_{\text{rel}}(\Delta E_1, \Delta E_2, \Delta \theta_{12}) = (9,2^2 + 9,0^2 + 246^2)^{1/2} = 246,3 \text{ кэВ.}$$

Для случая 1,5 %-го разрешения детекторов имеем $\Delta E_{\text{rel}}(\Delta E_1, \Delta E_2, \Delta \theta_{12}) = (176,6^2 + 311,4^2 + 246^2)^{1/2} = 434 \text{ кэВ.}$

4.4. Поправки в E_{rel} , вносимые неопределенностью в позиции развала ^{11}B в мишени (случай тонкой мишени)

Полную потерю энергии частицей пучка и кластерами в мишени можно представить в виде

$$\Delta E_{\text{total}} = \Delta E_p + \Delta E_1 + \Delta E_2 = \int_0^t dE/dx_p(Ep, t)dx + \\ + \int_t^T [(1/\cos \theta_1) \cdot dE/dx_1(E_1, t) + (1/\cos \theta_2) \cdot dE/dx_2(E_2, t)]dx. \quad (4.4.1)$$

В предположении малых потерь энергии в тонкой мишени дифференциальные ионизационные потери dE/dx_p , dE/dx_1 и dE/dx_2 можно считать постоянными. В этом приближении получаем потери энергии

$$\Delta E_{\text{total}} = dE/dx_p \cdot t + (1/\cos \theta_1) \cdot dE_1/dx_1(T-t) + (1/\cos \theta_2) \cdot dE_2/dx_2(T-t), \quad (4.4.2)$$

где $\Delta E_p \approx dE/dx_p \cdot t$ — потери энергии частицы кандидата на развал в точке развала t ; $\Delta E_1 \approx (1/\cos \theta_1) \cdot dE_1/dx_1(T-t)$ — потери энергии ^4He -кластером, стартующим в точке t ; $\Delta E_2 \approx (1/\cos \theta_2) \cdot dE_2/dx_2(T-t)$ — потери энергии ^7Li -кластером, стартующим в точке t ; t — позиция развала радиоактивного $^{11}\text{B}^*$ в мишени, полная толщина которой равна T (1 мг/см² в нашем случае). Тормозные способности частицы ^{11}B и кластеров ^4He и ^7Li с энергиями 33 МэВ/А в углеродной среде ^{12}C равны, соответственно:

$$dE/dx_p(^{11}\text{B}) = 0,388 \text{ МэВ/(мг/см}^2), \quad dE/dx_1(^4\text{He}) = 0,0631 \text{ МэВ/(мг/см}^2),$$

$$dE/dx_2(^7\text{Li}) = 0,1376 \text{ МэВ/(мг/см}^2).$$

Если кластеры ^4He и ^7Li зарегистрированы средними стрипами телескопов E_1 и E_2 при симметричном позиционировании их относительно оси пучка, то $\theta_1 = \theta_2 = 6^\circ$. Рассмотрим три случая:

1) развал $^{11}\text{В}$ произошел в середине мишени $t = (1/2) \cdot T = 0,5$ (мг/см²). Тогда

$$\Delta E_{\text{total}} = (0,388 \cdot 0,5 + 0,0055 \cdot 0,0631 \cdot 0,5 + 0,0055 \cdot 0,1376 \cdot 0,5) \text{ МэВ} = \\ = (0,194 + 0,000017 + 0,000378) \text{ МэВ} = 0,1944 \text{ МэВ} = 194,4 \text{ кэВ}; \quad (4.4.3)$$

2) развал $^{11}\text{В}$ произошел на передней стенке мишени. Тогда из (4.4.2) следует $\Delta E_{\text{total}} = 0,8$ кэВ;

3) развал $^{11}\text{В}$ произошел на задней стенке мишени. Тогда из (4.4.2) следует $\Delta E_{\text{total}} = 388$ кэВ.

4.5. Поправки в E_{rel} , вносимые неопределенностью в позиции развала $^{11}\text{В}$ в мишени (случай толстой мишени)

В связи с недостаточными интенсивностями короткоживущих радиоактивных ядер, не превышающими десятков-сотен тысяч в секунду, экспериментаторы вынуждены использовать толстые мишени (десятки и сотни мг/см²) для увеличения эффективности корреляционных экспериментов.

