

ОСОБЕННОСТИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ВЫЛЕТОМ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ. НОВЫЙ ПОДХОД К РЕАКЦИЯМ СИНТЕЗА ХОЛОДНЫХ ЯДЕР

Ю. Э. Пеннонжкевич *

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматриваются основные характеристики ядро-ядерных реакций с вылетом высокоэнергетических частиц: энергетические спектры, полное сечение их образования, угловые распределения. Обсуждаются корреляции высокоэнергетических частиц с другими продуктами реакции. Обсуждаются возможности использования реакций с вылетом высокоэнергетических частиц для получения и изучения свойств холодных экзотических ядер. Описываются основные теоретические подходы для объяснения процесса испускания высокоэнергетических частиц в таких реакциях.

The main characteristics of nucleus–nucleus reactions with the emission of high-energy particles are considered: energy spectra, total cross section of their formation, angular distributions. Correlations of high-energy particles with other reaction products are discussed. The possibilities of reactions with the emission of high-energy particles for obtaining and studying the properties of cold exotic nuclei are shown. The main theoretical approaches to explanation of the emission of high-energy particles are described.

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

ВВЕДЕНИЕ

Реакции ядро-ядерных столкновений с вылетом быстрых частиц с максимально возможными энергиями привлекают внимание физиков их необычным механизмом. В энергетических спектрах этих частиц, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, наблюдаются две компоненты [1]. Одна из них — это испарительные частицы, вторая соответствует выходу частиц с высокими энергиями, с направленным вперед угловым распределением и с максимальной энергией, соответствующей скорости бомбардирующего иона (рис. 1)

Когда энергия частиц равна энергии, соответствующей кинематическому пределу для двухтельного канала реакции, образовавшиеся в вы-

* E-mail: pyuer@mail.ru

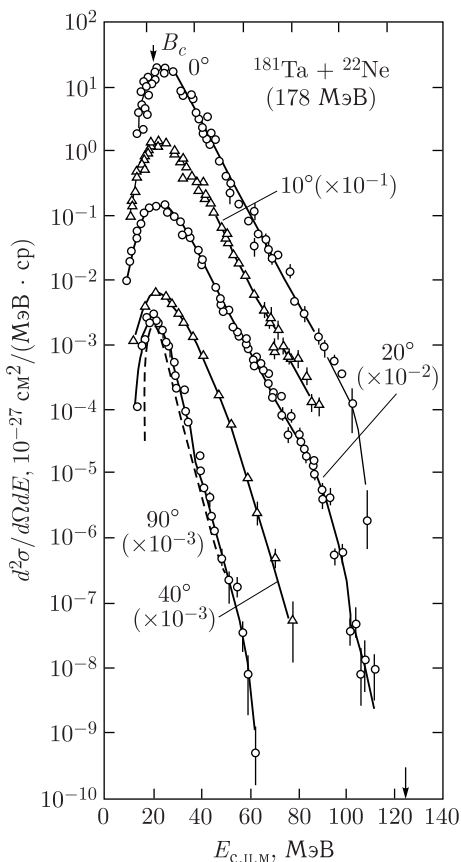


Рис. 1. Энергетические спектры α -частиц, измеренные под разными углами вылета, для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии $E = 178$ МэВ [1]

ходном канале два ядра находятся в основном состоянии. Если же наблюдается разница между экспериментальным и расчетным значениями граничной энергии, то она определяется угловым моментом остаточного тяжелого ядра, который зависит от энергии бомбардирующего иона и от типа испускаемой частицы. Исходя из этого, можно полагать, что реакции с испусканием быстрых частиц можно использовать для синтеза «холодных» экзотических ядер, в том числе и ядер сверхтяжелых элементов.

На рис. 2 представлены функции возбуждения для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{176}\text{Lu}$ [2]. Видно, что при энергии больше 180 МэВ с относительно большой вероятностью протекает реакция $(\alpha, 0n)$, т.е. после вылета

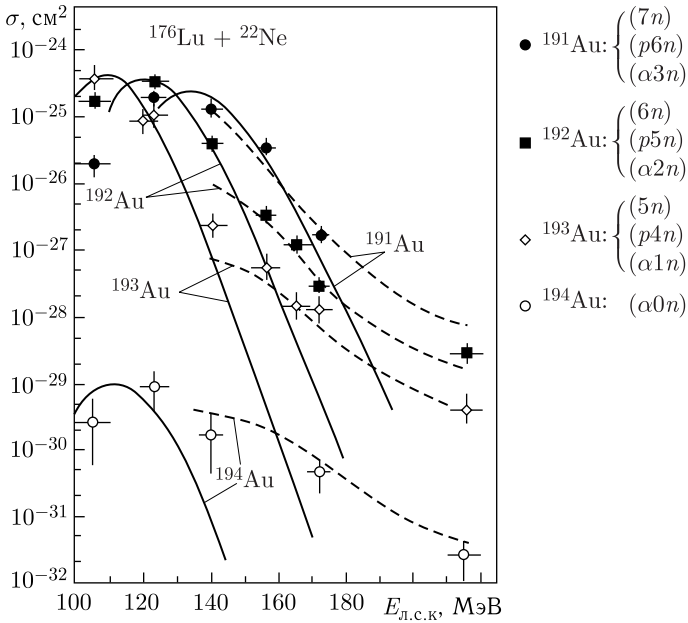


Рис. 2. Функции возбуждения для разных выходных каналов реакции ${}^{22}\text{Ne} + {}^{176}\text{Lu}$. Сплошные кривые — расчеты по статистической модели, штриховые — фитирование по экспериментальным точкам [2]

α -частица остается «холодное» ядро ${}^{194}\text{Au}$ с энергией возбуждения меньше энергии связи нейтрона в ядре.

Взаимодействие двух сложных ядер может сопровождаться вылетом большого количества α -частиц. Кроме α -частиц в таких процессах могут вылетать и более тяжелые заряженные частицы (изотопы гелия, лития, бериллия) [3–5] с энергиями, отличными от испарительных. Измерения сечений образования высокоэнергетических α -частиц показали, что они могут достигать величины половины полного сечения реакции. Интерпретация процесса, данная в работе [6], предполагающая развал налетающего ядра в поле ядра-мишени, не дает удовлетворительного согласия с экспериментом даже в случае, когда бомбардирующим является α -кластерное ядро C^{12} [7]. Из некоторых экспериментов следует, что образование α -частиц определяется входным каналом реакции [7]. В работе [8] сделана попытка показать, что высокоэнергетические частицы связаны с угловым моментом налетающего иона, который лежит в диапазоне, соответствующем реакциям передачи нуклонов между двумя взаимодействующими ядрами. Однако измерение совпадений α -частиц с продуктами реакций передачи [9] объясняет лишь 10–20% сечения их образования. В работе [5] показано, что вылет быстрых частиц происходит на первом этапе реакции до установления статистического равнове-

сия в оставшихся ядрах. Кроме того, было показано [2], что существует большая вероятность слияния оставшихся после вылета быстрой частицы двух взаимодействующих ядер (реакции неполного слияния).

Вопрос об источниках эмиссии легких частиц подробно обсуждается в работе [5]. Поэтому в настоящей работе остановимся лишь на систематике известных экспериментальных данных по эмиссии высокоэнергетических частиц в реакциях с тяжелыми ионами с целью выяснения механизма их образования, а также возможностей использования этих процессов для получения «холодных» ядер с необычными свойствами, в том числе ядер тяжелых элементов.

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В реакциях с тяжелыми ионами с массой до $A_p \leq 40$ с энергией до 20 МэВ/нуклон с большим сечением образуются α -частицы. В табл. 1 приведены значения относительных сечений образования α -частиц по отношению к полному сечению реакции для разных реакций.

Полное сечение реакции рассчитывалось в соответствии с выражением

$$\sigma_R = \pi R^2 \left(1 - \frac{V_k}{E_{\text{с.ц.м}}} \right), \quad (1)$$

где $R = r_0(A_t^{1/3} + A_p^{1/3}) + 0,5$ фм (A_t и A_p — массы мишени и иона; V_k — кулоновский барьер; r_0 — параметр ядерного радиуса, равный 1,2 фм). Из табл. 1 видно, что сечение образования α -частиц достигает значительной части полного сечения реакции. Выход этих частиц зависит от энергии налетающего иона и растет экспоненциально с ростом энергии иона [10]. В инклюзивных измерениях энергетических спектров α -частиц доволь-

Таблица 1. Отношение сечений образования α -частиц σ_α к полному сечению σ_R для разных энергий

Реакция	Энергия иона, МэВ	σ_α/σ_R	Литература
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	126	0,60	[1]
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	105	0,37	[1]
$^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$	126	0,63	[1]
$^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$	147	0,46	[1]
$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$	168	0,47	[1]
$^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$	168	0,44	[1]
$^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$	140	0,41	[11]
$^{40}\text{Ar} + ^{110}\text{Sn}$	274	0,49	[12]
$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	274	0,36	[12]
$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	340	0,44	[12]
$^{40}\text{Ar} + ^{181}\text{Ta}$	178	0,44	[3]

но трудно выделить все составляющие механизма реакции, которые включают в себя испарительные частицы, частицы из реакций передачи нуклонов, из развала ядра-снаряда, а также возможные предравновесные реакции [7].

