

БЫСТРЫЕ ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ В РЕАКЦИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ^{56}Fe С ЯДРАМИ Be , Ta И U ПРИ ЭНЕРГИИ 400 МэВ

© 2022 г. Ю. Э. Пенионжкевич^{1),2)*}, С. М. Лукьянов¹⁾,
В. А. Маслов¹⁾, В. В. Самарин^{1),3)}, Д. Азнабаев¹⁾, И. В. Бутусов¹⁾,
Т. Исатаев¹⁾, К. Мендибаев¹⁾, С. С. Стукалов¹⁾, А. В. Шахов^{1),3)}

Поступила в редакцию 22.09.2021 г.; после доработки 18.10.2021 г.; принята к публикации 18.10.2021 г.

С помощью установки магнитного анализатора высокого разрешения (МАВР) на пучках ^{56}Fe с энергией 400 МэВ на мишенях ^{238}U , ^{181}Ta и ^9Be измерены энергетические спектры альфа-частиц под углом 0° . Были измерены также энергетические спектры заряженных частиц от Li до Ne . Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что основным процессом в реакции является эмиссия альфа-частиц. С относительно высоким выходом наблюдаются частицы с высокими энергиями, вплоть до энергий вблизи так называемого кинематического предела для двухтельной реакции. Чувствительность экспериментальной методики с использованием магнитного анализатора позволила спуститься по сечению на 6–8 порядков ниже по отношению к максимуму спектра. Показана зависимость сечения образования легких частиц от их энергии связи в мишени. Анализ полученных экспериментальных данных проведен с использованием модели движущихся источников.

DOI: 10.31857/S0044002722020064

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие двух сложных ядер может сопровождаться вылетом альфа-частиц с относительно большим сечением (до 1 барна) и других заряженных частиц. В энергетических спектрах этих частиц наблюдается несколько компонент. Одна из них — это испарительные частицы, другая компонента — высокоэнергетические частицы с угловым распределением, имеющим максимум при нулевом угле [1].

Измерения таких энергетических спектров под разными углами показали, что наблюдается значительное увеличение выхода высокоэнергетических альфа-частиц по сравнению с тем, что ожидается из расчетов по испарительной модели распада составного ядра [2, 3], причем угловое распределение альфа-частиц имеет сильную направленность вперед [4]. Кроме альфа-частиц в таких процессах могут вылетать и более тяжелые заряженные частицы (изотопы лития, бериллия) [5, 6] с энергиями, отличными от испарительных. В работе [7] было показано, что вылет быстрых частиц происходит

на первой стадии реакции до установления статистического равновесия в оставшихся ядрах. После вылета неравновесных частиц остаются возбужденные компаунд-ядра с некоторым распределением по Z , A и энергии возбуждения. На второй, собственно испарительной стадии происходит де-возбуждение компаунд-ядер, образовавшихся на первой стадии.

Остаток ядра-снаряда вместе с ядром-мишенью либо образует составное ядро, либо образует двойную ядерную систему, которая после перераспределения массы, энергии и углового момента распадается на продукты, характерные для реакции глубоко неупругого столкновения тяжелых ионов. Вопрос об источниках эмиссии легких частиц подробно обсуждался в работах [7, 8], при этом все эксперименты по изучению вылета быстрых заряженных частиц проводились в реакциях с тяжелыми ионами ^{22}Ne и ^{40}Ar .

Важную информацию о механизме образования быстрых заряженных частиц могут дать измерения их энергетических спектров и сечения их образования в зависимости от мишени и бомбардирующей частицы. Настоящая работа предпринята с целью получения информации о механизме вылета быстрых альфа-частиц и легких ядер в реакциях ионов ^{56}Fe с мишенями Be , Ta и U . Для измерения энергетических спектров легких заряженных

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия.

³⁾Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия.

*E-mail: pyuer@mail.ru

частиц использовался магнитный анализатор высокого разрешения (установки МАВР) [9].

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на пучках ионов ^{56}Fe с энергией 400 МэВ на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Для формирования профиля пучка использовалась магнитная оптика циклотрона У-400, дополненная системой диафрагм, профиль пучка контролировался с помощью двух профилометров. Размер пучка ионов ^{56}Fe на мишени составлял 5×5 мм при интенсивности 100 нА. В эксперименте использовались мишени ^{238}U толщиной 1 мкм, ^{181}Ta толщиной 2 мкм и ^9Be толщиной 10 мкм. Угловое разрешение регистрирующих детекторов с учетом расходимости пучка на мишени составляло $\pm 0.8^\circ$. С целью разделения продуктов реакции и ядер пучка под передними углами использовался магнитный анализатор высокого разрешения (МАВР) с длиной фокальной плоскости 1.5 м, что позволяло разделять по позиции быстрые заряженные частицы и ядра пучка. Энергетический диапазон продуктов реакции, которые могли быть зарегистрированы анализатором, составлял $E_{\text{max}}/E_{\text{min}} = 5.2$ 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. Угол отклонения частиц в анализаторе составлял 110.7° . Такая система анализа и регистрации частиц позволяла проводить измерения энергетических спектров легких заряженных частиц в диапазоне энергий 30–110 МэВ. Использование установки МАВР для регистрации легких заряженных частиц позволяло проводить эксперименты под передними углами с пучками ионов ^{56}Fe высокой интенсивности (до $5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$) и, таким образом, измерять энергетические спектры частиц вплоть до энергий, выход которых составлял 10^{-5} – 10^{-6} от максимального значения.