В случае использования толстой мишени предположение, что $dE/dx = \text{const}$, становится некорректным. Следовательно, измеренные энергии E_1 и E_2 , которые используются затем для вычислений E_{rel} в уравнении (1.4), необходимо скорректировать поправками $\Delta E_{1\text{cor}}$ и $\Delta E_{2\text{cor}}$, т.е. вместо E_1 и E_2 использовать

$$E_{1\text{cor}} = E_1 + \Delta E_{1\text{cor}}, \quad (4.5.1) \\ E_{2\text{cor}} = E_2 + \Delta E_{2\text{cor}}.$$

Для мониторинга реальных величин поправок $\Delta E_{1\text{cor}}$ и $\Delta E_{2\text{cor}}$ целесообразно провести предварительный анализ совпадений в шкале суммарной энергии $E_{\text{total}} = E_1 + E_2$.

Фитируя форму спектра E_{total} со стороны высокоэнергетического спада и используя его ширину на половине высоты (FWHM), можно оценить величину минимальных поправок $\Delta E_{1\text{cor}}$ и $\Delta E_{2\text{cor}}$, что должно соответствовать толщине мишени $t = 0$. И наоборот, фитируя форму спектра E_{total} со стороны низкоэнергетического спада и используя его ширину на половине высоты, можно оценить величину максимальных поправок $\Delta E_{1\text{cor}}$ и $\Delta E_{2\text{cor}}$, что должно соответствовать полной толщине мишени $t = T$. Анализируя форму распределения событий в шкале суммарных энергий и используя полученную информацию о диапазонах изменения $\Delta E_{1\text{cor}}$ и $\Delta E_{2\text{cor}}$, можно вычислить более реалистические значения $E_{1\text{cor}}$ и $E_{2\text{cor}}$ и, следовательно, E_{rel} .

В случае использования толстой мишени поправки $\Delta E_{1\text{cor}}$ и $\Delta E_{2\text{cor}}$ являются функциями переменных ионизационных потерь dE/dx_1 и dE/dx_2 кластеров и переменной t — координаты развала ^{11}B в толстой мишени. Аппроксимируем поправки $\Delta E_{1\text{cor}}$ и $\Delta E_{2\text{cor}}$ первым порядком их разложения по dE/dx , а именно ограничимся приближением $\Delta E \approx (dE/dx) \cdot \Delta x$. Тогда скорректированные значения энергий кластеров $E_{1\text{cor}}$ и $E_{2\text{cor}}$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} E_{1\text{cor}} &= E_1 + \Delta E_{1\text{cor}} \approx E_1 + dE/dx(E_1) \{(T-t)/\cos \theta_1\}, \\ E_{2\text{cor}} &= E_2 + \Delta E_{2\text{cor}} \approx E_2 + dE/dx(E_2) \{(T-t)/\cos \theta_2\}. \end{aligned} \quad (4.5.2)$$

Величину поправок в E_{rel} , вносимых коррекцией измеренных E_1 и E_2 , теперь оценим, дифференцируя функцию E_{rel} по переменным $\Delta E_{1\text{cor}} \approx dE/dx E_{1\text{cor}}$ и $\Delta E_{2\text{cor}} \approx dE/dx E_{2\text{cor}}$:

$$\begin{aligned} (\partial E_{\text{rel}}/\partial E_{1\text{cor}}) \cdot \Delta E_{1\text{cor}} &\approx \{\partial E_{\text{rel}}/\partial (dE/dx)_{1\text{cor}}\} \cdot \Delta (dE/dx)_{1\text{cor}} \approx \\ &\approx \{(T-t)/\cos \theta_1\} \cdot \Delta (dE/dx)_{1\text{cor}}, \\ (\partial E_{\text{rel}}/\partial E_{2\text{cor}}) \cdot \Delta E_{2\text{cor}} &\approx \{\partial E_{\text{rel}}/\partial (dE/dx)_{2\text{cor}}\} \cdot \Delta (dE/dx)_{2\text{cor}} \approx \\ &\approx \{(T-t)/\cos \theta_2\} \cdot \Delta (dE/dx)_{2\text{cor}}. \end{aligned} \quad (4.5.3)$$