Количество испарительных α -частиц растет линейно с ростом энергии возбуждения образовавшегося составного ядра [10].

На рис. 3 представлена зависимость выхода неравновесных α -частиц от энергии над кулоновским барьером сталкивающихся ядер, рассчитанная на один нуклон. Плавная кривая указывает на существование порога

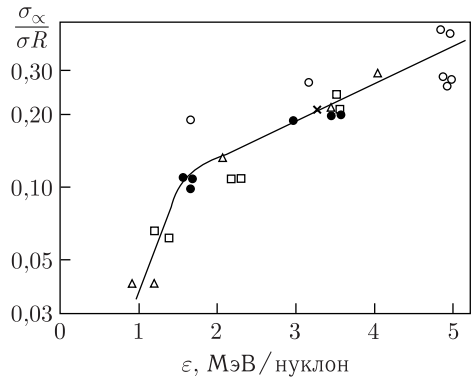


Рис. 3. Зависимость выхода α -частиц от энергии над кулоновским барьером ϵ для реакций налетающих ядер ^{12}C (треугольники), ^{16}O (светлые кружки), ^{22}Ne (квадраты) и ^{40}Ag (темные кружки) с различными ядрами мишени согласно табл. 1. Данные взяты из работы [5]

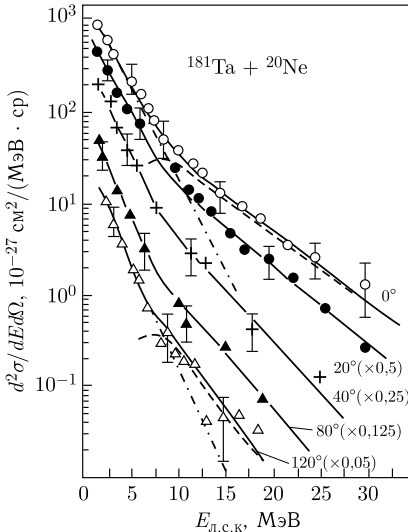


Рис. 4. Энергетические спектры нейтронов из реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ при разных углах вылета. Для углов 0 – 120° в спектрах наблюдаются две компоненты — равновесные (до энергии 10 МэВ) и неравновесные (выше энергии 10 МэВ) [11]

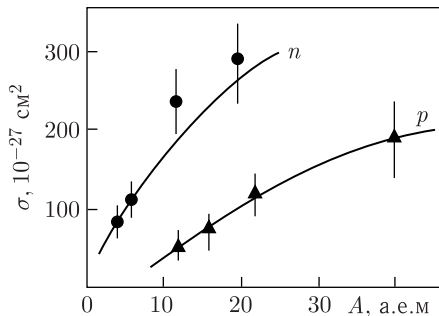


Рис. 5. Зависимость сечения образования нейтронов и протонов от массы бомбардирующего иона в реакции с разными ядрами мишени [11]

эмиссии таких частиц, после которого сечение их образования быстро растет, а начиная с энергии около 5 МэВ/нуклон остается на одном уровне. Таким образом, для испускания неравновесных α -частиц необходимо существование некоторой определенной скорости бомбардирующей частицы. С относительно большой вероятностью, начиная с некоторого значения пороговой энергии бомбардирующего иона, в прямых процессах образуются не только α -частицы, но и другие легкие заряженные частицы — d , t , изотопы He и более тяжелые ядра (Li, Be) [5, 12]. В работе [11] наблюдалось также образование высокоэнергетических нейтронов и протонов (см. рис. 4, 5).

В табл. 2 приведены значения сечений образования изотопов элементов от H до He, измеренные для реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ [5]. В этой же таблице даны расчетные сечения, полученные с помощью феноменологической модели «правила сумм». Эта модель основывается на предположении «массивной» передачи фрагмента ядра-снаряда ядру-мишени. Как

Таблица 2. Значения экспериментально измеренных сечений (10^{-27} см^2) образования различных изотопов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ [5] и их расчетные значения по модели «правила сумм»

Частица	Сечение, 10^{-27} см^2		Частица	Сечение, 10^{-27} см^2	
	$\sigma_{\text{эксп}}$	$\sigma_{\text{рас}}$		$\sigma_{\text{эксп}}$	$\sigma_{\text{рас}}$
p	12,2	22,5	^6Li	1,3	2,3
d	16,8	3,6	^7Li	3,5	5,2
t	11,0	3,02	^8Li	0,55	0,22
^3He	0,65	0,57	^9Li	0,066	0,47
α	460	270	^9Be	9,0	9,8
^6He	1,1	0,8	^{10}Be	6,5	5,5
^8He	0,002	0,0006			

видно из таблицы, имеется хорошее согласие в сечениях образования некоторых частиц (p , d , t , ${}^{3,4,6,8}\text{He}$), измеренных экспериментально и предсказанных моделью. Показано [13], что сечение образования легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами описывается так называемой Q_{gg} -систематикой, т.е. сечение испускания разных изотопов данного элемента пропорционально величине $\exp(Q_{gg}/T)$ (Q_{gg} — разность масс начальных и конечных ядер; T — температура образовавшейся системы). Во всех экспериментах с тяжелыми ионами наблюдался повышенный, по сравнению с другими заряженными частицами, в том числе и с протонами, выход α -частиц.

Большой интерес представляет информация о зависимости сечения эмиссии быстрых частиц от заряда вещества мишени Z_1 или бомбардирующей частицы Z_2 . В ЛЯР ОИЯИ на ускорителе У-400 с использованием магнитного анализатора МАВР были проведены эксперименты с мишенями из ядер ${}^{181}\text{Ta}$ и ${}^{238}\text{U}$ на пучках ${}^{48}\text{Ca}$ и ${}^{56}\text{Fe}$ [12, 25]. В этих экспериментах были измерены дифференциальные сечения вылета α -частиц под углом 0° . Результаты этих измерений представлены на рис. 6, 7.

Рис. 6. Дифференциальные сечения вылета α -частиц в зависимости от энергии вылетевшей α -частицы в реакции ядер ${}^{56}\text{Fe}$ с энергией 320 МэВ с мишенями ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{181}\text{Ta}$. Символы — экспериментальные данные, кривые проведены через экспериментальные точки [12]

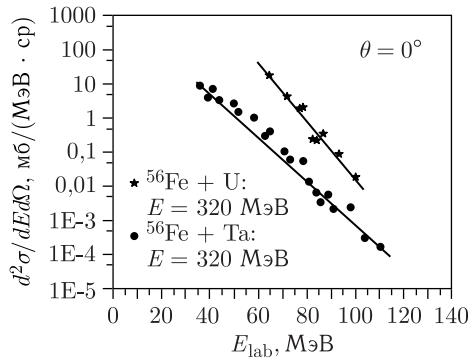
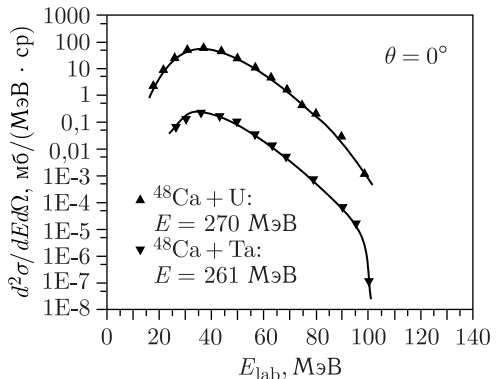


Рис. 7. Дифференциальные сечения вылета α -частиц в зависимости от их энергии при использовании пучка ${}^{48}\text{Ca}$ с энергией 270 МэВ на мишенях ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{181}\text{Ta}$. Символы — экспериментальные данные, кривые проведены через экспериментальные точки [25]



Видно, что выход α -частиц в разных частях энергетического спектра зависит от заряда ядер мишени. Одним из объяснений этому является зависимость выхода α -частиц от их энергии связи в ядрах мишени.

