

ПРЯМЫЕ РЕАКЦИИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В. Е. Бунаков^{а, 1}, Ю. Э. Пеннонжкевич^б

^а Петербургский институт ядерной физики Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт», Гатчина, Россия

^б Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Показано, что все характеристики быстрых α -частиц с энергиями, близкими к двухтелному кинематическому пределу, возникающих при столкновении тяжелых ионов, хорошо объясняются в теории прямых реакций срыва и замещения (knock-on). Обнаруженные недавно частицы с энергией, превышающей этот предел, интерпретируются как результат прямого процесса нового типа — прямого квазиделения.

It is shown that all the features of the fast α -particles with energies close to the two-body kinematic limit, emerging in heavy-ion collisions, are well explained by the direct reaction theory of stripping and knock-on. The recently found particles with energies exceeding this limit are interpreted as a result of the newly discovered reaction process, namely direct quasi-fission reaction.

PACS: 25.70.Jj; 25.70.Gh; 27.90.+b

Еще в статье [1] отмечалось, что в столкновениях ионов ^{12}C и ^{14}N с мишенью ^{197}Au возникали быстрые α -частицы, что невозможно было объяснить испарением из составного ядра. В работах [2, 3] показано, что быстрые α -частицы в подобных столкновениях налетающего иона $I = \alpha + t$, состоящего из α -частицы и тяжелого остатка t , с ядром-мишенью T возникают в совпадениях с возбужденными ядрами $B = T + t$. Такие реакции называли «неполным слиянием» (incomplete fusion), или «массивной передачей» (massive transfer). При этом быстрыми назывались все α -частицы, которые не описывались испарением из составного ядра. А описывался такой процесс полуэмпирическими формулами с использованием температурных параметров [4] или двухступенчатым процессом развала налетающего иона с последующим поглощением остатка t ядром-мишенью T [5].

В отличие от этих работ в экспериментах ЛЯР ОИЯИ [6, 7] (см. также обзор [8]) удалось измерить самую высокоэнергичную часть спектра α -частиц, возникающих в реакциях с ионами Ne и Ag на различных мишенях. При этом выяснилось, что быстрые α -частицы, вылетающие преимущественно в направлении падающего пучка, могут уносить практически всю энергию налетающего иона (с учетом величины Q эндотермической двухчастичной реакции $I + T \rightarrow \alpha + B$). Это значит, что максимальная

¹E-mail: vadim.bunakov@mail.ru

энергия α -частиц в этих реакциях практически достигала двухтельного кинематического предела

$$E_{\alpha}^{(2)} = E_I - E_R - Q,$$

где E_R — энергия отдачи ядра B .

Ясно, что ни одна теоретическая модель, использующая понятие температуры, не может в принципе объяснить появление α -частиц, уносящих всю энергию налетающей частицы. Любое понятие температуры связано с процессом разделения начальной энергии среди нуклонов любого движущегося источника вплоть до установления некоего теплового равновесия — так и вводится понятие температуры. А чтобы родить из такого состояния частицу с энергией у кинематического предела, надо, чтобы распределенная по всем нуклонам энергия возбуждения собралась в результате столкновений на одной α -частице. Если же добавить сюда требование, чтобы возникшая таким чудом быстрая частица приобрела импульс в направлении налетевшего снаряда, то будет видна полная бессмысленность такого рассмотрения.

