= ЯДРА =

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ АЛЬФА-ЧАСТИЦ В РЕАКЦИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ⁵⁶ Fe C ЯДРАМИ Та И U ПРИ ЭНЕРГИИ 320 МэВ

© 2021 г. Ю. Э. Пенионжкевич^{1),2)*}, В. В. Самарин^{1),3)}, В. А. Маслов¹⁾, С. М. Лукьянов¹⁾, Д. Азнабаев^{1),4)}, К. Борча⁵⁾, И. В. Бутусов¹⁾, Т. Исатаев^{1),4)}, К. Мендибаев^{1),4)}, Н. К. Скобелев¹⁾, С. С. Стукалов¹⁾, А. В. Шахов^{1),3)}

Поступила в редакцию 29.05.2020 г.; после доработки 17.06.2020 г.; принята к публикации 17.06.2020 г.

С помощью магнитного анализатора высокого разрешения (установка MABP) на пучках ⁵⁶Fe с энергией 6 МэВ/нуклон на мишенях ²³⁸U и ¹⁸¹Ta измерены дифференциальные сечения вылета альфачастиц под углом 0° в зависимости от их энергии. В спектрах наблюдались быстрые альфа-частицы с энергиями, соответствующими двухтельному и трехтельному выходным каналам реакций, в том числе с энергией, близкой к двухтельному кинематическому пределу. Анализ полученных экспериментальных данных проведен с помощью модели движущихся источников. В нестационарном квантовом подходе установлен вылет неравновесных альфа-частиц при полном или неполном слиянии ядер вперед из более тяжелого ядра-мишени.

DOI: 10.31857/S0044002721020124

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие двух сложных ядер может сопровождаться вылетом большого количества альфа-частиц. В энергетических спектрах этих частиц, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, наблюдаются две компоненты. Одна из них — это испарительные частицы, вторая компонента — высокоэнергетические, с направленным вперед угловым распределением и с максимальным выходом частиц при энергии, соответствующей скорости бомбардирующих ионов [1].

Исследование таких энергетических спектров под разными углами показало, что наблюдается значительное увеличение выхода высокоэнергетических альфа-частиц по сравнению с тем, что ожидается из расчетов по испарительной модели распада составного ядра [2], причем угловое распределение альфа-частиц имеет сильную направленность вперед [3]. Кроме альфа-частиц, в таких процессах могут вылетать и более тяжелые заряженные частицы (изотопы лития, бериллия) [4, 5] с энергиями, отличными от испарительных. Измерения сечений образования высокоэнергетических

альфа-частиц показали, что они могут достигать половины значений полного сечения реакций, а это ставит под сомнение предположение о независимости от других каналов реакций. Данная в работах [1-3] интерпретация процесса, предполагающая развал налетающей частицы в поле ядрамишени, не дает удовлетворительного согласия с экспериментом даже в случае, когда налетающей частицей является альфа-кластерное ядро ¹²С [6, 7]. В работе [6] сделана попытка показать, что высокоэнергетические частицы связаны с угловым моментом налетающего иона, который лежит в диапазоне, соответствующем реакциям передачи. Однако измерение совпадений альфа-частиц с другими продуктами реакции передачи [7, 8] объясняет лишь 10-20% сечения их образования. В работе [9] показано, что вылет быстрых частиц происходит на первом этапе реакции до установления статистического равновесия в оставшихся ядрах. Кроме того, из экспериментальных данных [10] следует, что существует большая вероятность образования составного ядра после вылета быстрой частицы. Вопрос об источниках эмиссии легких частиц подробно обсуждается в работе [11].

Важную информацию о механизме образования быстрых заряженных частиц могут дать измерения их инклюзивных энергетических спектров под разными углами. На рис. 1 показаны энергетические спектры альфа-частиц для реакции ¹⁸¹Та + ²²Ne, измеренные под разными углами, взятые из работы [2]. Для двухтельного канала реакции

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия.

³⁾Государственный университет "Дубна", Дубна, Россия.

⁴⁾Университет им. Л. Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан. ⁵⁾Institute of Atomic Physics, Bucharest-Magurele, Romania.

^{*}E-mail: pyuer@mail.ru



Рис. 1. Энергетические спектры альфа-частиц, измеренные под углами 0° (треугольники), 10° (квадраты), 20° (точки), 40° (кружки), 90° (звезды) для реакции ²²Ne + ¹⁸¹Ta при энергии $E_{\rm lab} = 178$ МэВ ($E_{\rm c.m} = 158.7$ МэВ). Штриховая кривая — спектр, рассчитанный для угла 90° в модели испарения из компаундяра. Стрелки вверху соответствуют высоте кулоновского барьера выходного канала ¹⁹⁹Tl + ⁴He $B_{\alpha} = 20.3$ МэВ, стрелка внизу указывает кинематический предел двухтельного канала реакции $\bar{E}_{\alpha,c.m}^{(2)} = 125.4$ МэВ [2].

 22 Ne + 181 Ta \rightarrow 199 Tl + 4 He на рис. 1 указан кинематический предел $\bar{E}^{(2)}_{\alpha,\mathrm{c.m}}$ энергии альфа-частицы в системе центра масс:

$$\bar{E}_{\alpha,\text{c.m}}^{(2)} = (E_{\text{c.m}} + Q) \left(1 + \frac{m_{\alpha}}{M}\right)^{-1}, \qquad (1)$$

где $E_{\rm c.m}$ — энергия в системе центра масс, Q — энергия реакции ($Q = -30.83~{\rm M}$ эВ), m_{α} — масса альфа-частицы, M — масса ядра-остатка (¹⁹⁹Tl).

На этом же рисунке для сравнения приведен расчетный спектр испарительных альфа-частиц из составного ядра. Видно, что экспериментальные и расчетный спектры практически совпадают при угле вылета 90°, а при меньших углах сильно различаются. При этом в области малых углов (0, 10° и 20°) выход высокоэнергетических альфа-частиц значительно превышает расчетный испарительный выход. Отметим следующие характерные свойства энергетического спектра, представленного на рис. 1, и спектров, изученных в работах [1–3].

 Максимальный выход альфа-частиц под передними углами (более 20°) соответствует высоте B_{α,C} выходного кулоновского барьера для альфа-частицы. Положение максимума в энергетическом распределении под передними углами смещается в сторону энергии, соответствующей скорости налетающего иона.

- 2. С относительно большой вероятностью в реакции образуются альфа-частицы со скоростями, в несколько раз превышающими скорость бомбардирующих ионов, причем спектр становится существенно более жестким с уменьшением угла регистрации. Наиболее энергетические альфа-частицы испускаются под малыми углами от 0° до 20° с направлением первичного пучка ионов.
- В реакциях с тяжелыми ионами с заметным сечением идет испускание и более тяжелых заряженных частиц.
- 4. Энергетические спектры разных частиц экспоненциально падают с ростом энергии частиц до момента, когда эта энергия всего на несколько МэВ отличается от максимально возможного значения, допустимого законами сохранения энергии и импульса в случае двухтельного механизма реакции (так называемого кинематического предела).
- 5. Когда энергия частиц равна энергии на кинематическом пределе, образовавшиеся в выходном канале ядра находятся в основном состоянии. Разница, наблюдаемая между экспериментальным и расчетным значениями граничной энергии, определяется угловым моментом остаточного тяжелого ядра, который зависит от энергии бомбардирующего иона и от типа испускаемой частицы.

Однако несмотря на большое количество накопленных экспериментальных данных о характеристиках ядерных реакций, сопровождающихся вылетом высокоэнергетических частиц, до сих пор нет объяснения всей совокупности полученных экспериментально данных или, по крайней мере, основных характеристик этих реакций, в частности:

a) относительного выхода различных частици их множественности;

б) формы энергетических спектров частиц;

в) формы угловых распределений частиц для различных участков спектра;

г) зависимости сечений эмиссии частиц от энергии налетающего иона;

д) поведения функций корреляций частиц с продуктами реакций;

e) зависимости выхода частиц от массы и заряда ядра-мишени или бомбардирующей частицы;

ж) распределения угловых моментов между продуктами реакций с испусканием быстрых частиц.