Этот вывод подтверждают также приведенные на рис. 7 энергетические спектры α -частиц, измеренные для реакций с пучком ^{48}Ca на мишенях ^{238}U и ^{181}Ta [12, 25]. Таким образом, можно сделать вывод, что в исследуемых реакциях величина сечения в основном зависит от атомного номера ядра-мишени.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Энергетические спектры легких заряженных частиц, вылетающих в ходе ядро-ядерных столкновений, экспоненциально убывают с ростом их энергий. Наклон экспоненты сильно зависит от энергетических характеристик реакции и ее механизма [2]. Поэтому из энергетических спектров можно извлекать важную информацию о характере процесса взаимодействия двух сложных ядер.

Как было показано ранее [1], с относительно большой вероятностью в реакции образуются α -частицы со скоростями, в несколько раз превышающими скорость бомбардирующих ионов, причем спектр становится существенно более жестким с уменьшением угла регистрации. Таким образом, наиболее энергетические α -частицы испускаются по направлению первичного пучка бомбардирующих ионов ($\Theta = 0^\circ$). Это накладывает определенные условия на постановку экспериментов по изучению эмиссии высокоэнергетических частиц. В этом случае необходимо располагать детектор-регистратор частиц под углом 0° . Методически такая постановка экспериментов связана с определенными трудностями из-за большой загрузки детекторов ядрами бомбардирующего пучка. С целью разделения продуктов реакции и пучка под малыми углами необходимо использовать сепарирующее устройство на основе магнитного анализатора. В ЛЯР ОИЯИ для подобных экспериментов использовался широкодиапазонный магнитный анализатор МСП-144 (установка МАВР) [24]. Энергетический диапазон продуктов реакции, которые могли быть зарегистрированы анализатором, составлял $E_{\max}/E_{\min} = 5,2$ при энергетическом разрешении $\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-4}$. Анализатор обладал хорошей линейностью по всей длине (1900 мм) фокальной плоскости анализатора, а также линейной зависимостью дисперсии и разрешения от положения на фокальной плоскости. Телесный угол анализатора составлял 15 мср , а угол отклонения частиц $110,7^\circ$. Такая система анализа и регистрации частиц позволяла проводить измерения энергетических спектров α -частиц в диапазоне энергий 20–120 МэВ и позволяла работать под передними углами с пучками высокой интенсивности (до $5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$). Это давало возможность измерять энергетические спектры частиц вплоть

до энергий, для которых выход составлял величину порядка 10^{-6} – 10^{-8} от максимально возможной величины.

Как видно из рис. 6 и 7, для реакций на мишенях ^{238}U и ^{181}Ta сечение образования α -частиц не уменьшается с ростом порядкового номера ядра-снаряда. Так, для реакций на мишени из ядер ^{238}U сечение образования α -частиц во всем диапазоне энергий под углом 0° примерно одно и то же для трех ядер-снарядов ^{22}Ne , ^{48}Ca и ^{56}Fe . Для мишени из стабильных ядер ^{181}Ta сечение образования α -частиц во всем диапазоне энергий под углом 0° примерно одно и то же для двух ядер-снарядов ^{22}Ne , ^{56}Fe с энергиями отделения α -частицы 9,7 и 7,6 МэВ соответственно [12]. Для нейтроноизбыточных ядер ^{48}Ca с аномально большой энергией отделения α -частицы 14,4 МэВ сечение образования α -частиц в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ оказывается существенно меньшим [25]. Таким образом, характер энергетических спектров α -частиц определяется, в основном, свойствами тяжелых ядер-мишеней и в меньшей степени — свойствами ядер налетающего пучка.

Проведен теоретический анализ энергетических спектров с точки зрения механизма образования α -частиц. В работе [12] для этого использовалась модель движущихся источников [14, 15]. В этой эмпирической модели предполагается, что легкие частицы испаряются изотропно из движущегося источника. Предполагалось, что таких источников может быть несколько, а их температуры T_i и скорости v_α отличаются друг от друга и являются подгруппными параметрами (вместе с нормировочными коэффициентами N_i), которые определяются из воспроизведения экспериментальных энергетических спектров. В расчетах было использовано предположение о двух источниках испускания α -частиц. При этом дифференциальное сечение вылета α -частиц вычислялось по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE} = f(E) = N_1 \sqrt{E - E_C} \exp\left(-\frac{E - E_C + E_1 - 2\sqrt{E_1(E - E_C)}}{T_1}\right) + N_2 \sqrt{E - E_C} \exp\left(-\frac{E - E_C + E_2 - 2\sqrt{E_2(E - E_C)}}{T_2}\right), \quad (2)$$

где E — энергия вылетевшей α -частицы в лабораторной системе, $E_1 = m_\alpha v_1^2/2$, $E_2 = m_\alpha v_2^2/2$; T_1 , T_2 — температуры движущихся источников (в единицах МэВ); E_C — кулоновская энергия α -частицы, такая, что кинетическая энергия вылетевшей из неподвижного источника α -частицы равна $E_C + m_\alpha v_\alpha^2/2$, где v_α — скорость α -частицы внутри источника с температурой T . Значения семи параметров E_1 , E_2 , T_1 , T_2 , N_1 , N_2 , E_C определялись из условия минимума среднеквадратичного отклонения теоретических значений $f_{\text{теор}}(E_{\alpha,k})$ от экспериментальных $f_{\text{эксп}}(E_{\alpha,k})$

$$\chi^2 = \sum_k \{ \lg [f_{\text{теор}}(E_{\alpha,k})] - \lg [f_{\text{эксп}}(E_{\alpha,k})] \}^2. \quad (3)$$

Результаты расчетов для имеющих хорошо выраженные максимумы энергетических спектров α -частиц в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ представлены на рис. 8, *a-в*.

Для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ (рис. 8, *a*) с двухтельным выходным каналом наличие двух источников позволило описать малые значения сечений для более быстрых α -частиц, за исключением области кинематического предела. Для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ с двухтельным выходным каналом и для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ с вероятным трехтельным выходным каналом для описания экспериментальных данных оказалось достаточно одного источника (рис. 8, *б*). Монотонно убывающий энергетический спектр α -частиц в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ с вероятным трехтельным выходным каналом также описывается одним движущимся источником (рис. 8, *в*).

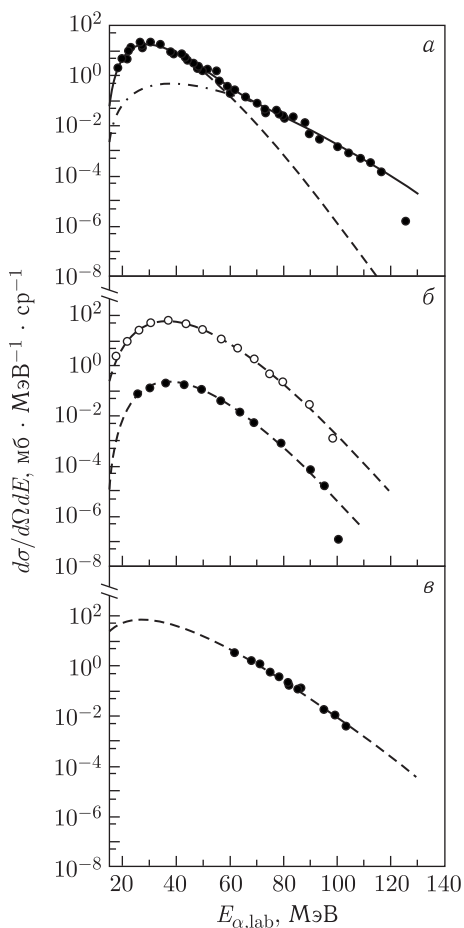


Рис. 8. Подгонка экспериментального энергетического спектра α -частиц (точки) при использовании модели движущихся источников для реакций $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ (*a*), $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ — закрытые точки (с двухтельным выходным каналом) и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ — открытые точки (*б*), $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ (*в*) с вероятным трехтельным выходным каналом. Сплошная кривая — результат для двух источников (*a*), штриховые кривые — вклады первого источника, штрихпунктирная кривая — вклад второго источника (*a*) [12]