Для объяснения передачи быстрой α -частице практически всей энергии и импульса налетающего иона требуется механизм, напрямую связывающий входной канал реакции с выходным без промежуточных ступеней, приводящих к распределению входных энергии и импульса по добавочным степеням свободы. Такой механизм нам давно известен (и, похоже, уже основательно забыт). Это прямые реакции, наиболее ярким примером которых является реакция дейтронного срыва (d, p). Это, конечно, периферический процесс. При энергиях дейтрона выше кулоновского барьера он идет лишь при больших прицельных параметрах, ибо при лобовых соударениях дейтрон неизбежно застрянет в мишени, образуя компаунд-ядро. А при срыве он скользит по периферии мишени, оставляя там нейтрон. Протон же часто назывался нуклоном-спектатором (зрителем), который почти не чувствует ядерного поля мишени. Вся роль его сводится к тому, чтобы, продолжая двигаться по траектории налетающего дейтрона, унести не только его кинетическую энергию и импульс, но также и избыточную энергию из образовавшейся системы (мишень + нейтрон в связанном состоянии). В теории срыва рассчитывается в первом борновском приближении вероятность передачи избыточной энергии от нейтрона, перешедшего в связанное состояние конечного ядра, улетающему протону.

Поэтому не удивительно, что практически одновременно с появлением первых экспериментальных данных [6, 7] возникло объяснение [9] этих результатов в теории прямых ядерных реакций. По мере появления новых экспериментальных данных производилось и дальнейшее уточнение теории [10–14]. Вначале [9–10] рассматривалась возможность описания механизма выхода быстрых α -частиц как реакции срыва тяжелого остатка t с налетающего иона $I = \alpha + t$, приводящего к образованию ядра $B = T + t$. В случае срыва нейтрона с дейтрона расчет сечения производится в борновском приближении искаженных волн (DWBA), когда волновые функции налетающего дейтрона и улетающего протона рассчитываются в соответствующих оптических потенциалах. В случае тяжелых ионов параметры оптических потенциалов до сих пор практически не изучены. Поэтому вместо малоосмысленной подгонки численных расчетов под эксперимент были получены аналитические выражения для качественного анализа данных. При этом использовалось борновское приближение плоских волн и тот факт, что из-за сильного поглощения реакция передачи происходит в далеких

периферических столкновениях на радиусе $r_{iT} = R$, слегка превышающем сумму радиусов половинной плотности $R_T + R_I$ во входном канале.

Вскоре, однако, выяснилось [7], что выходы быстрых α -частиц зависят от энергии отделения α в ядре-мишени (рис. 1). Для того чтобы объяснить эту зависимость от свойств мишени, было проведено [11, 12] теоретическое рассмотрение еще одного механизма прямых реакций — реакции прямого замещения (knock-on reaction). В этой реакции налетающий ион взаимодействует с α -частицей ядра-мишени и замещает ее в этом ядре, образуя новую систему $B = C + I$, где $C = (T - \alpha)$ — тяжелый остов мишени. Высвободившуюся при этом энергию (а также свой импульс) он передает улетающей α -частице. Следует подчеркнуть, что процесс прямого замещения принципиально отличается от процесса выбивания α -частицы из мишени налетевшим ядром, поскольку в нем α -частица может получить практически всю кинетическую энергию иона I (а в упругом столкновении только ее часть из-за неравенства масс $M_I \gg m_\alpha$).

Для сечения образования быстрых α -частиц в реакциях прямого замещения в работах [11, 12] в борновском приближении плоских волн было получено приближенное выражение:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sum_{\lambda} S_f^{\lambda}(E^*) |\varphi_i(r_{\alpha C} = R)|^2 |\varphi_f^{\lambda}(r_{TC} = R)|^2 \exp \left\{ -\frac{C_{\lambda}^2(\theta)}{\gamma R} \right\}. \quad (1)$$

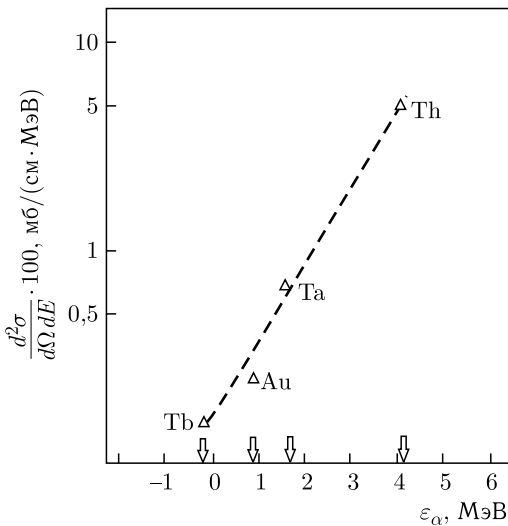


Рис. 1. Сечение испускания α -частиц с энергией 100 МэВ под нулевым углом для налетающих ионов ^{22}Ne с энергией 178 МэВ как функция энергии отделения α -частицы от ядра-мишени