Настоящая работа предпринята с целью получения информации о механизме вылета быстрых альфа-частиц в реакциях с ионами ⁵⁶Fe с использованием магнитного анализатора высокого разрешения (установки MABP) [12].

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на пучках ионов ⁵⁶Fe с энергией 320 МэВ на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Для формирования профиля пучка использовалась магнитная оптика ионопровода № 9 циклотрона У-400, дополненная системой диафрагм, профиль пучка контролировался с помощью двух профилометров. В результате на мишени удалось получить пучок размером 5 × 5 мм при интенсивности 50 нА. В эксперименте использовались мишени ¹⁸¹Та толщиной 7 мкм и ²³⁸U толщиной 1 мкм. В экспериментах по изучению эмиссии высокоэнергетических частиц необходимо располагать детектор-регистратор под углом 0°. Угловое разрешение регистрирующих детекторов с учетом расходимости пучка на мишени составляло ±0.8°. Методически такая постановка экспериментов связана с определенными трудностями из-за большой загрузки детекторов ядрами бомбардирующего пучка. С целью разделения продуктов реакции и пучка под передними углами в наших экспериментах использовался магнитный анализатор высокого разрешения (МАВР), повышающий телесный угол анализатора по сравнению с использованием одного магнитного спектрометра МСП-144. Анализатор располагался на канале пучков тяжелых ионов № 9 ускорителя У-400 ЛЯР ОИЯИ. Энергетический диапазон продуктов реакции, которые могли быть зарегистрированы спектрометром, составлял $E_{\rm max}/E_{\rm min} = 5.2$ при энергетическом разрешении $\Delta E/E = 5 \times 10^{-4}$. Анализатор обладал хорошей линейной зависимостью дисперсии и разрешения по всей длине (1500 мм) фокальной плоскости спектрометра МСП-144. Телесный угол анализатора MABP составлял 5 мср, а угол отклонения частиц 110.7°. Такая система анализа и регистрации частиц позволяла проводить измерения энергетических спектров альфа-частиц в диапазоне энергий 30-110 МэВ. Использование анализатора МАВР для регистрации легких заряженных частиц позволяло работать под передними углами с пучками высокой интенсивности (до 5 × $\times 10^{12} \text{ c}^{-1}$) и, таким образом, измерять энергетические спектры частиц вплоть до энергий, выход которых составлял $10^{-6} - 10^{-8}$ от максимального.



Рис. 2. Распределение зарядовых состояний для ионов Fe с энергией 320 МэВ, прошедших через твердотельную мишень U (кружки) и Та (треугольники).

Сложность эксперимента заключалась в том, что в магнитный анализатор попадали как продукты реакций, так и различные зарядовые состояния первичного пучка ионов ⁵⁶Fe высокой интенсивности. С помощью позиционно-чувствительных детекторов определялось положение всех продуктов в фокальной плоскости спектрометра. Местоположение продуктов и соответствующие им ионные заряды (Q_i) сравнивались со значениями, рассчитанными с помощью программы LISE [13]. Для расчета в программе использовались: заряд (Z), атомная масса (A) и энергия частицы $(E в M \ni B)$, проходящей через магнитный анализатор. Ступенчатый магнит спектрометра МСП-144 имел два зазора с полями В1 и В2 в этих зазорах соответственно. Зарядовые распределения пучка ионов ⁵⁶Fe после прохождения через мишени урана и тантала указаны на рис. 2.

Образующиеся в реакции альфа-частицы фокусировались после вылета из мишени дублетом квадрупольных линз на входе в магнитный анализатор, что позволяло увеличить захватываемый телесный угол анализатора. Сфокусированные продукты реакций попадали в магнит спектрометра, где отделялись от первичного пучка и идентифицировались в его фокальной плоскости детекторной системой, состоящей из двух полупроводниковых телескопов. Находящаяся в фокальной плоскости спектрометра детекторная система позволяла регистрировать и идентифицировать продукты ядерных реакций по заряду Z и массовому числу A, по потере энергии ΔE и полной энергии E. Для регистрации высокоэнергичных альфа-частиц использовалось два полупроводниковых кремниевых телескопа с толщинами детекторов $\Delta E_1, \Delta E_2, E$,



Рис. 3. Идентификационная $\Delta E - E$ -матрица, полученная в фокальной плоскости анализатора MABP для реакции 56 Fe + 238 U под углом 0°.

равными 100, 700 и 3200 мкм. Толщины детекторов подбирались таким образом, чтобы обеспечить идентификацию альфа-частиц в интересующем нас энергетическом диапазоне. Кроме того, для защиты детекторов от попаданий в них ионов пучка перед каждым телескопом была установлена алюминиевая фольга толщиной 80 мкм. Толщина фольги выбиралась таким образом, чтобы ядра ⁵⁶Fe с энергией 320 МэВ полностью останавливались в алюминиевой фольге и не попадали в кремниевые детекторы. В эксперименте использовались два телескопа, что позволяло одновременно регистрировать альфа-частицы двух значений энергий. В каждый телескоп попадали только частицы с определенной магнитной жесткостью, задаваемой положением телескопа на фокальной плоскости анализатора. На рис. 3 представлена идентификационная двумерная $\Delta E - E$ -матрица, полученная в фокальной плоскости анализатора МАВР под углом 0°. Видно хорошее разделение альфа-частиц и фона от других продуктов реакции. Незначительный фон на рис. З связан с легкими заряженными частицами (протоны, дейтроны, тритоны), а также с ядрами ⁴He, образующегося на алюминиевой защите полупроводникового детектора. Интенсивность пучка ионов на мишени определялась с помощью измерения тока с изолированной мишени, который нормировался на показания цилиндра Фарадея, расположенного в реакционной камере. Кроме того, под углом 56° на расстоянии 50 см от мишени располагался полупроводниковый детектор для дополнительного измерения интегрального значения потока падающего на мишень пучка по упругому рассеянию ⁵⁶Fe. Оба метода определения интенсивности падающего на мишень пучка давали сопоставимые результаты. Дифференциальное сечение вылета альфа-частиц $d\sigma/d\Omega dE$ было рассчитано по интегральному значению потока падающего на мишень пучка, известной толщине мишени и числу альфа-частиц, зарегистрированных полупроводниковыми телескопами в фокальной плоскости анализатора MABP.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

В настоящем эксперименте на пучке ⁵⁶Fe с энергией 320 МэВ были измерены дифференциальные сечения вылета альфа-частиц в реакциях ⁵⁶Fe + ²³⁸U и ⁵⁶Fe + ¹⁸¹Ta под углом 0°. Эти спектры представлены на рис. 4*a*. Видно, что выход альфа-частиц с энергией в лабораторной системе $E_{\alpha,\text{lab}}$ существенно выше для более тяжелого ядра ²³⁸U с более слабо связанной альфачастицей, энергия связи альфа-частицы в ядре ²³⁸U — 4.27 МэВ, в ядре ¹⁸¹Ta — 1.52 МэВ (см., например, NRV [14]). Этот вывод подтверждают также приведенные на рис. 4*б*, 4*в* энергетические спектры альфа-частиц, измеренные нами ранее для реакций с пучками ²²Ne и ⁴⁸Ca на мишенях ²³⁸U и ¹⁸¹Ta [2, 7].