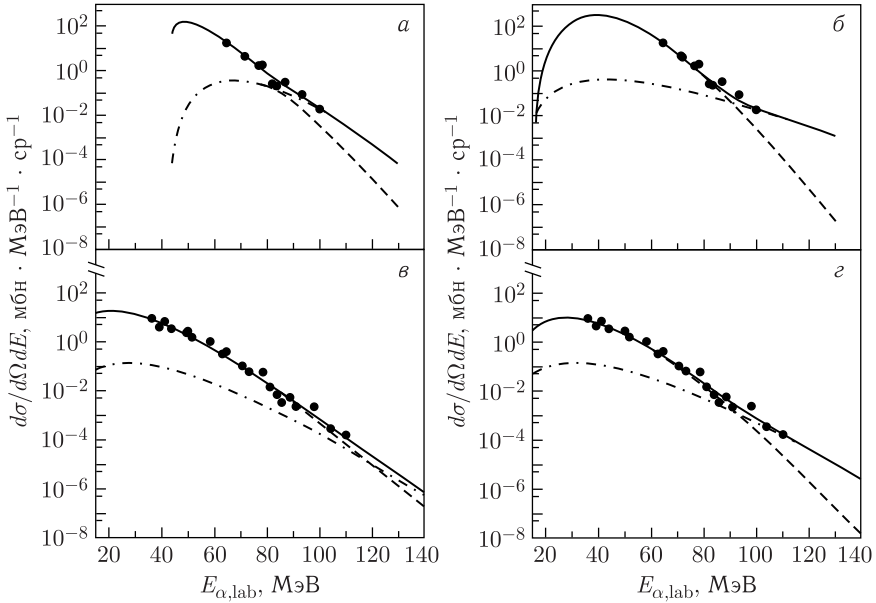


Рис. 9. Варианты подгонки экспериментального энергетического спектра α -частиц (точки) при использовании модели движущихся источников для реакций с вероятным трехтелным выходным каналом $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$ (а, б), $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ (в, з). Сплошные кривые — результаты для двух источников, штриховые — вклады первого источника, штрихпунктирные — вклады второго источника [12]

Также показано, что второй источник ($N_2 \ll N_1$) вносит малый вклад в сечение. Он использовался только для описания участка спектра с наибольшими измеренными энергиями α -частиц. Скорость второго источника близка к скорости ядер-снарядов в пучке.

Модель с двумя источниками хорошо описывала спектры α -частиц, испущенных под углом 0° для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ (рис. 8, а). Она также неплохо описывала высокоэнергетический участок спектра для реакций $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ (рис. 9). Для остальных реакций $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ (рис. 8, б) и $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ (рис. 8, в) можно было использовать для удовлетворительного описания экспериментальных данных модели с одним источником.

НАИБОЛЕЕ ВЕРОЯТНАЯ ЭНЕРГИЯ ЧАСТИЦ, ВЫЛЕТАЮЩИХ В ПРОЦЕССЕ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

При энергиях бомбардирующих ионов меньше 10 МэВ/нуклон существенную роль во взаимодействии двух сложных ядер играет их кулоновское взаимодействие. Оно значительно уменьшает кинетическую

энергию бомбардирующего ядра во входном канале, а также изменяет энергию вылетающей частицы. Практически все энергетические спектры легких заряженных частиц под углами $\Theta > 90^\circ$ имеют максимум, совпадающий с выходным кулоновским барьером для данной частицы. Этот результат можно объяснить в рамках испарительной модели составного ядра. Между тем при рассматриваемых энергиях бомбардирующих частиц испаряемые из возбужденного продукта реакции передачи также могут иметь максимум в энергетическом спектре, соответствующий кулоновскому барьеру для составного ядра. Это можно объяснить кинематикой продуктов реакции в лабораторной системе координат, при которой складывается скорость частицы со скоростью ядра-эмиттера. Положение максимума в энергетических распределениях легких заряженных частиц под передними углами смещается в сторону энергии, соответствующей скорости налетающего иона. Наиболее вероятную энергию испускаемых в реакциях с тяжелыми ионами частиц можно оценить в рамках модели массивной передачи [16]. Используя предположение этой модели о том, что вносимый угловой момент распределяется между вылетающей частицей и ядром-остатком пропорционально их массам, можно предположить то же самое и по отношению к переданному импульсу [17]. Тогда вылетающие под углом Θ частицы с массовым числом A_x уносят импульс, равный $P_x = P_p A_x / A_p \cos \Theta$, где P_p — импульс налетающей частицы после преодоления ее входного кулоновского барьера $V_k(R)$; A_p — масса налетающей частицы, A_x — масса вылетающей частицы. Если учесть энергию связи частицы в налетающем ионе E_s , а также энергию диссоциации, являющуюся подгоночным параметром модели и предполагающую возможность нагрева ядра-мишени E_D , то выражение для наиболее вероятной энергии вылетающей частицы будет

$$E_x = E_k(R) + (E_p - V_k(R) - E_s - E_D) A_x / A_p \cos^2 \Theta - E_R, \quad (4)$$

где $E_k(R)$ — энергия кулоновского взаимодействия вылетающей частицы; E_p — энергия налетающей частицы в с. ц. м.; E_R — энергия отдачи.

Рассчитанные таким образом наиболее вероятные энергии вылетающей частицы совпадают с экспериментальными данными для разных частиц. Таким образом, следует, что при больших энергиях налетающего иона максимум энергетического распределения будет приближаться к энергии, соответствующей скорости налетающего иона, а при малых E_p наиболее вероятная энергия будет в основном определяться кулоновским членом $E_k(R)$.

НАКЛОНЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Как уже отмечалось выше, вклад в энергетический спектр легких заряженных частиц могут дать разные механизмы их образования — выходы частиц при низких энергиях описываются как испарительные

из образовавшегося возбужденного ядра, частицы при средних энергиях можно объяснить как продукты реакций передачи, частицы при высоких энергиях объясняются предравновесными процессами, и наконец, выходы частиц при максимальных энергиях соответствуют кумулятивным процессам, т. е. полной передаче импульса бомбардирующим ядром частице-кластеру ядру-мишени. Каждый из этих процессов описывается в рамках соответствующих моделей [15].

В случае испарения частиц из компаунд-ядра, для которого предполагается равномерное распределение энергии между нуклонами, для описания спектров используется термодинамический подход. В соответствии с этим подходом энергетическое распределение эмитированных частиц можно записать в виде

$$N_x = N_0 E_x \sigma_c(E_x) \exp\left(-\frac{E_x}{T}\right), \quad (5)$$

где N_0 — постоянный коэффициент; E_x — энергия испущенной частицы; $\sigma_c(E_x)$ — сечение поглощения частицы.

В реакциях с тяжелыми ионами энергетические спектры вылетающих под большими углами легких частиц хорошо описываются формулой (5). В этом случае параметр T связан с энергией возбуждения составного ядра (E^*) соотношением $T = (E^*/a)^{1/2}$, где a — параметр плотности уровней. Показано, что эффективная температура увеличивается с ростом массы ядра мишени и массы испускаемой частицы. Энергетический спектр легких частиц становится более жестким с уменьшением угла их вылета. Сравнение экспериментальных энергетических спектров легких частиц с расчетными по испарительной модели показывает, что во всех спектрах, измеренных под малыми углами, наблюдается значительный вклад предравновесной компоненты независимо от энергии бомбардирующих ионов. Под углами больше 40° предравновесных частиц в пределах чувствительности эксперимента (10^{-33} см²/(МэВ·ср)) не наблюдалось [3]. Это свидетельствует о том, что в реакциях с тяжелыми ионами эти ядра образуются только в прямом процессе. Наблюдается также линейное увеличение температуры T с увеличением скорости снаряда. Этот факт объяснялся в рамках модели ферми-газа [15].

Информацию об источнике частиц можно также получить из скоростной диаграммы, преобразуя экспериментально измеренные сечения $(d^2\sigma/dE d\Omega)_{\text{л.с.к.}}$ к лоренц-инвариантному виду $(d^2\sigma/P dE d\Omega)$, где $P = (2mE)^{-1/2}$ [5]. Таким образом, используя довольно простой кинематический анализ экспериментальных данных, можно показать, что при взаимодействии двух сложных ядер с энергией около 10 МэВ/нуклон может существовать несколько источников для вылетающих частиц. Можно также получать другие характеристики реакции с вылетом легких заряженных частиц, например, время жизни горячей зоны ядра, эмитирующей легкие частицы.

МАКСИМАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ

Экспоненциальный спад энергетического спектра легких заряженных частиц, описываемый выражением (2), должен доходить до предела, определяемого кинематикой и энергетикой реакции. Использование магнитного спектрометра, позволяющего разделять продукты реакции от интенсивного первичного пучка, позволяет достичь рекордной для таких экспериментов чувствительности (до 10^{-33} см²/(МэВ·ср)) и исследовать закономерности образования высокоэнергетических заряженных частиц с максимально возможной для данной реакции энергией [5]. Как видно из рис. 10, α -частицы, испускаемые в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ при двух разных энергиях ^{40}Ar , достигают предела, определяемого законами сохранения энергии и импульса (кинематического предела). Стрелкой на рис. 10 обозначен так называемый кинематический предел, рассчитанный из энергетического баланса реакции в предположении образования двух ядр в выходном канале реакции:

$$E_{\max}(\text{с. ц. м.}) = E_p(\text{с. ц. м.}) - Q_{gg} - E_R, \quad (6)$$

где $E_p(\text{с. ц. м.})$ — энергия бомбардирующих ионов в с.ц.м.; E_R — энергия отдачи; Q_{gg} — разность масс начальных и конечных продуктов реакции.