компоненту φ_f^{λ} , описывающую относительное движение кластеров $(T - \alpha)$ и I с угловым моментом λ в конечном ядре B . Эта величина пропорциональна отношению $\rho_{\lambda}(E^*)$ — плотности состояний конечного ядра B с энергией возбуждения E^* и угловым мо-

В это выражение входит волновая функция относительного движения α -частицы на далекой периферии ядра-мишени $\varphi_i(r_{\alpha C} = R)$ глубоко под барьером кулоновского потенциала V_α . Поэтому можно записать в квазиклассическом приближении:

$$|\varphi_i(r_{\alpha C} = R)|^2 \sim \exp(-b\epsilon_\alpha), \quad (2)$$

где $b = \sqrt{(2\mu_{\alpha C})/(\hbar^2 V_\alpha(R))}(R - R_{\alpha 0})$, а $R_{\alpha 0}$ — внутренняя точка поворота для подбарьерного движения α -частицы в потенциале V_α ядра-мишени. Таким образом, в случае реакции прямого замещения можно объяснить экспериментальную зависимость сечения от энергии отделения α -частицы от ядра-мишени (см. рис. 1).

Интеграл перекрытия $S_f^{\lambda}(E^*) = \left| \langle \varphi_f^{\lambda} | \psi_B(E^*) \rangle \right|^2$ определяет вероятность найти в состоянии $\psi_B(E^*)$ ядра B ком-

ментом (спином) λ к полной плотности $\rho(E^*)$:

$$S_f^\lambda(E^*) \sim \frac{\rho_\lambda(E^*)}{\rho(E^*)} \sim \exp\left\{-\frac{\lambda(\lambda+1)}{2\sigma^2}\right\}. \quad (3)$$

В конечном состоянии ядра B волновая функция $\varphi_f(r_{IC} = R)$ относительного движения налетающего иона I и остова $C = (T - \alpha)$ для быстрых α -частиц описывает движение кластера I глубоко под барьером потенциала V_{IC} , состоящего из суммы притягивающего ядерного и отталкивающих кулоновского и центробежного потенциалов. Поэтому в квазиклассическом приближении

$$|\varphi_f^\lambda(r_{IC} = R)|^2 \sim \exp(-aE_\alpha), \quad (4)$$

где $a = \sqrt{(\mu_{IC})/(2\hbar^2 V_{IC}(R))}(R - R_0)$, а R_0 — внутренняя точка поворота, практически равная сумме радиусов половинной плотности ядер T и I . $V_{IC}(R)$ — суммарный ядерный, кулоновский и центробежный потенциал взаимодействия кластеров $C = (T - \alpha)$ и I на радиусе поглощения. Таким образом, прямые реакции объясняют экспоненциальный спад спектра с ростом энергии вылетающих α -частиц (см. рис. 2).

В последнем множителе выражения (1) для сечения

$$\exp\left\{-\frac{C_\lambda^2(\theta)}{\gamma R}\right\} \quad (5)$$

величина $\gamma = \alpha/(R - R_0)$, а определяющая угловое распределение α -частиц величина

$$C_\lambda(\theta) = L_I - l_\alpha \cos \theta - \lambda \quad (6)$$

отражает закон сохранения углового момента в реакции. Угловой момент налетающего иона L_I связан с его волновым вектором k_I формулой $L_I = k_I R$ в приближении плоских волн или формулой $L_I = k_I R \{1 - V_I(R)/2E_I\}$ в более реалистичном эйкональном приближении. Угловой момент, уносимый быстрой α -частицей $l_\alpha = k_\alpha R$, а λ — угловой момент, остающийся в ядре B .