Предполагая, что развал ^{11}B произошел в точке $t = 1/2T$, заменим приращения функции $\Delta(dE/dx)$ первым порядком ее разложения в виде $\Delta(dE/dx)_{1\text{cor}} \approx 1/2T \cdot (dE/dx)_1$ и $\Delta(dE/dx)_{2\text{cor}} \approx 1/2T \cdot (dE/dx)_2$, где значения dE/dx для обоих кластеров берутся в точке $t = 1/2T$. Получаем следующие приближения поправок в E_{rel} , вносимых каждым кластером при использовании толстой мишени:

$$\begin{aligned} \{\partial E_{\text{rel}}/\partial (dE/dx)\} \cdot \Delta (dE/dx)_{1\text{cor}} &\approx \{(T^2/4)/\cos \theta_1\} \cdot (dE_1/dx), \\ \{\partial E_{\text{rel}}/\partial (dE/dx)\} \cdot \Delta (dE/dx)_{2\text{cor}} &\approx \{(T^2/4)/\cos \theta_2\} \cdot (dE_2/dx). \end{aligned} \quad (4.5.4)$$

Из уравнений (4.5.4) видно, что при использовании толстой мишени поправки в E_{rel} возрастают пропорционально квадрату толщины мишени, т. е. $\Delta E_{\text{rel}} \approx T^2$. Зная величину поправок, можно с более высокой точностью вычислить величину относительной энергии E_{rel} и, следовательно, получить более корректную форму спектральной функции возбуждения E^* .

4.6. Угловой траглинг ядер пучка и продуктов их развала

Вследствие многократного рассеяния в слое тормозящего вещества поток частиц испытывает траекторный разброс по углу со значительной шириной

на половине высоты распределения (FWHM). Для оценки величины траекторного разброса по углу, известного как угловой страглинг, используем известное эмпирическое соотношение [3], связывающее величину приведенного углового страглинга $\langle \delta\theta \rangle$ с величиной приведенной толщины мишени τ :

$$\langle \delta\theta \rangle = 1,0 \cdot \tau^{0,55}. \quad (4.6.1)$$

Приведенный угловой страглинг $\langle \delta\theta \rangle$ и приведенная толщина мишени τ связаны с реальным угловым страглингом $\delta\theta$ (половина ширины на половине высоты углового распределения) и реальной толщиной мишени t следующими соотношениями:

$$\langle \delta\theta \rangle = 16,26 \cdot E \cdot \{Z_p Z_t (Z_p^{2/3} + Z_t^{2/3})^{1/2}\}^{-1} \cdot \delta\theta, \quad (4.6.2)$$

$$\tau = 41,5 \cdot 10^3 \cdot \{A_t (Z_p^{2/3} + Z_t^{2/3})\}^{-1} \cdot t, \quad (4.6.3)$$

где толщина мишени t измеряется в $\text{мг}/\text{см}^2$, E — в МэВ, а $\delta\theta$ — в мрад.

Оценим величину углового страглинга частиц $Z_p(^{11}\text{B}, ^4\text{He}, ^7\text{Li})$ с энергиями 33 МэВ/А в мишени Z_t :

а) для углерода ($Z_t = 6$) толщиной 1 $\text{мг}/\text{см}^2$ $\delta\theta(^{11}\text{B}) = 0,0235^\circ$; $\delta\theta(^4\text{He}) = 0,026^\circ$; $\delta\theta(^7\text{Li}) = 0,022^\circ$;

б) для золота ($Z_t = 79$) толщиной 1 $\text{мг}/\text{см}^2$ $\delta\theta(^{11}\text{B}) = 0,062^\circ$; $\delta\theta(^4\text{He}) = 0,069^\circ$; $\delta\theta(^7\text{Li}) = 0,059^\circ$.