Из полученных экспериментальных данных по максимальным энергиям α -частиц в реакциях с тяжелыми ионами следует, что эта энергия лишь на несколько мегаэлектронвольт ниже максимально возможной энергии (E_{\max}), которую может унести ядро ^4He . Подобная ситуация

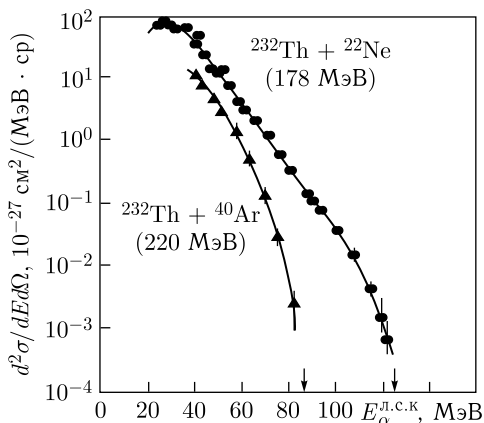


Рис. 10. Энергетические спектры α -частиц, измеренные под углом 0° , для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ при энергиях ^{22}Ne и ^{40}Ar 178 и 220 МэВ соответственно. Стрелками обозначены максимально возможные энергии α -частиц, рассчитанные для двухтельной кинематики

может возникнуть лишь в случае, когда налетающий ион передает весь импульс частице, а оставшаяся масса поглощается ядром-мишенью. С ростом энергии бомбардирующего иона согласно уравнению (6) увеличивается значение кинематического предела для эмитированных частиц и увеличивается разница между кинематическим пределом и экспериментально измеренной граничной энергией в спектре частиц.

Это можно объяснить вкладом углового момента остаточного ядра [5]. На рис. 11 представлена зависимость между энергией вылетающей в реакции ($^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow \alpha + ^{199}\text{Tl}$) α -частицы и угловым моментом остаточного ядра. Ираст-линия остаточного ядра ^{199}Tl определяет минимальную энергию возбуждения в зависимости от углового момента. Угловой момент остаточного ядра (l_α^2) можно рассчитать по формуле (7) в предположении, что эмиссия наиболее энергичных α -частиц имеет место при краевых соударениях и происходит из точки соприкосновения налетающего иона с ядром-мишенью на радиусе R :

$$l_\alpha^2 = R^2 [2\mu(E_\alpha - V_\alpha)]. \quad (7)$$

В этом выражении V_α — энергия кулоновского взаимодействия α -частицы, E_α — энергия α -частицы в с. ц. м., μ — приведенная масса. Такое представление о механизме эмиссии высокоэнергетических частиц дает хорошее согласие с экспериментальными данными [1, 3].

Таким образом, на основании имеющихся в настоящее время экспериментальных данных [1, 3, 4, 12, 24] можно сделать следующие выводы:

1. В спектрах α -частиц, образующихся в реакциях с ионами от ^{12}C до ^{56}Fe , наблюдаются две компоненты. Одна из них — это испарительные частицы, вторая — высокоэнергетичная, с направленным сильно вперед угловым распределением и с максимальным выходом при энергии, соответствующей скорости бомбардирующего иона.

2. В реакциях с ионами тяжелее ^{12}C с заметным сечением идет также испускание более тяжелых заряженных частиц.

3. Энергетические спектры заряженных частиц, образующихся в ходе реакций, экспоненциально падают с ростом их энергии до момента, когда эта энергия всего на несколько МэВ отличается от максимально возможного значения, допустимого законами сохранения энергии и импульса, в предположении двухтельного механизма реакции (так называемого кинематического предела).

4. Когда энергия вылетающих частиц близка к энергии, соответствующей кинематическому пределу, образовавшиеся в выходном канале реакции два ядра находятся в основном состоянии. Разница, наблюдаемая между экспериментальным и расчетным значениями граничной энергии, соответствующей кинематическому пределу, определяется угловым моментом остаточного тяжелого ядра, который зависит от энергии бомбардирующего иона и от типа испускаемой частицы.

Итак, в реакциях с тяжелыми ионами, сопровождающихся вылетом высокоэнергетических заряженных частиц от изотопов гелия до изотопов

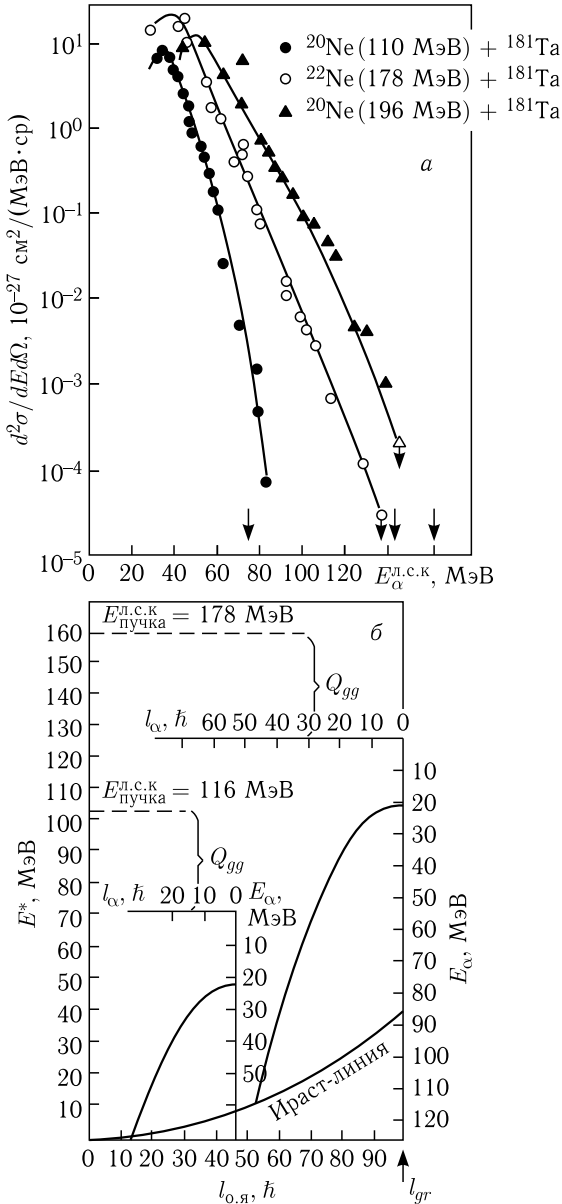


Рис. 11. а) Энергетические спектры α -частиц в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ для трех разных энергий. б) Зависимость углового момента остаточного ядра от энергии вылетающей α -частицы в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ при двух энергиях неона — 116 и 178 МэВ. E^* — энергия возбуждения остаточного ядра, l_{α} — угловой момент, уносимый α -частицей

бериллия, после вылета частицы под малыми углами образуются ядра с массой, меньшей суммарной массы иона и мишени на величину массы ядра вылетающей частицы, и с энергией возбуждения, зависящей от энергии, уносимой частицей. Реакции с вылетом частиц с энергией, близкой к ее кинематическому пределу, приводят к образованию остаточных ядер с нулевой энергией возбуждения. Небольшое отличие граничной энергии энергетического спектра частиц от кинематического предела может определяться угловым моментом остаточного ядра. Этот момент зависит от типа реакции и испускаемой частицы, а также бомбардирующей энергии. Так, в случае эмиссии ядер Be граничная энергия их энергетического спектра при относительно высоких сечениях (10^{-30} см²/(МэВ·ср)) [5] достигает кинематического предела. В этом случае реакции с испусканием быстрых заряженных частиц могут оказаться наиболее выгодными для получения ядер в основном состоянии. Таким образом, можно полагать, что реакции с испусканием быстрых частиц могут быть использованы для синтеза холодных экзотических ядер, в том числе ядер тяжелых элементов.