Максимальный выход альфа-частиц для реакций ²²Ne + ¹⁸¹Ta, ⁴⁸Ca + ¹⁸¹Ta, ⁴⁸Ca + ²³⁸U и ⁵⁶Fe + ¹⁸¹Ta наблюдается при энергии альфачастиц $B_{\alpha,lab}$, соответствующей в лабораторной системе энергии B_{α} в системе центра масс, где B_{α} — высота кулоновского барьера выходного канала "тяжелый фрагмент" + ⁴He:

$$B_{\alpha,\text{lab}} = \frac{m_{\alpha}}{2} \left(v_{\text{c.m}} + u_{\alpha} \right)^2, \quad \frac{m_{\alpha}}{2} u_{\alpha}^2 = B_{\alpha}, \quad (2)$$



Рис. 4. Энергетические спектры альфа-частиц, измеренные под углом 0° в реакциях на мишенях ²³⁸U (кружки и штриховые стрелки) и ¹⁸¹Ta (треугольники и сплошные стрелки). *a* — Пучки ⁵⁶Fe с энергией 320 МэВ, результаты данной работы; δ — пучки ²²Ne с энергией 180 МэВ на мишени ²³⁸U и с энергией 178 МэВ на мишени ¹⁸¹Ta, данные из работ [2, 7]; *в* — пучки ⁴⁸Ca с энергией 270 МэВ на мишени ²³⁸U и с энергией 261 МэВ на мишени ¹⁸¹Ta, данные из работы [7]; кривые проведены через экспериментальные точки. Короткие стрелки внизу указывают кинематические пределы двухтельных каналов реакций на ¹⁸¹Ta и ²³⁸U. Длинные стрелки внизу указывают кинематические пределы трехтельных каналов реакций: $a - {}^{56}Fe + {}^{238}U \rightarrow {}^{16}O + {}^{274}Hs + {}^{4}He$ (стрелка *1*) и ${}^{56}Fe + {}^{238}U \rightarrow {}^{20}Ne + {}^{270}Sg + {}^{4}He$ (стрелка *2*), ${}^{56}Fe + {}^{181}Ta \rightarrow {}^{12}C + {}^{221}Pa + {}^{4}He$ (стрелка *1*); и ${}^{56}Fe + {}^{181}Ta \rightarrow {}^{16}O + {}^{217}Ac + {}^{4}He$ (стрелка *2*); δ — ${}^{22}Ne + {}^{238}U \rightarrow {}^{12}C + {}^{270}Rf + {}^{4}He$. Стрелки вверху указывают значения $B_{\alpha,lab}$. Кривые проведены с помощью сглаживания сплайнами.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 84 № 2 2021

где $v_{\rm c.m}$ — скорость центра масс в лабораторной системе. Значения B_{α} и $B_{\alpha,\rm lab}$ приведены в табл. 1.

В реакции ²²Ne + ¹⁸¹Ta, в которой удалось спуститься по сечению на семь порядков по отношению к максимуму энергетического спектра (рис. 4*б*), сечение вылета альфа-частиц резко уменьшается при приближении к энергии в лабораторной системе 124.9 МэВ, которая соответствует кинематическому пределу для двухтельного канала реакции ²²Ne + ¹⁸¹Ta \rightarrow ¹⁹⁹Tl + ⁴He. Такое же падение сечения наблюдается и для реакции ⁴⁸Ca + + ¹⁸¹Ta (см. рис. 4*в*). Кинематический предел $\bar{E}_{\alpha,lab}^{(2)}$ — максимальная энергия вылетевшей вперед под углом 0° альфа-частицы в лабораторной системе для двухтельного выходного канала "тяжелое ядро" + ⁴He — дается выражением

$$\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)} = (E_{\text{c.m}} + Q) \left(1 + \frac{m_{\alpha}}{M}\right)^{-1} + (3) + \frac{m_{\alpha}m_1}{(m_1 + m_2)^2} E_{\text{lab}} + 2\sqrt{E_{\text{lab}}(E_{\text{c.m}} + Q)} \times \times \frac{m_1}{m_1 + m_2} \left(\frac{m_{\alpha}}{m_1}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{m_{\alpha}}{M}\right)^{-1/2},$$

где $E_{\rm lab}$ — энергия ядра-снаряда в лабораторной системе, m_1, m_2 — массы ядра-снаряда и ядрамишени, $M = m_1 + m_2 - 4$. Значения кинематических пределов двухтельных каналов приведены в табл. 1 и указаны короткими стрелками на рис. 4. В реакции ²²Ne + ²³⁸U энергии всех зарегистрированных альфа-частиц не превосходили кинематического предела $\bar{E}_{\alpha,\rm lab}^{(2)}$. По экспериментальным точкам для данной реакции построена гладкая кривая с помощью сглаживания сплайнами (см. рис. 4б). Более быстрый по сравнению с экспоненциальным спад сечения вылета альфа-частиц на интервале энергий $E_{\alpha,\rm lab}$ от 90 до 105 МэВ может указывать на двухтельный характер выходного канала реакции ²²Ne + ²³⁸U \rightarrow ²⁵⁶Fm + ⁴He с кинематическим пределом $\bar{E}_{\alpha,\rm lab}^{(2)} = 124.9$ МэВ.

В реакции ⁵⁶Fe + ²³⁸U энергии большинства зарегистрированных альфа-частиц превосходили кинематический предел $\bar{E}_{\alpha,lab}^{(2)}$. В реакциях ⁴⁸Ca + + ²³⁸U, ⁵⁶Fe + ¹⁸¹Ta небольшая часть зарегистрированных альфа-частиц имела энергии, превосходящие двухтельные кинематические пределы $\bar{E}_{\alpha,lab}^{(2)}$. Такие альфа-частицы могут испускаться в трехтельных каналах реакций вместе с образованием двух тяжелых ядер в результате передачи большого числа нуклонов от ядра-снаряда ядру-мишени. В частности, при движении всех продуктов реакции вдоль направления пучка ядер-снарядов в системе

центра масс два уравнения законов сохранения импульса и энергии связывают три величины скорости u_3 , u_4 двух конечных ядер с массами m_3 , m_4 и скорость альфа-частицы u_{α} . Для определенного значения энергии альфа-частицы $E_{\alpha,lab}$ в лабораторной системе значения проекций скоростей u_3 , u_4 двух конечных ядер могут быть найдены из уравнений

$$\frac{1}{2}m_3u_{3,z}^2 + \frac{1}{2m_4}(m_3u_{3,z} + m_\alpha u_\alpha)^2 = (4)$$
$$= E_{\rm c.m} + Q - \frac{1}{2}m_\alpha u_\alpha^2,$$
$$u_{4,z} = -\frac{1}{m_4}(m_3u_{3,z} + m_\alpha u_\alpha).$$
(5)

Вещественные решения уравнения (4) существуют при ограничении $E_{\alpha,\text{lab}} \leqslant \bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)}$, поэтому кинематический предел энергии альфа-частицы в лабораторной системе при вылете под углом 0° одновременно с образованием двух ядер дается выражениями:

$$\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)} = \left(A + \sqrt{\frac{B}{C}}\right)^2,\tag{6}$$

$$A = \frac{1}{m_1 + m_2} \sqrt{m_1 m_\alpha E_{\text{lab}}},$$
 (7)

$$B = \frac{m_{\alpha}}{m_3} \left(1 + \frac{m_3}{m_4} \right) (E_{\rm c.m} + Q), \qquad (8)$$

$$C = \frac{m_{\alpha}}{m_3} \left(1 + \frac{m_3}{m_4} \right) \left(1 + \frac{m_{\alpha}}{m_4} \right) - \frac{m_{\alpha}^2}{m_4^2}.$$
 (9)

Длинные стрелки на рис. 4 указывают кинематические пределы трехтельных каналов реакций: 56 Fe + 238 U $\rightarrow {}^{16}$ O + 274 Hs + 4 He и 56 Fe + ${}^{+238}$ U $\rightarrow {}^{20}$ Ne + 270 Sg + 4 He, 56 Fe + 181 Ta $\rightarrow {}^{-12}$ C + 221 Pa + 4 He и 56 Fe + 181 Ta $\rightarrow {}^{12}$ C + 221 Pa + 4 He и 56 Fe + 181 Ta $\rightarrow {}^{16}$ O + ${}^{+217}$ Ac + 4 He, 22 Ne + 238 U $\rightarrow {}^{12}$ C + 244 Pu + 4 He, 48 Ca + 238 U $\rightarrow {}^{12}$ C + 270 Rf + 4 He. Значения кинематических пределов $E_{\alpha,lab}^{(3)}$ трехтельных каналов реакций приведены в табл. 1. В реакциях 48 Ca + 238 U, 56 Fe + 181 Ta зарегистрированные под углом 0° альфа-частицы могли образоваться в двух- и трехтельных каналах, дифференциальные сечения для которых по-разному зависят от энергии альфачастиц. Это может приводить к сложной форме энергетических спектров. Для выявления этого по экспериментальным точкам для указанных реакций построены гладкие кривые с помощью сглаживания сплайнами (см. рис. 4a, 4b). Изменение плавного спада сечения на подходе к кинематическому пределу $\bar{E}_{\alpha,lab}^{(2)}$ может указывать