Множитель $\cos \theta$ в формулах (5), (6) показывает, что α -частицы вылетают преимущественно под углом 0° , как и следовало ожидать в периферическом прямом процессе и как наблюдается в эксперименте. Ясно, что в сумму по λ в выражении (1) будут вносить основной вклад состояния ядра B с угловым моментом (спином), удовлетворяющим закону сохранения

$$\lambda = L_I - l_\alpha. \quad (7)$$

Пока вносимый в ядро B угловой момент λ удовлетворяет равенству (7), множитель (5) не влияет на спектр α -частиц. Казалось бы, увеличение угла вылета в (6) просто приводит к тому, что основной вклад в сечение будут вносить большие значения $\lambda_g > (L_I - l_\alpha)$ спина ядра B . Однако с увеличением λ усилится подавление сечения из-за экспоненты в величине S_f^λ формулы (3).

Угловой момент L_I всегда намного превышает величину l_α . А ядро B при фиксированной энергии возбуждения E^* не может принять угловой момент, превышающий значение $l_{\max}(E^*)$, определяемое условием

$$E^* = \frac{\hbar^2}{2J} l_{\max}^2, \quad (8)$$

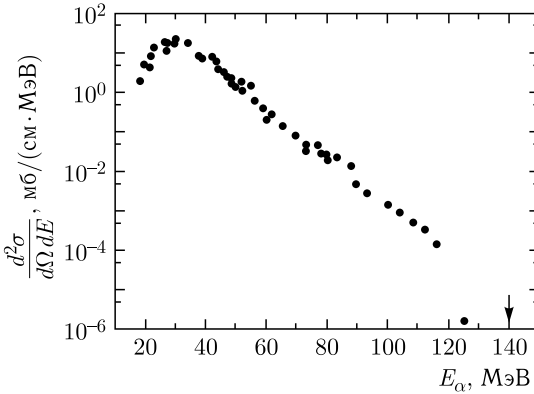


Рис. 2. Спектр α -частиц, испускаемых под нулевым углом в реакции ($^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$) при энергии налетающих ионов 178 МэВ. Стрелкой обозначен кинематический предел $E_\alpha^{(2)}$

где J — момент инерции ядра. Поэтому с увеличением энергии α -частицы (т.е. с уменьшением E^*) всегда возникает ситуация, когда $\lambda(E^*)$ делается больше $l_{\max}(E^*)$. Тогда даже под углом 0° величина $C_\lambda(\theta = 0^\circ)$ отличается от нуля и скорость экспоненциального спада спектра с ростом E_α возрастает. Заселяться при этом будут состояния ядра B с угловыми моментами меньше или равными $l_{\max}(E^*)$, вклады которых в сечение (1) будут экспоненциально подавляться факторами (5). Поэтому немного не доходя до кинематического предела $E_\alpha^{(2)}$, можно ожидать увеличения скорости спада спектра α -частиц, связанного с тем, что к экспоненте соотношения (4) добавляется экспонента соотношения (5) с ненулевыми значениями $C_\lambda(0)$. Это теоретическое предсказание, сделанное еще в работе [9], было подтверждено экспериментально [8, 16] (рис. 2) для реакции ($^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$), в которой удалось подробнее изучить спектр в окрестностях $E_\alpha^{(2)}$. В этом случае $E_\alpha^{(2)} = 140$ МэВ, а резкий обрыв спектра (см. рис. 2) происходит при $E_\alpha \approx 125$ МэВ. В соответствии с выражением (8) это означает, что ядро B находится в ираст-состоянии (yrast state) с моментом $l \approx 50\hbar$. Аналогичный результат дали расчеты [12] по методу искаженных волн с использованием трехмерных квазиклассических волновых функций [17].