4.7. Страглинг по энергии ядер пучка и продуктов их развала

Вследствие многократного рассеяния в слое вещества пучок частиц испытывает размытие не только по углу $\delta\theta$, но и по энергии δE , известное как страглинг по энергии. Для оценки величины страглинга по энергии используем эмпирическое соотношение [4]

$$\delta E \approx K \cdot Z_p \cdot [(Z_t/A_t)t]^{1/2} \quad (\text{в МэВ}), \quad (4.7.1)$$

где $K = 2,0$, а толщина мишени t измеряется в $\text{г}/\text{см}^2$.

Оценим величину энергетического страглинга частиц $Z_p(^{11}\text{B}, ^4\text{He}, ^7\text{Li})$ с энергиями 33 МэВ/А в мишени Z_t толщиной 1 $\text{мг}/\text{см}^2$:

а) для углерода ($Z_t = 6$) $\delta E(^{11}\text{B}) = 223,6$; $\delta E(^4\text{He}) = 89,4$; $\delta E(^7\text{Li}) = 134,2$ кэВ;

б) для золота ($Z_t = 79$) $\delta E(^{11}\text{B}) = 200$; $\delta E(^4\text{He}) = 80$; $\delta E(^7\text{Li}) = 120$ кэВ.

5. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ НА НАЛИЧИЕ ПРИМЕСЕЙ В МИШЕНИ

В случае примеси в мишени ядер с неизвестным Z и A законы сохранения импульса (уравнение (1.2)) и энергии (уравнение (1.3)) не представляют полную кинематику трехтельной реакции (уравнение (1.1)). Поэтому измерение энергий E и идентификация по A, Z только двух частиц (кластеров) из трех участвующих в реакции не обеспечивают однозначного определения относительной энергии и угла разлета коррелированных кластеров. В этих случаях для оценки вклада неизвестной примеси необходимо провести предварительную сортировку полученных событий по фиктивным параметрам, зависящим от характеристик (массы и импульса) неизвестной примеси.

Из законов сохранения импульса и энергии можно определить

$$P_3^2 = (P_p - P_1 - P_2)^2 \text{ и } Q = E_1 + E_2 + E_3 - E_p, \text{ где } E_3 = P_3^2 / (2A_3). \quad (5.1)$$

Введем новые переменные

$$X = P_3^2 / 2 \text{ и } Y = E_3 - Q = E_p - E_1 - E_2. \quad (5.2)$$

В переменную Y включены только известные величины E_p, E_1 и E_2 . В таком представлении переменные Y и X связаны линейным уравнением вида

$$Y = X / A_3 - Q, \quad (5.3)$$

которое содержит неизвестные A_3 и Q .

Зарегистрированные события совпадений в плоскости $[Y, X]$ будут группироваться вдоль прямой линии, которая пересекает ось Y в точке $Y = -Q$, а наклон ее равен $1/A_3$. Это позволяет экспериментально определять массовое число A_3 - и Q -реакции для неизвестной примеси.

6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ РЕЗОНАНСОВ ИЗ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Для однозначной идентификации природы измеренных резонансов необходимо иметь информацию также о спинах и их четности. Известно, что кластеризация нуклонов в ядре вызывает заметную деформацию ядра. В структуре возбужденных состояний этих ядер доминируют резонансы коллективной природы, которые заселяют в основном диапазон высоких энергий возбуждения, где имеется континуум одночастичных возбуждений. При этом угловые моменты J -состояний коллективной природы (например, вращательной) достигают десятков единиц \hbar .

В кластер-кластерных совпадениях можно измерять не только энергетические корреляции, в которых содержится информация об энергии резонансов, но и угловые корреляции продуктов развала, в структуре которых содержится информация об угловых моментах измеренных резонансов. Известно, что для деформированных ядер энергия возбуждения E^* связана со спином J следующим соотношением (приближение жесткого ротатора):

$$E^* = E_0 + \alpha J(J + 1). \quad (6.1)$$

Здесь E_0 равно сумме энергии связи кластеров в ядре и кулоновской энергии отталкивания. Постоянная α связана с моментом инерции I двух касающихся ядер $\alpha = \hbar^2/(2I)$. Представление данных уравнением (6.1) в плоскости $[E^*, J(J + 1)]$ позволяет легко определить порог развала $E_0 = Qgg$ (пересечение линии с осью $E^* = E_0$) и момент инерции системы I (из наклона прямой $\alpha = \hbar^2/(2I)$).