Таблица 1. Кинематические пределы энергии при вылете альфа-частиц вперед под углом 0° (в лабораторной системе) в двухтельном $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$ и трехтельном $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)}$ выходных каналах реакции, Q — энергия реакции, E_{lab} — энергия ядер-снарядов в лабораторной системе, $E_{\text{c.m}}$ — энергия ядер в системе центра масс, значения энергии альфа-частиц $B_{\alpha,\text{lab}}$ в лабораторной системе соответствуют энергии B_{α} в системе центра масс, B_{α} — высота кулоновского барьера выходного канала "тяжелое ядро" + ⁴He

Реакция	E _{lab} , МэВ	<i>E</i> _{с.m} , МэВ	Выходной канал	<i>Q</i> , МэВ	$ar{E}^{(2)}_{lpha, ext{lab}}, ar{E}^{(3)}_{lpha, ext{lab}}, ext{M} artheta ext{B}$	$B_{lpha, { m lab}}, (B_{lpha})$ МэВ	
22 Ne + 181 Ta	181	158.71	199 Tl + 4 He,	-30.83	139.55	26.2 (20.3)	
⁴⁸ Ca + ¹⁸¹ Ta	261	206.29	225 Pa + 4 He	-119.43	104.36	32.5 (22.3)	
⁴⁸ Ca + ²³⁸ U	270	224.69	$^{282}Ds + {}^{4}He$	-149.71	88.25	34.5 (25.8)	
			$^{12}C + ^{270}Rf + ^{4}He$	-118.08	122.05	33.1 (24.6)	
22 Ne + 238 U	180	164.77	256 Fm + 4 He	-48.63	124.94	30.0 (23.9)	
			$^{12}C + ^{244}Pu + ^{4}He$	-22.95	151.31	28.7 (22.7)	
${}^{56}{ m Fe} + {}^{238}{ m U}$	320	259.05	$^{290}Lv + {}^{4}He$	-200.75	72.14	37.4 (27.1)	
			$^{12}\text{C} + ^{278}\text{Ds} + ^{4}\text{He}$	-162.0	114.38	36.0 (25.9)	
			$^{16}\mathrm{O} + ^{274}\mathrm{Hs} + ^{4}\mathrm{He}$	-144.47	133.21	35.5 (25.5)	
			20 Ne + 270 Sg + 4 He	-130.17	148.49	35.0 (25.1)	
⁵⁶ Fe + ¹⁸¹ Ta	320	244.39	$^{233}Bk + {}^{4}He$	-164.30	100.057	36.0 (23.7)	
			$^{12}C + ^{221}Pa + {}^{4}He$	-131.85	135.68	34.4 (22.4)	
			$^{16}\mathrm{O} + ^{217}\mathrm{Ac} + {}^{4}\mathrm{He}$	-115.44	153.49	33.9 (22.0)	

на наличие вклада двухтельного выходного канала. Участки кривых при $E_{\alpha} \ge \bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$ обусловлены трехтельными выходными каналами, приведенными в табл. 1.

На основании представленных результатов можно сделать следующие выводы:

В реакциях ядер-снарядов ²² Ne и ⁴⁸Ca с ядроммишенью ¹⁸¹Ta вылет быстрой альфа-частицы происходит при полном слиянии ядер и реализуется двухтельный выходной канал реакции. Для более тяжелого ядра-снаряда ⁵⁶Fe вероятным является трехтельный выходной канал с образованием ядеростатков ¹²C и ¹⁶O. В реакциях с ядром-мишенью ²³⁸U вылет быстрой альфа-частицы в двухтельном выходном канале не исключен для легкого ядраснаряда ²²Ne. Для более тяжелых ядер-снарядов ⁴⁸Ca и ⁵⁶Fe наличие зарегистрированных альфачастиц с энергиями выше двухтельного кинематического предела указывает на возможность трехтельных выходных каналов с неполным слиянием ядер (передачей большого числа нуклонов). Для ядра-снаряда ⁴⁸Ca наиболее вероятно образование

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 84 № 2 2021

легкого ядра-остатка $^{12}{\rm C},$ а для ядра $^{56}{\rm Fe}$ — образование легких ядер-остатков $^{16}{\rm O}$ и $^{20}{\rm Ne}.$

Энергетические спектры альфа-частиц под углом 0°, измеренные для реакций на мишенях ²³⁸U и ¹⁸¹Та, показаны соответственно на рис. 5а и 5б. Для реакций на мишени из альфа-радиоактивных ядер 238 U (см. рис. 5a) сечение образования альфачастиц во всем диапазоне энергий под углом 0° примерно одно и то же для трех ядер-снарядов ²²Ne, ⁴⁸Ca и ⁵⁶Fe. Для мишени из стабильных ядер ¹⁸¹Та (см. рис. 5б) сечение образования альфачастиц во всем диапазоне энергий под углом 0° примерно одно и то же для двух ядер-снарядов ²²Ne, ⁵⁶Fe с энергиями отделения альфа-частицы соответственно 9.7 и 7.6 МэВ. Для нейтроноизбыточных ядер ⁴⁸Са с аномально большой энергией отделения альфа-частицы 14.4 МэВ сечение образования альфа-частиц в реакции ⁴⁸Са + ¹⁸¹Та оказывается существенно меньшим. Таким образом, характер энергетических спектров альфа-частиц определяется, в основном, свойствами тяжелых ядер-мишеней, и, в меньшей степени, свойствами ядер налетающего пучка.

Таблица 2. Свойства источников: $E_{\rm C}$ — кулоновская энергия альфа-частицы, $E_1 = m_{\alpha} v_1^2/2$, $E_2 = m_{\alpha} v_2^2/2$, T_1 , T_2 — температуры движущихся источников, N_1 , N_2 — нормировочные коэффициенты, $v_{\rm beam}$ — скорость ядерснарядов в лабораторной системе

Реакция и энергия в лаб. системе	$E_1 = m_{\alpha} v_1^2 / 2,$ MəB	$\begin{aligned} E_2 = m_\alpha v_2^2/2, \\ \mathbf{M}\mathbf{\hat{s}B} \end{aligned}$	<i>T</i> 1, МэВ	<i>T</i> ₂ , МэВ	<i>E</i> _C , МэВ, рис.	N_1	N_2	$rac{v_1}{v_{ ext{beam}}}$	$rac{v_2}{v_{ m beam}}$
²² Ne + ¹⁸¹ Ta, 181 МэВ	13.26	20.31	1.82	3.52	14.38, рис. 6а	4.55	0.11	0.64	0.79
⁴⁸ Са + ¹⁸¹ Та, 261 МэВ	20.92	—	1.90	—	14.67, рис. 6б	0.04	—	0.98	-
⁴⁸ Ca + ²³⁸ U, 270 МэВ	22.50	—	1.94	—	11.83, рис. 6б	12.05	—	1	—
²² Ne + ²³⁸ U 180 МэВ	15.29	—	3.27	—	8.72, рис. 6 <i>в</i>	15.512	_	0.56	—
⁵⁶ Fe + ²³⁸ U, 320 МэВ	3.33	22.7	2.717	2.225	43.25, рис. 7а	76.95	0.08	0.38	0.997
	22.80	22.80	1.61	5.40	15, рис. 7б	65.57	0.08	0.999	0.999
⁵⁶ Fe + ¹⁸¹ Ta, 320 МэВ	14.0	19.0	3.2	4.0	4.0, рис. 7 <i>в</i>	5.0	0.03	0.78	0.91
	22.02	22.86	2.28	4.0	4.21, рис. 7 <i>г</i>	2.05	0.03	0.98	1.0