В обзоре [8] говорится, что все кинематические пределы с вылетом трех тел $E_\alpha^{(3)}$ оказываются меньше двухтелных $E_\alpha^{(2)}$. Строго говоря, это не совсем правильно. Во всех измеренных случаях ядра $B = T + t$, остающиеся после вылета быстрых α -частиц, были потенциальными α -распадчиками. Поэтому разность $E_\alpha^{(3)} - E_\alpha^{(2)}$, равная энергии отделения α -частицы, всегда была положительной. Однако периоды полураспада у этих ядер были очень велики. Даже у ядра ^{250}Cf , образующегося в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$, период полураспада 13,08 лет. В прямых реакциях быстрые α -частицы остаются в поле ядра $B = T + t$ в течение времени порядка $\tau \sim 10^{-22}$ с. Поэтому на их энергии никак не может сказаться тот факт, что через промежуток времени, на много порядков превышающий τ , оставшееся ядро B распадется.

В последнее время в ЛЯР ОИЯИ возобновились исследования реакций с тяжелыми ионами, приводящих к появлению быстрых α -частиц [18–21]. Использование для

регистрации частиц, вылетающих под нулевым углом вперед, широкодиапазонного магнитного анализатора МСП-144 (установка МАВР) позволило работать с пучками высокой интенсивности (до $5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$) и, таким образом, измерять энергетические спектры частиц вплоть до энергий, выход которых составлял $10^{-6} - 10^{-8}$ от максимального. Это позволило изучить спектры α -частиц в непосредственной окрестности двухтельных кинематических пределов $E_\alpha^{(2)}$ для реакций $^{181}\text{Ta}(^{48}\text{Ca}, \alpha)^{225}\text{Pa}$, $^{197}\text{Au}(^{48}\text{Ca}, \alpha)^{241}\text{Bk}$, $^{181}\text{Ta}(^{56}\text{Fe}, \alpha)^{233}\text{Bk}$, $^{238}\text{U}(^{48}\text{Ca}, \alpha)^{282}\text{Ds}$, $^{238}\text{U}(^{56}\text{Fe}, \alpha)^{290}\text{Lv}$ при энергиях налетающих относительно легких ионов около 6 МэВ/нуклон. Главным и самым удивительным результатом этих экспериментов было наблюдение α -частиц с энергией, превосходящей двухтельный предел $E_\alpha^{(2)}$. Это превышение наблюдалось для всех ядер-остатков, кроме Pa. В предыдущих экспериментах ЛЯР подобного превышения не наблюдалось. Особенно хорошо была изучена окрестность $E_\alpha^{(2)}$ в реакции $^{181}\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, \alpha)^{199}\text{Tl}$ (см. рис. 2).

Появление α -частиц с энергиями выше $E_\alpha^{(2)}$ означает, что возникающее при этом тяжелое ядро распадается в процессе прямой реакции с выделением энергии. Возникает вопрос, почему образующиеся в реакции ядра Tl и Pa не распадаются, а более тяжелые Bk, Ds и Lv могут распадаться во время реакции. Ответ на него напрашивается: параметр делимости Z^2/A для первых двух ядер равен 32,9 и 36,8 соответственно, а для остальных меняется от 39,4 до 46,4. По-видимому, делительные барьеры (даже увеличенные за счет больших угловых моментов) для ядер Bk, Ds и Lv оказываются настолько низкими, что возникающие тяжелые ядра начинают делиться уже в процессе прямой реакции.