В работе [18] представлены результаты экспериментов по получению новых спонтанно делящихся ядер в реакциях взаимодействия ядер N¹⁵ с мишенями Cm²⁴⁸, Es²⁵⁴, Bk²⁴⁹. Во всех проведенных экспериментах сечения образования фермия и других трансфермиевых элементов оказались выше, чем ожидалось в реакциях многонуклонных передач. Не исключено, что выход изотопов трансфермиевых элементов в этих реакциях можно объяснить их образованием после вылета быстрых заряженных частиц, например, ядер лития или бериллия. Об этом также могут свидетельствовать результаты экспериментов по измерению функций возбуждения для реакций Lu + Ne (рис. 2), где наблюдались ядра при большой энергии Ne, соответствующие вылету α -частицы без испарения нейтронов ($\alpha 0n$). В работе [19] был предложен эксперимент, который может дать однозначный ответ о возможности образования тяжелых ядер в реакциях с вылетом быстрых частиц. Как было показано выше, вылет быстрых заряженных частиц с наибольшей вероятностью происходит под углом 0° по направлению бомбардирующего пучка. Поэтому необходимо отделять продукты реакции от первичного пучка, что позволяет делать магнитный анализатор. Такой анализатор высокого разрешения (установка МАВР), созданный в ЛЯР ОИЯИ, позволяет разделить и зарегистрировать одновременно в фокальной плоскости (длина 1,5 м) быстрые частицы в совпадении с ядром отдачи. Если использовать урановую мишень и пучок Ca⁴⁸, то можно получить ядро ²⁸²Ds.

Схема такого эксперимента представлена на рис. 12. В фокальной плоскости анализатора регистрируются корреляции α -частиц с энергией 80 МэВ (для реакции ²³⁸U + ⁴⁸Ca) в совпадении с холодным ядром-остатком Ds. Тяжелое ядро-остаток ²⁸²Ds⁺⁶ при этом остается слабо возбужденным и имеет кинетическую энергию около 30 МэВ. В этом случае под углом 0° ядро попадает в апертуру установки МАВР вместе

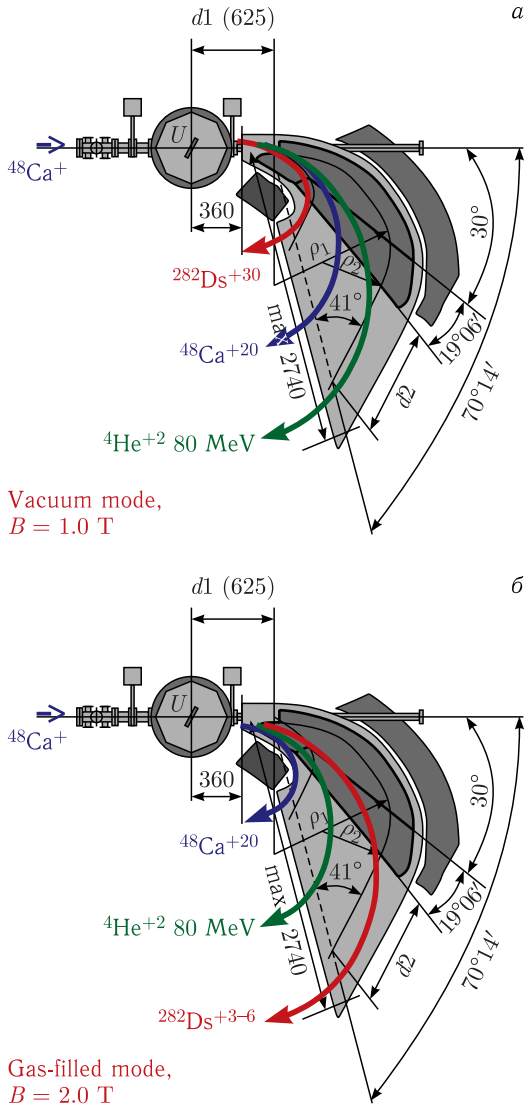


Рис. 12 (цветной в электронной версии). Схема проведения эксперимента на установке МАВР: а) при регистрации продуктов в вакууме; б) в газонаполненном варианте. В фокальной плоскости предполагается наблюдать корреляцию α -частиц с энергией 80 МэВ в совпадении с холодным ядром-остатком Ds. Траектории для α -частиц, ионов пучка и тяжелых ядер-остатков указаны зеленым, синим и красным цветами соответственно

с α -частицами. На рис. 12 траектории для α -частиц, ионов пучка и тяжелых ядер-остатков указаны зеленым цветом. В такой постановке эксперимента важной является проблема надежной идентификации тяжелого ядра-остатка, а также его зарядовых состояний. Кроме того, необходимо разделять зарядовые состояния ядер первичного пучка и образующихся тяжелых ядер-продуктов ядерной реакции. Решению этой проблемы поможет использование анализатора в газонаполненном варианте (см. рис. 12, б). В этом случае, как показывают расчеты, ядро ^{282}Ds будет образовываться со средним зарядом $+6$ и фокусироваться в фокальную плоскость сепаратора по траектории с большими значениями радиусов, что позволит значительно уменьшить фоновые загрузки детекторов. Ядра первичного пучка ^{48}Ca также будут уравновешены по среднему заряду и будут улавливаться на задней стенке установки МАВР.

Поэтому реакции с вылетом быстрых заряженных частиц и ядер могут быть использованы при синтезе очень тяжелых ядер, тем более что для мишеней тяжелее U энергии связи α -частиц достаточно высокие (больше 4 МэВ), что существенно увеличит сечение образования быстрых частиц, и в этом случае сечение реакции ($HI, \alpha xn$) может превосходить сечение для (HI, xn)-канала в $\sim 5\text{--}20$ раз [20].

Ожидается, что тяжелые ядра в реакциях с вылетом быстрых частиц будут образовываться с гораздо большим сечением, чем в обычных реакциях синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов. Подобные эксперименты могут открыть новые возможности для синтеза новых ядер.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ОПИСАНИЯ ЭМИССИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Большое количество накопленных экспериментальных данных о характеристиках ядерных реакций с тяжелыми ионами, сопровождающих вылетом высокоэнергетических частиц, ставит перед теорией задачу объяснения всей совокупности этих данных. Такие попытки объяснения характеристик реакций с вылетом быстрых частиц были предприняты в ряде работ, основывающихся на предположении о времени протекания таких реакций или степени релаксации энергии иона по внутренним степеням свободы продуктов реакции.

Достаточно подробно анализ различных теоретических моделей дается в работах [5, 15]. Не останавливаясь на их описании, представим один из последних подходов к интерпретации механизма эмиссии быстрых заряженных частиц и их характеристик, предложенный В. И. Загребаяевым [15] и В. В. Самариным [21].

В микроскопическом подходе, основанном на зависящем от времени методе Хартри–Фока (Time Dependent Hartree–Fock, TDHF) [17], рассчитывается эволюция волновых функций всех нуклонов сталкивающихся ядер. Показано, что при малых прицельных параметрах столкновения образуется «струя» нуклонов (в основном из ядра-снаряда) по направ-

лению движения налетающего ядра. Недостатком метода является большой шаг сетки, типичное значение которой $h_{\text{TDHF}} = 0,8$ фм сравнимо с шириной поверхностного слоя ядер, в котором могут формироваться α -кластеры.

В работе [22] рассмотрена модель с формированием α -частиц в поверхностной области ядер. Предполагалось, что потенциальная энергия $V(r)$ взаимодействия α -частицы с остовом с массовым числом A_{core} имеет минимум вблизи поверхности ядра [21, 22]. Потенциал $V(r)$ может быть выбран в форме суммы кулоновского поля однородно заряженного шара радиуса R_C и двух функций типа Вудса–Саксона.

Отталкивательная часть потенциала обеспечивает невозможность проникания α -кластера в центральную часть ядра, плотно заполненную нуклонами. Значение радиуса R_U является варьируемым параметром и находилось из условия равенства значения энергии основного состояния α -частицы, взятого с противоположным знаком, экспериментальному значению энергии отделения α -кластера от ядра (см., например, [23]). Расчеты для набора ядер с массовыми числами от $A = 20$ до 240 показали, что для радиуса R_U можно использовать выражение

$$R_U \approx 1,1 \cdot A^{1/3} \text{ фм.}$$

Радиальные волновые функции $R_{1s}(r)$ основного состояния α -кластеров в ядрах ^{56}Fe , ^{181}Ta и ^{238}U показаны на рис. 13, в. После формирования ядерной системы α -частица локализована в основном в поверхностном слое ядра.