Интерес представляет анализ экспериментальных данных с точки зрения механизма образования альфа-частиц в изученных нами реакциях. Был проведен анализ с использованием модели движущихся источников [15]. В этой эмпирической модели предполагается, что альфа-частицы испаряются изотропно из источника, движущегося в направлении пучка ядер-снарядов. Допускается, что таких источников может быть несколько, а их температуры T_i и скорости v_i отличаются друг от друга и являются подгоночными параметрами (вместе с нормировочными коэффициентами N_i), которые определяются из условия воспроизведения экспериментальных энергетических спектров. В расчетах было использовано предположение о двух источниках испускания альфа-частиц, при этом дифференциальное сечение вылета альфачастиц вычислялось по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE} = f(E) = N_1 \sqrt{E - E_{\rm C}} \times \qquad (10)$$

$$\times \exp\left(-\frac{E - E_{\rm C} + E_1 - 2\sqrt{E_1(E - E_{\rm C})}}{T_1}\right) + N_2\sqrt{E - E_{\rm C}} \times \left(-\frac{E - E_{\rm C} + E_2 - 2\sqrt{E_2(E - E_{\rm C})}}{T_2}\right),$$

где E — энергия вылетевшей альфа-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), $E_{\rm C}$ — кулоновская энергия альфа-частицы, такая, что кинетическая энергия вылетевшей из неподвижного источника альфачастицы равна $E_{\rm C} + m v_\alpha^2/2$, где v_α — скорость альфа-частицы внутри источника с температурой T. Значения семи параметров E_1 , E_2 , T_1 , T_2 , N_1 , $N_2, E_{\rm C}$ определялись из условия минимума среднеквадратичного отклонения теоретических значений $f_{\rm theor}(E_{\alpha,k})$ от экспериментальных $f_{\rm exp}(E_{\alpha,k})$

$$\chi^{2} = \sum_{k} \{ \lg \left[f_{\text{theor}}(E_{\alpha,k}) \right] - \lg \left[f_{\exp}(E_{\alpha,k}) \right] \}^{2}.$$
(11)

Результаты расчетов для имеющих хорошо выраженные максимумы энергетических спектров альфа-частиц в реакциях 22 Ne + 181 Ta, 48 Ca + + 181 Ta и 48 Ca + 238 U представлены на рис. 6a, 6b. Для реакции 22 Ne + 181 Ta (рис. 6a) с двухтельным выходным каналом наличие двух источников позволило описать весь спектр вплоть до его резкого обрыва за несколько MэB до кинематического предела. Для реакции 48 Ca + 181 Ta с двухтельным выходным каналом и для реакции 48 Ca + 238 U с вероятным трехтельным выходным каналом и для реакции 48 Ca + 238 U с вероятным трехтельным выходным каналом одного источника (рис. 6b). Монотонно убывающий энергетический спектр альфа-частиц в реакции 22 Ne + 238 U с вероятным трехтельным выходным каналом слекте описывается одним движущимся источником (рис. 6b). Свойства источников приведены в табл. 2.

Для монотонно убывающих энергетических спектров альфа-частиц в реакциях с вероятным трехтельным выходным каналом ⁵⁶Fe + ¹⁸¹Ta и ⁵⁶Fe + ²³⁸U расчеты с учетом рис. 6 и значений, приведенных в первых четырех строках табл. 2, проводились с дополнительными ограничениями: $v_{1,2} \leq v_{\text{beam}}, T_{1,2} \leq 6 \text{ МэВ}, E_C \geq 8 \text{ МэВ}.$ Результаты минимизации среднеквадратичного отклонения (11) неоднозначны. На рис. 7 показаны примеры возможных решений для наборов значений параметров $E_1, E_2, T_1, T_2, N_1, N_2, E_C$, приведенных в табл. 2. Общим для всех вариантов является малый вес второго источника ($N_2 \ll N_1$), который фактически нужен для описания участка спектра



Рис. 5. Энергетические спектры альфа-частиц, измеренные под углом 0° в реакциях на мишенях ²³⁸U (а) и ¹⁸¹Та (б). а — Пучки ⁵⁶Fe с энергией 320 МэВ (треугольники), результаты данной работы, ²²Ne с энергией 180 МэВ (кружки) и ⁴⁸Ca с энергией 270 МэВ (точки), данные из работ [7]; б — пучки ⁵⁶Fe с энергией 320 МэВ (треугольники), результаты данной работы, ²²Ne с энергией 178 МэВ (кружки) и ⁴⁸Ca с энергией 261 МэВ (точки), данные из работ [2, 7]. Стрелки указывают кинематические пределы двухтельных каналов реакций с ядрами ⁴⁸Ca (сплошные), ²²Ne (штриховые) и ⁵⁶Fe (штрихпунктирная).

с наибольшими измеренными энергиями альфачастиц. Скорость второго источника очень близка к скорости ядер-снарядов в пучке. Скорость первого источника может быть как близкой к скорости ядер-снарядов в пучке (рис. 76, 7e), так и заметно меньше ее (рис. 7a, 7e).

Модель двух источников достаточно хорошо показала себя для описания спектров альфачастиц, испущенных вперед под 0°, только для реакции 22 Ne + 181 Ta (рис. 6*a*), она может описывать высокоэнергетический участок спектра (с малым числом альфа-частиц) для реакций 56 Fe + 238 U (рис. 7*a*, 7*б*), 56 Fe + 181 Ta (рис. 7*b*, 56 Fe + 56

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 84 № 2 2021



Рис. 6. Фитирование экспериментального энергетического спектра альфа-частиц (точки) при использовании модели движущихся источников для реакций 22 Ne + 181 Ta (a), 48 Ca + 181 Ta (c двухтельным выходным каналом) и 48 Ca + 238 U (b), 22 Ne + 238 U (b) с вероятным трехтельным выходным каналом. Кривые: сплошная — результат для двух источников (a), штриховые — вклады первого (или единственного) источника, штрихпунктирная — вклад второго источника (a).

7*е*). Для остальных реакций ⁴⁸Ca + ¹⁸¹Ta, ⁴⁸Ca + $+^{238}$ U (рис. 66) и ²²Ne + ²³⁸U (рис. 6*в*) с вероятным трехтельным выходным каналом спектры альфа-частиц, испущенных вперед под 0°, были удовлетворительно описаны в модели с одним источником.



Рис. 7. Варианты фитирования экспериментального энергетического спектра альфа-частиц (точки) при использовании модели движущихся источников для реакций с вероятным трехтельным выходным каналом ⁵⁶Fe + ²³⁸U (*a*, *б*), ⁵⁶Fe + ¹⁸¹Ta (*b*, *c*). Кривые: сплошные — результаты для двух источников, штриховые — вклады первого источника, штрихпунктирные — вклады второго источника.

Типичные потенциальные барьеры для лобовых столкновений ядер 56 Fe + 238 U и 56 Fe + 181 Ta в виде, предложенном в работе [16], показаны на рис. 8. Из рис. 9 и табл. 3 для реакций с ядрамиснарядами 22 Ne и 56 Fe видно, что чем больше превышение энергии в системе центра масс над кулоновским барьером высотой $B_{\rm C}$, тем выше температура указанного источника.

Процесс испускания быстрых альфа-частиц из сталкивающихся и сливающихся ядер является чрезвычайно интересным с точки зрения получения холодных тяжелых и сверхтяжелых ядер. Для подтверждения сделанных выше выводов был проведен теоретический анализ полученных результатов с использованием нестационарного уравнения Шредингера для альфа-кластеров ядра-снаряда.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ИСПУСКАНИЯ БЫСТРЫХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Получение новых экспериментальных данных об энергетических спектрах быстрых альфачастиц, вылетающих при ядерных реакциях с тяжелыми ионами, диктует необходимость развития микроскопических моделей подобных процессов. В микроскопическом подходе, основанном на



Рис. 8. Потенциальные барьеры для лобовых столкновений ядер ⁵⁶ Fe + ²³⁸ U (сплошная кривая) и ⁵⁶ Fe + + ¹⁸¹ Ta (штриховая).