Отличие от формулы (1) теперь фактор $S_f^\lambda(E) = |\langle \varphi_f^\lambda | \psi_{\text{fiss}}(E) \rangle|^2$ определяет степень сходства состояний $\psi_{\text{fiss}}(E)$ уже начавшего делиться ядра B и волновой функции φ_f^λ , описывающей относительное движение кластеров $(T - \alpha)$ и I в конечном ядре B . Для того чтобы понять, когда этот фактор делается максимальным, воспользуемся результатами макроскопической динамической модели Святецкого [22, 23]. В этой модели процесс слияния двух ядер проходит через несколько стадий, каждой из которых соответствует своя конфигурация. Вначале при энергии, равной кулоновскому барьеру, возникает *контактная конфигурация*. Поверхности ядер соприкасаются, и начинается рост шейки, соединяющей их. Это конфигурация «диядра» (двойной ядерной системы). Если придать системе добавочную энергию E_{xx} , называемую «экстрапушем» (extra push), то система переходит в *конфигурацию «условного равновесия»*. Это уже конфигурация системы, объединившейся энергетически в моноядро, но в которой только начинается интенсивный обмен массой и зарядом. с этой конфигурации начинается процесс, называемый «быстрым делением» (fast fission). На этой стадии составное ядро может не образоваться, и система с большой вероятностью может уйти в канал «квазиделения» (quasi-fission) с вылетом двух делительных осколков, близких по массе и заряду к ионам входного канала. Наконец, получив добавочную энергию E_{xx} («экстра-экстрапуш»), система переходит в конфигурацию безусловного равновесия, т. е. оказывается в седловой точке деления слившегося составного ядра.

Понятно, что максимальную величину наш фактор S_f^λ приобретает в конфигурации условного равновесия. Точнее, в состоянии быстрого квазиделения, поскольку с точки зрения энергетики в области энергий $E_\alpha > E_\alpha^{(2)}$ мы имеем дело уже с оскол-

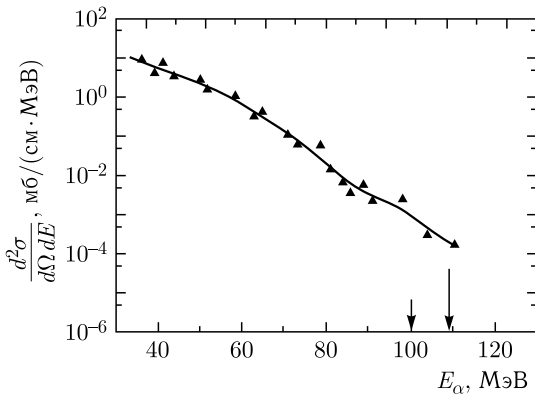


Рис. 3. Спектр α -частиц из реакции $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии 320 МэВ. Короткая стрелка — двухтельный кинематический предел $E_{\alpha}^{(2)}$. Длинная стрелка — трехтельный предел для реакции с испусканием второй α -частицы с нулевой энергией

предел $E_{\alpha}^{(2)}$ наблюдались бы для всех образующихся в реакции ядер B с зарядом $Z \geq 58$, для которых энергия отделения α -частиц положительна (а не $Z \geq 97$, как это оказывается в эксперименте). Более того, из рис. 3 видно, что в реакции $^{181}\text{Ta}(^{56}\text{Fe}, \alpha)^{233}\text{Bk}$ были зарегистрированы быстрые α -частицы с энергией, соответствующей, как написано в [20], «испусканию (туннелированию) второй α -частицы с нулевой энергией». Даже из классической механики следует, что α -частица с нулевой энергией отделения (и нулевой скоростью) никак не способна вылетать из ядра даже в отсутствие кулоновского барьера. Следовательно, сечение такого события должно просто равняться нулю, а не конечной величине, как видно на рис. 3. Поэтому α -распадом тяжелого ядра B совершенно невозможно объяснить появление первичных α -частиц с энергией выше $E_{\alpha}^{(2)}$.