Для этого сортировку данных, полученных в измерениях угловых корреляций, представляют в двумерной плоскости $[\theta^*, \psi]$, где θ^* — угол между вектором скорости возбужденного $^{11}\text{B}^*$ и осью пучка, а ψ — угол между вектором относительной скорости кластеров и осью пучка (рис. 3).

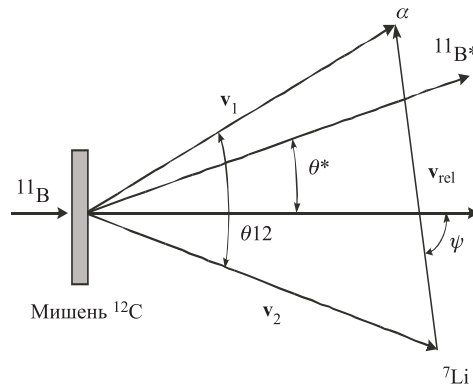


Рис. 3. Выбор переменных θ^* и ψ для представления данных по угловым корреляциям

Распределения коррелированных событий в плоскости $[\theta^*, \psi]$ группируются в виде гребней, периодическая структура которых может быть представлена полиномом Лежандра в квадрате $\{P_J(\cos[\psi + \xi \theta^*])\}^2$ (рис. 4). Здесь J — спин возбужденного состояния $^{11}\text{B}^*$, а $\xi = l_f/J$ — фазовый сдвиг, который равен отношению касательного углового момента в выходном канале l_f к спину распадающегося ядра J . Подгоняя полиномом Лежандра в плоскости $[\theta^*, \psi]$ экспериментально измеренные расстояния между гребнями и наклон

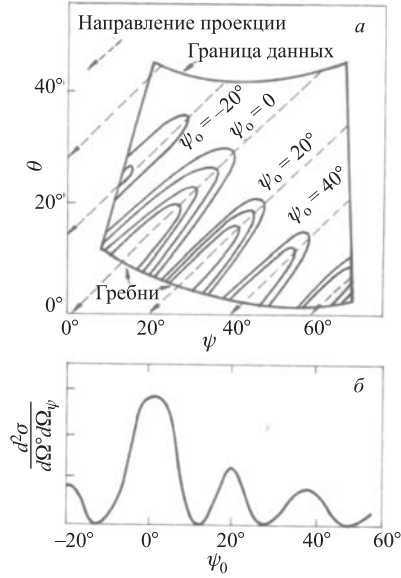


Рис. 4. *а*) Иллюстрация распределения коррелированных событий в плоскости переменных θ^* и ψ . Угол ψ_0 обозначает значения ψ для $\theta^* = 0$. Четырехугольником обозначена граница области углов, контролируемых телесным углом детектора. *б*) Проекция массива данных вдоль направления гребней в зависимости от угла ψ (угол между вектором относительной скорости и осью пучка)

гребней (градиент $d\theta^*/d\psi$), можно эмпирически определить спин развального состояния без привлечения модельных вычислений. По форме осцилляторная структура изменяется от квадрата полинома Лежандра $P_J^2(\psi)$ при передних углах до простой косинусоидальной формы $\cos(2J\psi)$ при больших углах. Качественно смещение позиций максимумов распределений функции ψ в зависимости от переменной θ^* можно объяснить тем, что продукты развала (кластеры) предпочитают испускаться в основном в плоскости, перпендикулярной спину J . Для $\theta^* = 0$ (вылет вдоль оси пучка) спин J всегда перпендикулярен оси пучка и, следовательно, угол $\psi = 0$ (вылет кластеров в противоположных направлениях) является предпочтительным направлением вылета.