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 84 № 2 2021

Таблица 3. Свойства модельного движущегося источника альфа-частиц: $E_{c.m}$ — энергия в системе центра масс, $B_{\rm C}$ — высота кулоновского барьера, T — температура (для реакции 22 Ne + 181 Ta приведена температура более быстрого источника, для реакций 56 Fe + 238 U и 56 Fe + 181 Ta приведены средние по двум значениям из табл. 2 для температур источников с большим весом)

Реакция, энергия в лаб. системе	<i>E</i> _{c.m} , МэВ	<i>В</i> _С , МэВ	$E_{\rm c.m} - B_{\rm C}$, МэВ	Т, МэВ
²² Ne + ¹⁸¹ Ta 181 МэВ	158.71	85.2	73.51	1.82
⁴⁸ Са + ¹⁸¹ Та 261 МэВ	206.29	160.6	45.69	1.90
⁴⁸ Са + ²³⁸ U 270 МэВ	224.69	194.1	30.59	1.94
²² Ne + ²³⁸ U 180 МэВ	164.77	102.6	62.17	3.27
⁵⁶ Fe + ²³⁸ U, 320 МэВ	259.05	250.6	8.45	2.16
⁵⁶ Fe + ¹⁸¹ Ta, 320 МэВ	244.39	207.4	36.99	2.74

зависящем от времени методе Хартри–Фока (Time Dependent Hartree–Fock, TDHF) [17], рассчитывается эволюция волновых функций всех нуклонов сталкивающихся ядер. Было показано, что при малых прицельных параметрах столкновения образуется "струя" нуклонов (в основном ядраснаряда) по направлению движения налетающего ядра. Нестационарный метод Хартри-Фока, который предполагает одновременное рассмотрение всех нуклонов, отличается большой сложностью, и поэтому он неудобен для анализа поведения только внешних нуклонов и альфа-кластеров сталкивающихся ядер. Недостатком метода является большой шаг сетки, типичное значение $h_{\text{TDHF}} = 0.8 \ \Phi_{\text{M}}$ (см. [18]) сравнимо с шириной поверхностного слоя ядер, в котором могут формироваться альфакластеры.

В работе [19] была рассмотрена модель с формированием альфа-частиц в поверхностной области ядер. Предполагалось, что потенциальная энергия V(r) взаимодействия альфа-частицы с остовом с массовым числом $A_{\rm core}$ имеет минимум вблизи поверхности ядра [19, 20], см. рис. 10*a*, 10*б*. Потенциал V(r) может быть выбран в форме суммы кулоновского поля однородно заряженного шара радиуса $R_{\rm C}$ и двух функций типа Вудса— Саксона:

$$V(r) = V_{\rm C}(r, R_{\rm C}) - (12)$$

- $\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right)} + \frac{U_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_U}{a_U}\right)}.$

Значения параметров V_0 , R_V , a_V притягивающей части потенциала были выбраны в виде, предложенном в работе [16]:

$$V_0(r) = 16\pi\gamma a \frac{R_{\alpha}R_{\text{core}}}{R_{\alpha} + R_{\text{core}}} [\text{M}\Im\text{B}], \qquad (13)$$

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 84 № 2 2021

 $\gamma = 0.95,$

$$R_{\rm C} = 1.3 A_{\rm core}^{1/3} \, [\Phi_{\rm M}], \quad R_V = R_{\alpha} + R_{\rm core}, \quad (14)$$

$$R_{\rm core} = \left(1.20A_{\rm core}^{1/3} - 0.09\right) \ [\Phi_{\rm M}], \qquad (15)$$

$$R_{\alpha} = 1.20 \times 4^{1/3} - 0.09 = 1.815 \,[\Phi \mathrm{M}],$$

$$a_V = 1.17 \times (10) \times \left[1 + 0.53 \left(A_{\alpha}^{-1/3} + A_{\text{core}}^{-1/3}\right)\right] [\Phi \text{M}^{-1}].$$



Рис. 9. Зависимость температуры *T* источника (точки) от превышения энергии в системе центра масс над кулоновским барьером $E_{\rm c.m} - B_{\rm C}$ для реакций ⁵⁶Fe + $+^{238}$ U (1) и ⁵⁶Fe + 181 Ta (3) (средние для температур источников с большим весом, см. табл. 3), 48 Ca + 238 U (2), 48 Ca + 181 Ta (4), 22 Ne + 238 U (5), 22 Ne + 181 Ta (6, температура более быстрого источника). Прямая через точки 1, 3, 5, 6 — результат линейной регрессии.

Отталкивательная часть потенциала (12) обеспечивает невозможность проникания альфакластера в центральную часть ядра, плотно заполненную нуклонами, для нее были использованы значения параметров $U_0 = 30$ МэВ, $a_V = 0.5$ Фм. Значение радиуса R_U являлось варьируемым параметром и находилось из условия равенства энергии основного состояния α -частицы, взятого с противоположным знаком, экспериментальному значению энергии отделения α -кластера от ядра (см., например, [14]). Расчеты для представительного набора ядер с массовыми числами от A = 20до A = 240 показали, что для радиуса R_U можно использовать выражение

$$R_U \approx 1.1 A^{1/3} \Phi_{\rm M}.$$
 (17)

Радиальные волновые функции $R_{1s}(r)$ основного состояния альфа-кластеров в ядрах ⁵⁶Fe, ¹⁸¹Ta и ²³⁸U показаны на рис. 10*в*. После формирования альфа-частица локализована в основном в поверхностном слое ядра.

Еще одним микроскопическим подходом для выяснения механизма вылета быстрых альфачастиц является описание процесса столкновения ядра 1 с системой из остова 2 и альфа-кластера с использованием нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции $\Psi(\mathbf{r}, t)$ альфачастицы массой m_{α} [14]:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\mathbf{r},t) = \left\{-\frac{\hbar^2}{2m_{\alpha}}\Delta + (18)\right\}$$
$$+ V_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1(t)) + V_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2(t))\right\}\Psi(\mathbf{r},t).$$

Здесь $V_1(r)$, $V_2(r)$ — потенциалы взаимодействия альфа-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 альфа-частицы. Типичное значение шага сетки в подобных расчетах $h = 0.2 \, \Phi \text{M} \, [20]$ значительно меньше, чем шаг сетки в расчетах методом TDHF, что позволяет с достаточной точностью рассчитывать эволюцию волновых функций с узким радиальным начальным условием, подобным показанным на рис. 10*в*.

В ходе столкновения ядра преодолевают кулоновский барьер (см. рис. 8) и после касания поверхностей начинают перекрываться, это ведет к перераспределению нуклонов ядер. Для описания этого процесса использовалась простейшая модель: от более легкого ядра-снаряда более тяжелому ядру-мишени передавалась доля нуклонов, соответствующая доле объема ядра-снаряда, оказавшегося внутри объема ядра-мишени. Уравнения движения центров масс ядер включали такое перераспределение масс ядер.