А вот в совпадениях с быстрыми первичными α -частицами в области вблизи от $E_{\alpha}^{(2)}$ эти вторичные α -частицы могут появиться как продукт распада образовавшегося в реакции ядра B , поскольку для большинства тяжелых и сверхтяжелых ядер α -распад преобладает над делением. Вообще в совпадениях с самыми быстрыми α -частицами должны наблюдаться как близкие к зарядам и массам входного канала фрагменты квазиделения, так и продукты распада тяжелых и сверхтяжелых ядер B . При этом с частицами при энергиях выше $E_{\alpha}^{(2)}$ должны совпадать лишь снарядоподобные частицы от канала прямого квазиделения. К сожалению, этот же канал может вносить вклад и для первичных α -частиц с энергией меньше $E_{\alpha}^{(2)}$ (за счет квазиделения с более высокой энергией разлета фрагментов или за счет потери энергии улетающей первичной α -частицы в неупругом взаимодействии). Для оценки относительных вкладов продуктов распада тяжелых и сверхтяжелых образующихся ядер B

ками деления, а не с еще не разделившимся ядром B . А по зарядам и массам эти осколки должны быть близки к системе кластеров T и t для того, чтобы интеграл перекрытия S_f^{λ} был максимальным.

В принципе, как уже упоминалось, образующиеся в реакции тяжелые ядра могут также испытывать α -распад. Именно вылетом вторичных α -частиц с глубоко подбарьерными энергиями и объясняется в работе [20] появление первичных быстрых α -частиц за кинематическим пределом $E_{\alpha}^{(2)}$. Однако выше уже указывалось, что даже при минимальной задержке с вылетом вторичной α -частицы, обусловленной прохождением под кулоновским барьером, первичная α -частица покидает область взаимодействия за время порядка $10^{-22} - 10^{-21}$ с, и на ней никак не может сказаться тот факт, что оставшееся ядро B когда-нибудь позже распадется. Если бы это было не так, то выходы первичных α -частиц за

и продуктов квазиделения необходимо попытаться измерить массовые и зарядовые распределения продуктов реакции в совпадении с наиболее высокоэнергичными α -частицами, вылетающими под передними углами. Эти же измерения позволят судить, насколько хорошим источником синтеза тяжелых и сверхтяжелых ядер могут быть реакции с вылетом высокоэнергичных α -частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Britt H. C., Quinton A. R.* Alpha Particles and Protons Emitted in the Bombardment of Au¹⁹⁷ and Bi²⁰⁹ by C¹², N¹⁴, and O¹⁶ Projectiles // *Phys. Rev.* 1961. V. 124. P. 877–887.
2. *Inamura T., Ishihada M., Fukuda T., Shimoda T.* Gamma-Rays from an Incomplete Fusion Reaction Induced by 95 MeV ¹⁴N // *Phys. Lett. B.* 1977. V. 68. P. 51–54.
3. *Siwek-Wilczynska K., du Marchie van Voorthuysen E. H., van Popta J., Siemssen R., Wilczynski J.* Incomplete Fusion in ¹²C + ¹⁶⁰Gd Collisions Interpreted in Terms of a Generalized Concept of Critical Angular Momentum // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42. P. 1599–1602.
4. *Wilczynski J., Siwek-Wilczynska K., van Driel J., Gonggrijp S., Hageman D. C., Janssens R. V., Luksaiak J., Siemssen R.* Incomplete-Fusion Reactions in the ¹⁴N + ¹⁵⁹Tb System and a “Sum-Rule Model” for Fusion and Incomplete-Fusion Reactions // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 45. P. 606–609.
5. *Udagawa T., Tamura T.* Breakup-Fusion Description of Massive Transfer Reactions with Emission of Fast Light Particles // *Ibid.* P. 1311–1314.
6. *Gierlik E., Kalinin A. M., Kolpakchieva R., Oganessian Yu. Ts., Penionzhkevich Yu. E., Kharitonov Yu. P.* Measurements of the Maximum α -Particle Energy at Forward Angles in the Reaction ²²Ne + ¹⁹⁷Au // *Z. Phys. A.* 1980. V. 295. P. 295–297.
7. *Borcea C., Gierlik E., Kolpakchieva R. et al.* Alpha-Particle Energy Spectra Measured at Forward Angles in Heavy-Ion Induced Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 351. P. 312–320.
8. *Пенионжкевич Ю. Э., Герлик Э., Каманин В. В., Борча К.* Экспериментальное исследование эмиссии высокоэнергетических частиц в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях до 10 МэВ/нуклон // *ЭЧАЯ.* 1986. Т. 17, вып. 2. С. 165–223.
9. *Бунаков В. Е., Загребаев В. И., Коложвари А. А.* Реакции сброса легкой частицы при столкновении тяжелых ионов // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1980. Т. 44. С. 2331–2336.
10. *Бунаков В. Е., Загребаев В. И.* Прямые реакции с тяжелыми ионами как источник быстрых легких частиц // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1981. Т. 45. С. 1945–1952.
11. *Bunakov V., Zagrebaev V.* Direct Mechanisms of Fast Light Particle Formation in Heavy-Ion Collisions // *Z. Phys. A.* 1982. V. 304. P. 231–237.
12. *Бунаков В. Е., Загребаев В. И.* Реакции срыва, развала и неупругого развала тяжелого иона, сопровождаемые вылетом α -частиц // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1983. Т. 47. С. 2201–2207.
13. *Бунаков В. Е., Загребаев В. И.* Окологарьберная реакция неполного слияния // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1986. Т. 50. С. 972–975.
14. *Bunakov V., Zagrebaev V.* Light Particles Emission and Incomplete Fusion in Heavy-Ion Collisions // *Z. Phys. A.* 1989. V. 333. P. 57–69.
15. *Goldhaber C.* Statistical Models of Fragmentation Processes // *Phys. Lett. B.* 1974. V. 53. P. 306–308.
16. *Borcea C., Gierlik E., Kalinin A. M. et al.* Emission of High-Energy Charged Particles at 0° in Ne-Induced Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1982. V. 391. P. 520–532.
17. *Zagrebaev V.* Semiclassical Theory of Direct and Deep Inelastic Heavy-Ion Collisions // *Ann. Phys. (N. Y.).* 1990. V. 197. P. 33–93.