Таким образом, возможности параметризовать экспериментальные распределения полиномом Лежандра позволяют без использования модельных представлений не только определить величину спина резонанса, но и получить важную информацию о механизме ядерной реакции. Например, используя закон сохранения углового момента $l_i = l_f + J$ и экспериментально

измеренную связь $\xi = l_f/J$, можно получить значение спина J . Здесь l_i и l_f — угловые моменты входного и выходного каналов реакции, значения которых определяются из расчетов касательных (грейзинг) угловых моментов входного и выходного каналов реакции.

Систематические измерения угловых корреляций являются мощным средством не только для определения спинов резонансов (и, как следствие, четностей), но и для изучения динамики ядерных реакций, поскольку предоставляется возможность экспериментально определять величину переданного углового момента J в реакции.

Особенно важны переднеугловые измерения угловых корреляций, которые являются наиболее чувствительными к величине переданного углового момента J . Это связано с тем, что максимальные угловые моменты l_i реализуются в основном в периферийных столкновениях, продукты реакций в которых испускаются под малыми углами.

7. ЗАГРУЗКИ ДЕТЕКТОРОВ

7.1. Загрузки упругим рассеянием ^{11}B

Высокая интенсивность первичного пучка ^{11}B на мишени приводит к значительным нагрузкам детекторов упругим рассеянием, особенно под малыми углами. Предельно допустимое значение нагрузок (порядка 10^3 c^{-1}) определяет минимально возможный угол размещения детекторов вблизи оси пучка. На рис. 5 показаны угловые распределения упругого рассеяния ^{11}B с

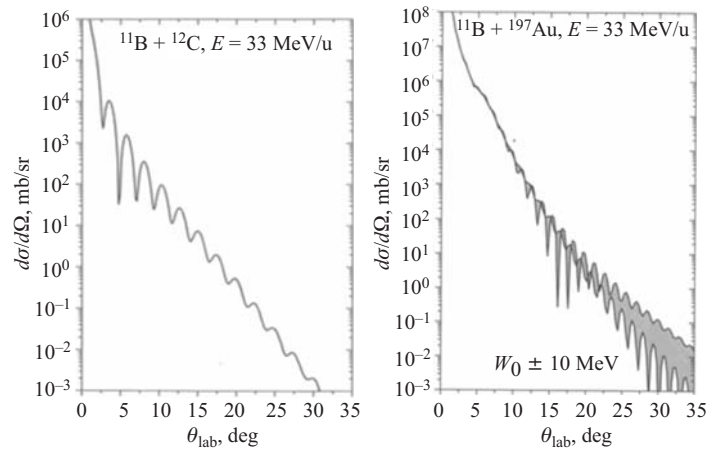


Рис. 5. Угловые распределения упругого рассеяния ^{11}B на ядрах ^{12}C и ^{197}Au в лабораторной системе координат

энергией 33 МэВ/А в лабораторной системе координат на ядрах углерода ^{12}C и золота ^{197}Au . Из рисунка видно, что при интенсивности 10^8 c^{-1} первичного пучка ^{11}B загрузки будут достигать порядка 10^3 c^{-1} (в ближайший к пучку стрип), спадая до 10 c^{-1} (в последний стрип), при угловом захвате телескопа $\theta = 6\text{--}12^\circ$. В реальности из-за конечного (ненулевого) размера пучка и ненулевой толщины мишени загрузки детекторов могут быть на порядки выше при той же исходной интенсивности пучка. По этой причине минимальный угол сближения детекторов с осью пучка подбирают экспериментально по загрузке ближайшего к пучку стрипа.

7.2. Загрузки продуктами фрагментации ядра ^{11}B

Вторую значительную проблему представляют загрузки детекторов продуктами реакции ^{11}B (33 МэВ/А) + ^{12}C (или ^{197}Au). В прилагаемой таблице представлены скорости образования различных изотопов при фрагментации ядер пучка ^{11}B (интенсивность 10^8 c^{-1}) на ядрах мишеней ^{12}C и ^{197}Au . Из таблицы видно, что загрузки детекторов продуктами достигают десятки и сотни частиц в секунду.