Пример эволюции плотности вероятности альфа-частицы, сформировавшейся с некоторой

вероятностью в ядре-мишени ²³⁸U, при столкновении ядер 56 Fe + 238 U с энергией $E_{lab} = 320$ МэВ, $E_{c.m} = 259$ МэВ и прицельным параметром столкновения 2 Фм показан на рис. 11. Аналогичный пример для альфа-частицы, сформировавшейся с некоторой вероятностью в ядре-мишени ¹⁸¹Та, при столкновении ядер 56 Fe + 181 Ta с энергией $E_{\rm lab} = 320$ MэB, $E_{\rm c.m} = 244$ MэB и прицельным параметром столкновения 2 Фм показан на рис. 12. При сближении ядер кулоновское поле ядраснаряда медленно изменяет волновую функцию $\Psi(\mathbf{r},t)$ и плотность вероятности $|\Psi(\mathbf{r},t)|^2$ смещает альфа-частицу в дальнюю часть ядрамишени (см. рис. 11а-11в и 12а-12в). При тесном контакте ядер из-за резкого изменения потенциальной энергии происходит локализация волновой функции альфа-частицы и ее средняя энергия возрастает (см. рис. 11в, 11г и 12в, 12г). В результате альфа-частица вылетает вперед туннелирует через кулоновский барьер на стадии захвата (см. рис. 11г-11е и 12г-12е). Сравнение эволюции плотности вероятности позволяет сделать качественный вывод о том, что скорость вылетевших вперед альфа-частиц из ядра-мишени ²³⁸U (рис. 11г-11е) больше скорости альфачастиц, вылетевших вперед из ядра-мишени ¹⁸¹Та (рис. 12г–12е). Это согласуется с тем, что значение кулоновской энергии ЕС альфа-частиц, определенное из экспериментальных данных для реакции 56 Fe + 238 U, существенно выше, чем для реакции ⁵⁶Fe + ¹⁸¹Та (см. табл. 2).

Вылет альфа-частицы на рис. 11e-11e и 12e-12e сходен с вылетом волнового пакета, причем моменту вылета большей части пакета соответствует неполное слияние ядер. При этом значительная часть нуклонов более легкого ядра-снаряда оказывается переданной более тяжелому ядрумишени. Это качественно согласуется с тем, что энергетический спектр альфа-частиц не выходит за кинематические пределы трехтельных выходных каналов (см. рис. 4a) реакций 56 Fe + 238 U \rightarrow 16 O + 274 Hs + 4 He и 56 Fe + 238 U \rightarrow 20 Ne + 270 Sg + 4 He, 56 Fe + 181 Ta \rightarrow 12 C + 221 Pa + 4 He и 56 Fe + 181 Ta \rightarrow 16 O + 217 Ac + 4 He.

Анализ эволюции плотности вероятности альфачастиц в ядре-снаряде и ядре-мишени позволяет предложить следующий механизм вылета альфачастиц при столкновении ядер. При сближении ядер альфа-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 альфа-частиц и их средняя энергия



Рис. 10. *а* — Зарядовая плотность в ядрах ⁵⁶ Fe (штрихпунктирная кривая) [21], ¹⁸¹ Ta [22] (штриховая) и ²³⁸ U [23] (сплошная). *б* — Потенциальная энергия (12) альфа-частицы в ядрах ⁵⁶ Fe (штрихпунктирная кривая), ¹⁸¹ Ta (штриховая) и ²³⁸ U (сплошная) и уровни энергии ее основного состояния 1*s* (горизонтальные отрезки). *в* — Радиальные волновые функции $R_{1s}(r)$ основного состояния альфа-частицы в ядрах ⁵⁶ Fe (штрихпунктирная кривая), ¹⁸¹ Ta (штриховая) и ²³⁸ U (сплошная) и ²³⁸ U (сплошная) и ²³⁸ U основного состояния альфа-частицы в ядрах ⁵⁶ Fe (штрихпунктирная кривая), ¹⁸¹ Ta (штриховая) и ²³⁸ U (сплошная) и ²³⁸ U (сплошная кривая).

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 84 № 2 2021

возрастает. Альфа-частица более легкого ядраснаряда отделяется с большей вероятностью в ходе захвата части ядра-снаряда ядром-мишенью и вылетает назад в системе центра масс. Альфачастица более тяжелого ядра-мишени вылетает вперед. Два способа вылета неравновесных альфачастиц при столкновении ядер — из более легкого ядра-снаряда (где меньше вероятность формирования альфа-кластера) назад в системе центра масс и из более тяжелого ядра-мишени (где вероятность формирования альфа-кластера больше) вперед — могут соответствовать кинематической модели двух источников, рассмотренной выше.

Компьютерное моделирование показывает, что "выбивание" альфа-частицы из ядра-мишени становится вероятным при передаче ему от ядраснаряда 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 по шести изученным реакциям.

В реакции ²²Ne + ¹⁸¹Та при превышении энергии в системе центра масс над кулоновским барьером $E_{\rm c.m} - B_{\rm C} = 73$ МэВ альфа-частица вылетает только после полного слияния, и реакция идет по двухтельному выходному каналу, следовательно, критический заряд $\Delta Z_{\rm c}$ не меньше 10. Реакция ⁴⁸Ca + ¹⁸¹Та при $E_{\rm c.m} - B_{\rm C} = 45$ МэВ также идет только по двухтельному выходному каналу, т.е. $\Delta Z_{\rm c} \sim 20$. Реакция ⁵⁶Fe + ¹⁸¹Та при $E_{\rm c.m} - B_{\rm C} =$ = 37 МэВ идет по трехтельному выходному каналу с образованием из ядра-снаряда ядер ¹²C и ¹⁶O, хотя не исключается и двухтельный выходной канал, таким образом, наиболее вероятны значения $\Delta Z_{\rm c}$ от 18 до 20 и менее вероятны до 26.

В реакции 22 Ne + 238 U при $E_{\rm c.m} - B_{\rm C} = 62$ МэВ с большой вероятностью можно предположить наличие только двухтельного выходного канала, т.е. $\Delta Z_{\rm c} \ge 10$. В реакции ⁴⁸Ca + ²³⁸U при $E_{\rm c.m} - B_{\rm C} = = 31$ МэВ более вероятен трехтельный выходной канал с вероятным остатком ¹²С и менее вероятен двухтельный, т.е. вероятные значения критического заряда лежат от 14 до 20. В реакции ⁵⁶Fe + $+^{238}$ U при $E_{\rm c.m} - B_{\rm C} = 8.4$ МэВ реализуются, в основном, трехтельные каналы с образованием из ядра-снаряда ядер ¹⁶О и ²⁰Ne, поэтому наиболее вероятны значения $\Delta Z_{\rm c}$ от 16 до 18. Таким образом, значение критического заряда $\Delta Z_{\rm c}$ для ядра урана оказывается несколько меньше, чем для ядра тантала, поэтому для более тяжелых ядермишеней можно ожидать снижения величины $\Delta Z_{\rm c}$. Для ядер-снарядов от неона (Z = 10) до железа (Z = 26) $\Delta Z_{\rm c} \sim 20$. Поэтому в реакциях с участием подобных ядер при вылете вперед быстрой



Рис. 11. Плотность вероятности (здесь и далее в системе центра масс и в логарифмическом масштабе) α -частицы ядра ²³⁸ U при слиянии ядер ⁵⁶ Fe + ²³⁸ U с энергией ⁵⁶ Fe в лабораторной системе $E_{\text{lab}} = 320 \text{ МэВ} (E_{c.m} = 259 \text{ МэВ})$ с прицельным параметром столкновения 2 Фм. Ходу времени соответствует порядок (*a*)–(*e*). Здесь и далее окружности соответствуют радиусам ядер, определяемым по формулам $R = 1.27A^{1/3} \Phi$ м.

альфа-частицы можно синтезировать новые ядра с увеличением заряда ядра-мишени примерно на 20. Для проверки этих предложенных оценок и возможностей использования реакций с вылетом быстрых альфа-частиц для синтеза новых ядер необходимы новые эксперименты с определением состава продуктов реакции наряду с регистрацией быстрых альфа-частиц, а также с использованием более тяжелых ядер бомбардирующего пучка (Z > 30).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В реакциях на пучке ⁵⁶Fe с энергией 320 МэВ и мишенях ²³⁸U и ¹⁸¹Ta на магнитном анализаторе высокого разрешения (установке МАВР), были измерены дифференциальные сечения вылета альфа-частиц в зависимости от энергии вылетевшей альфа-частицы. Проведен анализ данных,

полученных в настоящем эксперименте, включая ранее опубликованные нами данные на пучках ²²Ne и ⁴⁸Са с помощью кинематики двух- и трехтельного выходных каналов реакций, а также в модели движущихся источников. Показано, что для реакций 48 Са + 181 Та, 48 Са + 238 U, 22 Ne + 238 U энергетические спектры альфа-частиц, вылетевших под 0°, могут быть описаны одним источником. Энергетические спектры альфа-частиц в реакции ²²Ne + + ¹⁸¹Та с двухтельным выходным каналом и в реакциях 56 Fe + 238 U, 56 Fe + 181 Ta с трехтельными выходными каналами могут быть описаны с использованием двух источников. При этом источник с большим весом описывает основную часть спектра, а источник с меньшим весом — область малых сечений при больших энергиях.