Еще одним микроскопическим подходом для выяснения механизма вылета быстрых α -частиц является описание процесса столкновения ядра 1 с системой из остова 2 и α -кластера — описание механизма взаимодействия двух ядер с использованием нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции $\Psi(\mathbf{r}, t)$ α -частицы с массой m_α [23]:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_\alpha} \Delta + V_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1(t)) + V_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2(t)) \right\} \Psi(\mathbf{r}, t). \quad (8)$$

Здесь $V_1(r)$, $V_2(r)$ — потенциалы взаимодействия α -частицы с ядром 1 и остовом 2; $\mathbf{r}_1(t)$ — траектория центра масс ядра 1; $\mathbf{r}_2(t)$ — траектория центра масс системы из остова и α -частицы. Типичное значение шага сетки в подобных расчетах составляет $h = 0,2$ фм [21], что значительно меньше, чем шаг сетки в расчетах методом TDHF. Это позволяет с относительно высокой точностью рассчитывать волновые функции, подобные тем, что показаны на рис. 13, в.

В ходе столкновения ядра преодолевают кулоновский барьер и после касания поверхностей начинают перекрываться. Это ведет к перераспределению нуклонов ядер. Для описания этого процесса использовалась простейшая модель, в которой от более легкого ядра-снаряда более тяжелому ядру-мишени передавались нуклоны, соответствующие их доле

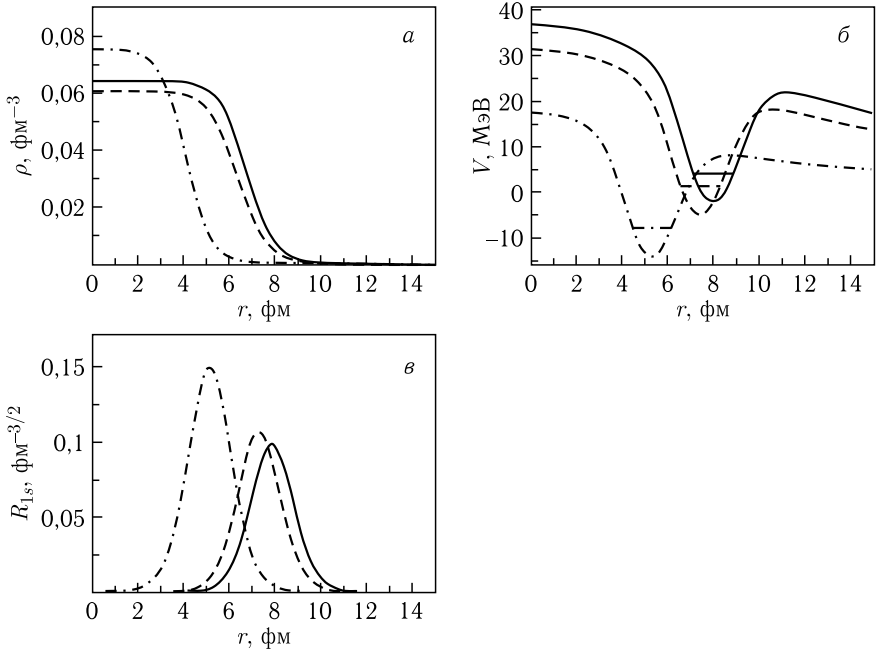


Рис. 13. *а*) Зарядовая плотность α -кластеров в ядрах ^{56}Fe (штрихпунктирная кривая), ^{181}Ta (штриховая кривая) и ^{238}U [21, 22] (сплошная кривая). *б*) Потенциальная энергия α -частицы в ядрах ^{56}Fe (штрихпунктирная кривая), ^{181}Ta (штриховая кривая) и ^{238}U (сплошная кривая) и уровни энергии ее основного состояния $1s$ (горизонтальные отрезки). *в*) Радиальные волновые функции $R_{1s}(r)$ основного состояния α -частицы в ядрах ^{56}Fe (штрихпунктирная кривая), ^{181}Ta (штриховая кривая) и ^{238}U (сплошная кривая)

в объеме ядра-снаряда, оказавшегося внутри объема ядра-мишени. Уравнения движения центров масс ядер включали такое перераспределение масс ядер.

Анализ эволюции плотности вероятности α -частиц в ядре-снаряде и ядре-мишени позволяет предложить следующий механизм вылета α -частиц при столкновении ядер. При сближении ядер α -частицы ядра-снаряда и ядра-мишени смещаются в противоположные (более удаленные друг от друга) части ядер. При тесном контакте ядер из-за резкого изменения потенциальной энергии происходит значительное изменение волновых функций α -частиц и их средняя энергия возрастает. α -частица более легкого ядра-снаряда отделяется с большей вероятностью в ходе захвата части ядра-снаряда ядром-мишенью и вылетает назад в системе центра масс. α -частица более тяжелого ядра-мишени вылетает вперед. Есть два способа вылета неравновесных α -частиц при столкновении ядер — из более легкого ядра-снаряда (где вероятность формирования

α -кластера меньше) в системе центра масс назад и из более тяжелого ядра-мишени (где вероятность формирования α -кластера больше) вперед, что соответствует кинематической модели двух источников, рассмотренной выше.

Как показывают расчеты, «выбивание» α -частицы из ядра-мишени становится вероятным при передаче ему от ядра-снаряда некоторого критического заряда ΔZ_C (числа протонов) в ходе многонуклонных передач (или неполного слияния ядер). Оценить интервал значений критического заряда и его зависимость от свойств ядер и энергии можно на основе анализа экспериментальных данных.

Радиальные волновые функции $R_{1s}(r)$ основного состояния α -кластера в ядрах ^{56}Fe , ^{181}Ta и ^{238}U показаны на рис. 13, в. После формирования ядерной системы из двух взаимодействующих ядер α -частица локализована в основном в поверхностном слое ядра.

При тесном контакте ядер из-за резкого изменения потенциальной энергии происходит локализация волновой функции α -частицы и ее средняя энергия возрастает. В результате α -частица вылетает вперед — туннелирует через кулоновский барьер на стадии захвата ядром мишени бомбардирующего ядра. Сравнение эволюции плотности вероятности α -кластеров позволяет сделать качественный вывод о том, что скорость вылетевших вперед α -частиц из тяжелого ядра-мишени (^{238}U) больше скорости α -частиц, вылетевших вперед из более легкого ядра-мишени (^{181}Ta). Это согласуется с тем, что значение кулоновской энергии отталкивания α -частиц E_C , определенное из экспериментальных данных для реакции $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$, существенно выше, чем для реакции $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ [12].

Как было показано в работе [12], значение критического заряда для ядра урана оказывается несколько меньше, чем для ядра тантала, поэтому для более тяжелых ядер-мишеней можно ожидать снижения величины ΔZ_C . Для ядер-снарядов от неона ($Z = 10$) до железа ($Z = 26$) $\Delta Z_C \sim 20$. Поэтому в реакциях с участием подобных ядер при вылете вперед быстрой α -частицы можно синтезировать новые ядра с увеличением заряда ядра-мишени примерно на 20. Для проверки этих предложенных оценок и возможностей реакций с вылетом быстрых частиц для синтеза новых ядер необходимы новые эксперименты с определением состава продуктов реакции наряду с регистрацией быстрых α -частиц, а также с использованием более тяжелых ядер бомбардирующего пучка ($Z > 30$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании имеющихся в настоящее время экспериментальных данных [1, 3, 4, 12, 24] можно сделать следующие выводы:

1. В спектрах α -частиц, образующихся в реакциях с ионами от ^{12}C до ^{56}Fe , наблюдаются две компоненты. Одна из них — это испарительные частицы, вторая — высокоэнергетичная, с направленным сильно вперед

угловым распределением и с максимальным выходом при энергии, соответствующей скорости бомбардирующего иона.

2. В реакциях с ионами тяжелее ^{12}C с заметным сечением идет также испускание более тяжелых заряженных частиц.

3. Энергетические спектры заряженных частиц, образующихся в ходе реакций, экспоненциально падают с ростом их энергии до момента, когда эта энергия всего на несколько МэВ отличается от максимально возможного значения, допустимого законами сохранения энергии и импульса в предположении двухтельного механизма реакции (так называемого кинематического предела).

4. Когда энергия вылетающих частиц близка к энергии, соответствующей кинематическому пределу, образовавшиеся в выходном канале реакции два ядра находятся в основном состоянии. Разница, наблюдаемая между экспериментальным и расчетным значениями граничной энергии, соответствующей кинематическому пределу, определяется угловым моментом остаточного тяжелого ядра, который зависит от энергии бомбардирующего иона и от типа испускаемой частицы.