Скорости образования продуктов в реакциях ^{11}B (33 МэВ/А) + ^{12}C (1 мг/см²) (а) и ^{11}B (33 МэВ/А) + ^{197}Au (1 мг/см²) (б), интенсивность пучка $I = 10^8 \text{ c}^{-1}$ (0,08 нА). Вычисления выполнены по программе LISE ++ [10]

Изотопы	Выходы в секунду		Изотопы	Выходы в секунду	
	а	б		а	б
^1H	44,3	7,16	^9Be	117	18,9
^2H	92	14,9	^{10}Be	54,5	8,82
^3H	48,8	7,91	^{11}Be	0,545	0,0882
^3He	49,4	8	^8B	6,89	1,11
^4He	104	16,9	^{10}B	115	18,6
^6He	17,6	2,85	^{11}B	10^8	10^8
^8He	0,403	0,0653	^{12}B	1,15	0,186
^6Li	116	18,8	^9C	0,0689	0,0111
^7Li	82,9	13,4	^{10}C	0,398	0,0645
^8Li	28,7	4,64	^{11}C	1,15	0,186
^9Li	6,57	1,06	^{12}C	0,545	0,0882
^7Be	49,3	7,99	^{13}C	0,17	0,0275

7.3. Случайные совпадения

При высоких загрузках детекторов паразитными частицами (пучок и продукты) количество событий случайных совпадений может значительно превосходить число истинных совпадений (кластер-кластерные корреляции).

Оценим число случайных совпадений при заданных ($N = 10^3 \text{ с}^{-1}$) загрузках детекторов паразитными частицами:

$$N_{12} = N_1 \cdot N_2 \cdot 2\tau = 10^3 \cdot 10^3 \cdot 2 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6} = 1 \text{ с}^{-1} = 3,6 \cdot 10^3 \text{ ч}^{-1}.$$

Здесь N_1 и N_2 — интенсивности загрузок первого и второго телескопов, работающих в совпадении, а τ — временные ворота совпадений.

Из сравнения интенсивности истинных совпадений (например, для углеродной мишени (см. п. 3)), равной 36 ч^{-1} , и интенсивности случайных совпадений, равной $3,6 \cdot 10^3 \text{ ч}^{-1}$, следует, что загрузки детекторов фоновыми частицами в 100 раз превосходят загрузки от эффекта. Это существенно усложняет проблему выделения истинных событий из мощного фона случайных совпадений. На практике для решения этой задачи применяют дополнительные электронные методы сортировки событий, используя времяамплитудную регистрацию совпадений. Во временном спектре истинные совпадения формируют пик, который можно достаточно надежно отсортировать от сплошного спектра случайных совпадений.

8. ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ КЛАСТЕРОВ С СУЩЕСТВЕННЫМ ОСЛАБЛЕНИЕМ ПОТОКА ФОНОВЫХ ЧАСТИЦ

Анализ кинематики развала ядер при достаточно высоких кинетических энергиях показывает, что оба продукта испускаются с высокими кинетическими энергиями и малыми относительными углами разлета. Концентрация обоих кластеров в узком переднем конусе предоставляет тем самым уникальную возможность не только существенно повысить эффективность детектирования в совпадении обоих партнеров, но и на порядок улучшить измерения относительной энергии кластеров, используя магнитную спектрометрию продуктов развала. На рис. 6 схематически показана скоростная диаграмма коррелированных фрагментов развала ядра $^{11}\text{В}$. Фрагменты He и Li , испускаемые в противоположных направлениях в системе центра масс распадающегося ядра $^{11}\text{В}$, формируют две сферы скоростей, центры которых находятся на траектории первичного ядра $^{11}\text{В}^*$ в точке развала. Телесный угол магнитного спектрометра в лабораторной системе координат, определяемый коллиматором (рис. 6, *а*), отбирает на сферах только ограниченную часть интенсивности кластеров Li и He . После анализа по магнитной жесткости спектрометром оба кластера пространственно разделяются и попадают в различные области фокальной плоскости анализатора (рис. 6, *б*). В промежутке между широкими импульсными распределениями кластеров показаны узкие спектры ядер Li и He , скорости которых соответствуют скорости первичного пучка ядер $^{11}\text{В}$. Установив позиционно-чувствительный детектор в фокальной плоскости