18. Пенионжкевич Ю. Э., Самарин В. В., Маслов В. А., Лукьянов С. М., Азнабаев Д., Борча К., Бутусов И. В., Исатаев Т., Мендибаев К., Скобелев Н. К., Стукалов С. С., Шахов А. В. Энергетические спектры альфа-частиц в реакции взаимодействия ^{56}Fe с ядрами Та и У при энергии 320 МэВ // ЯФ. 2021. Т. 84. С. 95–110.
19. Пенионжкевич Ю. Э., Лукьянов С. М., Маслов В. А., Самарин В. В., Азнабаев Д., Бутусов И. В., Исатаев Т., Мендибаев К., Стукалов С. С., Шахов А. В. Быстрые заряженные частицы в реакции взаимодействия ^{56}Fe с ядрами Ве, Та и У при энергии 400 МэВ // ЯФ. 2022. Т. 85. С. 104–112.
20. Пенионжкевич Ю. Э., Самарин В. В., Лукьянов С. М., Маслов В. А., Азнабаев Д., Исатаев Т., Мендибаев К., Стукалов С. С., Шахов А. В. Эмиссия высокоэнергетических альфа-частиц в реакциях взаимодействия ^{48}Ca с ядрами Та, Ау и У при энергии 280 МэВ // Там же С. 228–236.
21. Пенионжкевич Ю. Э. Особенности ядро-ядерных реакций с вылетом быстрых заряженных частиц. Новый подход к реакциям синтеза холодных ядер // ЭЧАЯ. 2022. Т. 53. С. 85–109.
22. *Swiatecki W.* The Dynamics of Nuclear Coalescence or Reseparation // Phys. Scripta. 1981. V. 24. P. 113.
23. *Bjornholm S., Swiatecki W.* Dynamical Aspects of Nucleus–Nucleus Collisions // Nucl. Phys. A. 1982. V. 301. P. 471–504.

Получено 4 октября 2022 г.