Показана зависимость дифференциальных сечений образования альфа-частиц от заряда ядра-



Рис. 12. Плотность вероятности α -частицы ядра ¹⁸¹ Та при слиянии ядер ⁵⁶ Fe + ¹⁸¹ Та с энергией ⁵⁶ Fe в лабораторной системе $E_{\text{lab}} = 320 \text{ МэB} (E_{\text{c.m}} = 244 \text{ МэB})$, прицельный параметр столкновения равен 2 Фм. Ходу времени соответствует порядок (*a*)–(*e*).

мишени — сечение на ²³⁸U существенно больше по сравнению с мишенью ¹⁸¹Та. В нестационарном подходе установлен механизм вылета вперед неравновесных альфа-частиц при слиянии ядер — под действием кулоновского поля более легкого ядра-снаряда из более тяжелого ядрамишени. Получено качественное подтверждение обнаруженным свойствам энергетических спектров альфа-частиц. Показано, что "выбивание" альфачастицы из ядра-мишени происходит при захвате ядром-мишенью ядра-снаряда с $Z \leq 20$ или передаче ему от ядра-снаряда с Z > 20 некоторого критического заряда (числа протонов) в ходе многонуклонных передач (или неполного слияния ядер).

Авторы благодарны С.И. Сидорчуку за обсуждение работы и полезные замечания, а также кол-

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 84 № 2 2021

лективу отдела ускорителей за получение высокоинтенсивных пучков ⁴⁸Са и ⁵⁶Fe.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 17-12-01170 и грантов Полномочных представителей Чешской республики и Польши в ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- C. Borcea, E. Gierlik, A. M. Kalinin, R. Kalpakchieva, Yu. Ts. Oganessian, T. Pawlat, Yu. E. Penionzhkevich, and A. V. Rykhlyuk, Nucl. Phys. A **391**, 520 (1982).
- Ю. Э. Пенионжкевич, Э. Герлик, В. В. Каманин, К. Борча, ЭЧАЯ 17, 165 (1986).
- M. Rajagopolan, D. Logan, J. W. Ball, M. Kaplan, H. Delagrange, M. F. Rivet, J. M. Alexander, L. C. Vaz, and M. S. Zisman, Phys. Rev. C 25, 2417 (1982).
- 4. Chr. V. Christov, I. J. Petkov, and I. I. Delchev, Report IC/82/211, Trieste (1982).

- 5. R. Ost, N. E. Sanderson, S. Mordechai, J. B. A. England, B. R. Fulton, J. M. Nelson, and G. C. Morrison, Nucl. Phys. A **265**, 142 (1976).
- 6. M. Lefort, in Nuclear Spectroscope and Nuclear Reactions with Heavy Ions, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" 1974, Ed. by H. Farragi and R. A. Richi (Amsterdam, North Holland, 1976), p.139.
- K. Mendibaev, B. M. Hue, S. M. Lukyanov, D. Aznabayev, C. Borcea, V. A. Maslov, Yu. E. Penionzhkevich, F. Rotaru, I. Sivacek, N. K. Skobelev, A. A. Smirnov, and K. Kuterbekov, Preprint E7-2017-66, JINR (Dubna, 2017).
- Ю. П. Гангрский, В. А. Григорьев, В. М. Емельянов, К. О. Лапидус, Ю. Ц. Оганесян, Ю. Э. Пенионжкевич, Ю. В. Пятков, *Введение в физику тяжелых ионов: учебное пособие*, Под ред. Ю. Ц. Оганесяна (Москва, 2008).
- 9. Б. И. Пустыльник, ЭЧАЯ **31**, 273 (2000).
- 10. Э. Бетак, В. Д. Тонеев, ЭЧАЯ 12, 1432 (1981).
- Э. Герлик, К. Борча, Ю. Э. Пенионжкевич, Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов, Алушта, 14–21 апреля, 1983, Препринт Д7-83-147, ОИЯИ (Дубна, 1983), С. 20.
- V. A. Maslov, V. I. Kazacha, I. V. Kolesov, S. M. Lukyanov, V. N. Melnikov, N. F. Osipov, Yu. E. Penionzhkevich, N. K. Skobelev, Yu. G. Sobolev, and E. I. Voskoboinik, J. Phys.: Conf. Ser. 724, 012033 (2016).

- 13. https://lise.nscl.msu.edu
- В. И. Загребаев, А. С. Деникин, А. В. Карпов 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/
- 15. В. И. Загребаев, Ю. Э. Пенионжкевич, ЭЧАЯ **24**, 295 (1993).
- 16. A. Winther, Nucl. Phys. A 594, 203 (1995).
- K. R. S. Devi, M. R. Strayer, K. T. R. Davies, S. E. Koonin, and A. K. Dhar, Phys. Rev. C 24, 2521 (1981).
- 18. C. Golabec and C. Simenel, Phys. Rev. Lett. 103, 042701 (2009).
- 19. В. В. Самарин, Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 1388 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **78**, 1124 (2014)].
- 20. В. В. Самарин, ЯФ **81**, 458 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 486 (2018)].
- 21. Н. Г. Шевченко и др., ЯФ 28, 276 (1978) [Sov. J. Nucl. Phys. 28, 139 (1978)].
- 22. B. W. Downs, D. G. Ravenhall, and D. R. Yennie, Phys. Rev. **106**, 1285 (1957).
- T. Cooper, W. Bertozzi, J. Heisemberg, S. Kowalski, W. Turchinetz, C. Williamson, L. Cardman, S. Fivozinsky, J. Lightbody, Jr., and S. Penner, Phys. Rev. C 13, 1083 (1976).

ENERGY SPECTRA OF ALPHA PARTICLES IN THE REACTION OF THE INTERACTION OF ⁵⁶Fe WITH Ta AND U NUCLEI AT ENERGY OF 320 MeV

Yu. E. Penionzhkevich^{1),2)}, V. V. Samarin^{1),3)}, V. A. Maslov¹⁾, S. M. Lukyanov¹⁾, D. Aznabayev^{1),4)}, K. Borcea⁵⁾, I. V. Butusov¹⁾, T. Issatayev^{1),4}), K. Mendibayev^{1),4)}, N. K. Skobelev¹⁾, S. S. Stukalov¹⁾, A. V. Shakhov¹⁾

¹⁾ Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow region, Russia
 ²⁾National Research Nuclear University "MEPhI", 115409 Moscow, Russia
 ³⁾ Dubna State University, Dubna, Moscow region, Russia
 ⁴⁾ L. N. Gumilyov Eurasian National University, Nur- Sultan, Kazakhstan
 ⁵⁾ Institute of Atomic Physics, Bucharest-Magurele, Romania

The differential cross sections for emission of alpha particles at angle 0° depending on their energy were measured using the high-resolution magnetic analyzer (MAVR setup) on ⁵⁶Fe beams with energy 6 MeV/nucleon on ²³⁸U and ¹⁸¹Ta targets. Fast alpha particles were observed in the spectra with energies corresponding to the two-body and three-body exit reaction channels including those with energies close to the two-body kinematic limit. The analysis of the obtained experimental data was carried out using the model of moving sources. In the time-dependent quantum approach, the forward emission of nonequilibrium alpha particles from the heavier target nucleus was observed in complete or incomplete fusion of nuclei.