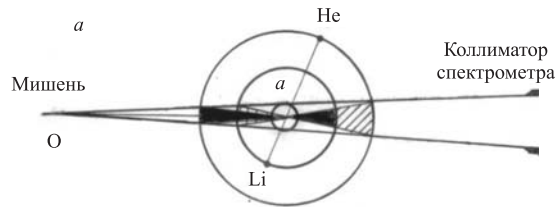


Диаграмма скоростей коррелированных кластеров Li и He

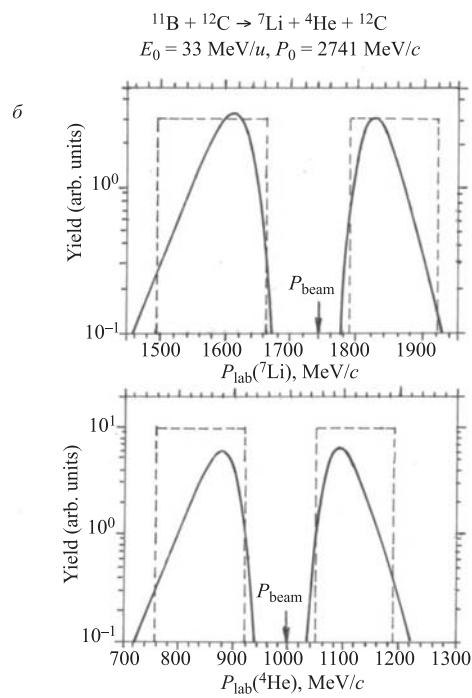


Рис. 6. а) Окружностями показана скоростная диаграмма коррелированных He- и Li-кластеров в системе центра масс ^{11}B . Заштрихованные части окружностей, которые определяются телесным углом спектрометра (его коллиматором), показывают проекцию интенсивности кластеров в лабораторной системе координат. б) Импульсные распределения кластеров He и Li в фокальной плоскости после анализа магнитным полем спектрометра. Штриховым прямоугольником показаны расчетные данные по трехтельной кинематике, а сплошной линией — расчетные данные по трехтельной DWBA-модели. Стрелкой P_{beam} отмечены позиции импульсов He и Li, скорости которых соответствуют скорости первичного пучка ^{11}B

спектрометра, можно с высокой точностью измерить энергии обоих кластеров в совпадении благодаря высоким точностям, получаемым в измерениях магнитного поля анализатора и координат попадания частиц в детектор. Из рис. 6, б видно, что продукты развала имеют довольно широкие импульсные распределения, поэтому для эффективного измерения совпадений кластеров требуется, чтобы магнитный анализатор имел импульсный акцептанс, сравнимый с суммарным интервалом импульсных распределений обоих продуктов развала. Предлагаемое методическое улучшение [11] позволяет измерять прецизионно (десятки кэВ) спектральную функцию кластерных возбуждений, превосходя на порядок точности измерения, обеспечиваемые существующими детекторами. К тому же магнитный анализ продуктов в сотни-тысячи раз снижает поток фоновых частиц в фокальной позиции, где размещаются детекторы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bennett S. J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 332. P. 476–482.
2. *Winfield J. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 396. P. 147–164.
3. *Anne R. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1988. V. 34. P. 295.
4. *Herault J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1991. V. 61. P. 156.
5. *Costanzo E. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 295. P. 373–376.
6. *Costanzo E. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 49. P. 985–990.
7. *Mason J. E. et al.* // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. P. 2870–2878.
8. *Rae W. D. M., Bhowmik R. K.* // Nucl. Phys. A. 1984. V. 420. P. 320–350.
9. *Rae W. D. M. et al.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 156. P. 167.
10. LISE++; <http://www.nscl.msu.edu/bazin/LISE.html>
11. *Utsunomiya H. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 278. P. 744.

Получено 23 января 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 20.06.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,31. Уч.-изд. л. 1,54. Тираж 310 экз. Заказ № 55812.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/