5. Испускание легких ядер ^4He , $^6,7\text{Li}$, $^9,10\text{Be}$ происходит в двухтельном выходном канале реакции. α -частицы при вылете могут подхватывать два-три нуклона (дейтронный или тритонный кластер). Они могут подхватывать также α -частицу с одним или двумя нейтронами. Теоретический анализ вылета α -частиц из ядра-мишени и ядра-снаряда при их контакте, приводящем к полному и неполному слиянию, возможен при использовании нестационарного уравнения Шредингера для α -кластеров [11].

6. Остальные более тяжелые ядра от бора до неона испускаются в трехтельных и, возможно, в двухтельном выходных каналах. При этом вероятными оказались трехтельные каналы с образованием двух легких фрагментов примерно одинаковой массы и заряда.

7. Возможны два механизма их образования.

Первый механизм: при касательном столкновении с ядром-снарядом деформированное ядро ^{238}U приобретает большой угловой момент. Передаваемые нуклоны увеличивают момент импульса ядра. Двойная ядерная система с обобщественными нуклонами и α -кластерами вращается с большим угловым моментом и деформируется под действием центробежных сил. Срыв легких фрагментов происходит с краев вращающегося вытянутого эллипсоида. Оставшийся тяжелый фрагмент имеет сферическую или слабдеформированную форму и девозбуждается, испуская нейтроны.

Второй механизм состоит в развале остатка ядра-снаряда примерно пополам после передачи большого числа нуклонов с ядра-снаряда на ядро-мишень при глубоконеупругом процессе.

8. Процесс испускания быстрых α -частиц и легких ядер из сливающихся после испускания быстрых ядер представляет интерес с точки зрения получения холодных ядер, в том числе и тяжелых.

В заключение автор приносит благодарность Ю. Ц. Оганесяну, В. В. Самарину, К. Борче за полезное обсуждение материалов, вошедших в настоящую работу. Автор благодарен также С. М. Лукьянову, В. А. Маслову за предоставление некоторых экспериментальных результатов, полученных с помощью магнитного анализатора МАВР на ускорителе У400 ЛЯР ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Borcea C., Gierlik E., Kalinin A. M., Kalpakchieva R., Oganessian Yu. Ts., Pawlat T., Penionzhkevich Yu. E., Rykhlyuk A. V.* Emission of High-Energy Charged Particles at 0° in Ne-Induced Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1982. V. 391. P. 520–532.
2. *Брухертзайфер Х., Лангрок Э., Музыка Ю. А., Оганесян Ю. Ц., Павлат Т., Пенионжкевич Ю. Э., Пустыльник Б. И., Шиллинг К. Д.* Исследование реакций с вылетом α -частиц // *ЯФ.* 1981. Т. 33, № 6. С. 1453–1459.
3. *Borcea C., Gierlik E., Kalpakchieva R., Nguyen Hoai Chau, Oganessian Yu. Ts., Pawlat T., Penionzhkevich Yu. E.* Angular and Energy Dependences of Emission Probability for Light Particles in ^{22}Ne -Induced Reactions at 8 MeV/Nucleon // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 415. P. 169–188.
4. *Borcea C., Gierlik E., Kalinin A. M., Kalpakchieva R., Oganessian Yu. Ts., Pawlat T., Penionzhkevich Yu. E., Rykhlyuk A. V.* Emission of High-Energy Charged Particles at 0° in Ne-Induced Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1982. V. 391. P. 520.
5. *Пенионжкевич Ю. Э., Герлик Э., Каманин В., Борча К.* Экспериментальное исследование эмиссии высокоэнергетических частиц в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях до 10 МэВ/нуклон // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* 1986. Т. 17, № 2. С. 165–223.
6. *Бетак Э., Тонеев В. Д.* Эмиссия легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* 1981. Т. 12, № 6. С. 1432–1491.
7. *Rajagopalan M., Logan D., Ball J. W., Kaplan M., Delagrang H., Rivet M. F., Alexander J. M., Vaz L. C., Zisman M. S.* Charged Particle Emission from ^{194}Hg Compound Nuclei: Energy and Spin Dependence of Fission-Evaporation Competition // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 25. P. 2417–2429.
8. *Бунаков В. А., Загребаев В. И.* Реакции срыва, развала и неупругого развала тяжелого иона, сопровождаемые вылетом α -частиц // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1983. Т. 47, № 2. С. 2201–2207.
9. *Вильчинский Я., Волков В. В., Дедовски И.* Ядерная физика и исследования с многозарядными ионами // *ЯФ.* 1967. Т. 5. С. 942.
10. *Billerey R., Cerruti C., Chevarier A., Chevarier N., Cheynis B., Demeyer A.* The Third Particle in Deep Inelastic Collisions // *Z. Phys. A.* 1979. V. 292. P. 293–299.
11. *Козулин Э. М., Блинов М. В., Борча К., Коваленко С. С., Можаяев А. Н., Пенионжкевич Ю. Э.* Эмиссия быстрых нейтронов при взаимодействии ионов ^{12}C и ^{20}Ne с энергией 9 МэВ/нуклон с ядрами ^{181}Ta . Препринт ОИЯИ Р7-85-31. Дубна, 1985.

12. Пенионжкевич Ю.Э., Самарин В.В., Маслов В.А., Лукьянов С.М., Азнабаев Д., Борча К., Бутусов И.В., Исатаев Т., Мендибаев К., Скобеlev 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, №2. С. 95.
13. Artukh A. G., Gridnev G. F., Gruszecki M. et al. Forward-Angle Yields of $2 \leq Z \leq 11$ Isotopes in the Reaction of ^{18}O (35A MeV) with $^9\text{Be}^*$. JINR Preprint E7-81-355. Dubna, 1981.
14. Lukyanov S. M., Denikin A. S., Naumenko M. A., Burjan V., Kroha V., Mrazek J., Mendibayev K., Sivacek I., Glagolev V., Penionzhkevich Yu. E., Skobelev N. K., Smirnov A. A., Sobolev Yu. G., Trzaska W. H., Kuterbekov K., Hue B. M. Cluster Structure of ^9Be . JINR Preprint E7-66. Dubna, 2017.
15. Загребав В.И., Пенионжкевич Ю.Э. Образование легких частиц в ядро-ядерных столкновениях (наблюдаемые закономерности, теоретические модели, возможные эксперименты) // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1993. Т. 24, №2. С. 295–347.
16. Golabec C., Simenel C. Collision Dynamics of Two ^{238}U Atomic Nuclei // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 042701.
17. Devi K. R. S., Strayer M. R., Davies K. T. R., Koonin S. E., Dhar A. K. Prompt Emission of Nucleon Jets in Time-Dependent Hartree-Fock Collisions // Phys. Rev. C. 1981. V. 24. P. 2521–2525.
18. Nitschke J. M. Search for an 80 ms Spontaneous Fission Activity in Bombardments of ^{249}Bk with ^{15}N // Сборник аннотаций Междунар. симп. по синтезу и свойствам новых элементов: ОИЯИ, 07-80-556. Дубна, 1980.
19. Белозеров А.В., Калинин А.М., Оганесян Ю.Ц., Пенионжкевич Ю.Э. Вероятность образования тяжелых ядер в реакциях с вылетом быстрых частиц: Препринт ОИЯИ 07-82-891. Дубна, 1982.
20. Utsunomiya H., Nomura T., Inamura T., Sugitate T., Motobayashi T. Pre-equilibrium α -Particle Emission in Heavy-Ion Reactions // Nucl. Phys. A. 1980. V. 334. P. 127–143.
21. Samarina V. V. Time-Dependent Description of Incomplete Fusion of Nuclei and Cluster and Nucleon-Transfer Reactions // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81, No. 4. P. 486–496.
22. Самарин В.В. Разностное уточнение квазиклассического приближения для альфа-, протонных и кластерных распадов // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78, №11. С. 1388–1395.
23. Загребав В.И., Деникин А.С., Карпов А.В. и др. Сетевая база знаний NRV по ядерной физике низких энергий [NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics] <http://nrv.jinr.ru/nrv/>.
24. Voskoboynik E. I., Kazacha V. I., Kolesov I. V., Lukyanov S. M., Maslov V. A., Melnikov V. N., Osipov N. F., Penionzhkevich Yu. E., Skobelev N. K., Sobolev Yu. G. High-Resolution Magnetic Analyzer MAVR. Preprint JINR-E13-2013-1. Dubna, 2013.
25. Mendibayev K., Hue B. M., Lukyanov S. M., Aznabayev D., Borcea C., Maslov V. A., Penionzhkevich Yu. E., Rotaru F., Sivacek I., Skobelev N. K., Smirnov A. A., Kuterbekov K. Alpha-Particle Emission in the $^{48}\text{Ca}+\text{Ta}$ Reaction at Coulomb Energy. JINR Preprint E7-2017-66. Dubna, 2017.