Регистрация продуктов реакции в фокальной плоскости анализатора осуществлялась с помощью полупроводниковых стриповых детекторов. Местоположение продуктов в фокальной плоскости и соответствующие им ионные заряды (Q_i) сравнивались со значениями, рассчитанными с помощью программы LISE [10]. Образующиеся в реакции легкие заряженные частицы фокусировались после вылета из мишени дублетом квадрупольных линз на входе в магнитный анализатор, что позволяло увеличить захватываемый телесный угол анализатора до 10 мср. Сфокусированные продукты реакций попадали в магнит спектрометра, где отделялись от первичного пучка и идентифицировались в его фокальной плоскости детекторной

системой, состоящей из четырех 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 легких заряженных частиц использовалось четыре полупроводниковых кремниевых телескопа с толщинами детекторов ΔE_1 , ΔE_2 , E , равными 100, 700 и 3200 мкм. Толщины детекторов подбирались таким образом, чтобы обеспечить идентификацию легких заряженных частиц в энергетическом диапазоне 30–120 МэВ.

На рис. 1 представлены примеры идентификационных матриц легких ядер. В эксперименте регистрировались ионы с зарядом, равным заряду ядра. Моделирование с помощью программы LISE++ показало, что только такие ионы образуются для элементов от лития до азота. Для элементов от кислорода до неона, кроме них, образуются еще и (не полностью ободранные) ионы со значениями зарядов, меньшими атомного номера ядра. Вклад этих не полностью ободранных ионов составляет всего несколько процентов, и он учитывался при подсчете выходов ядер.

Для защиты детекторов от рассеянных ионов пучка перед каждым телескопом была установлена алюминиевая фольга толщиной 80 мкм. Толщина фольги выбиралась таким образом, чтобы ядра ^{56}Fe с энергией 400 МэВ полностью останавливались в алюминиевой фольге перед кремниевыми детекторами. В эксперименте использовалось четыре телескопа, что позволяло одновременно регистрировать легкие заряженные частицы четырех значений энергии. В каждый телескоп попадали только частицы с определенной магнитной жесткостью, определяемой положением телескопа на фокальной плоскости анализатора. Интенсивность пучка ионов на мишени определялась с помощью измерения тока с изолированной мишени, который нормировался на показания цилиндра Фарадея, расположенного в реакционной камере.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для реакций на мишенях ^{238}U , ^{181}Ta , ^9Be с пучком ядер ^{56}Fe при энергии в лабораторной системе $E_{\text{lab}} = 400$ МэВ были измерены энергетические спектры альфа-частиц под углом вылета 0° (см. рис. 2). Верхние границы спектров на мишенях ^{238}U , ^{181}Ta , ^9Be составили 115, 107 и 121 МэВ соответственно. В результате по сечениям удалось измерить выход продуктов на 5 порядков меньше от максимального выхода. Альфа-частицы с энергиями ниже 40 МэВ не регистрировались из-за больших толщин детекторов.

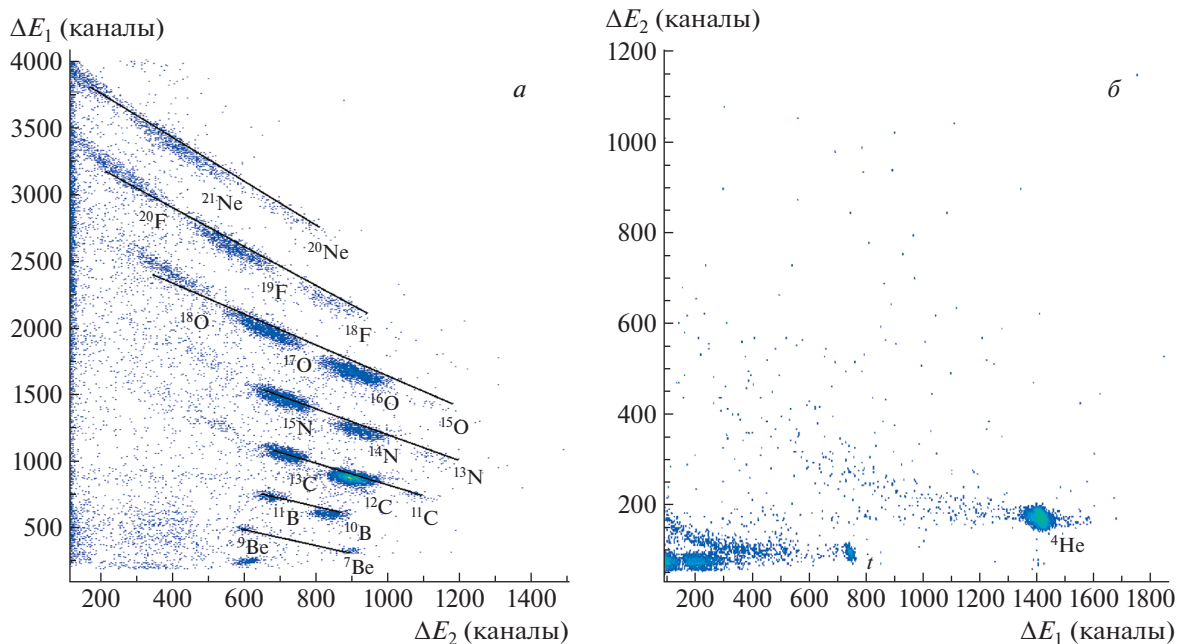


Рис. 1. Экспериментальные матрицы легких ядер от бериллия до неона (а), альфа-частиц и тритонов (б) для реакции $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$ при энергии 400 МэВ.

Для реакции на мишенях ^{238}U под углом вылета 0° были измерены энергетические спектры заряженных частиц ядер от Li до Ne (см. рис. 3, 4). Как следует из полученных результатов, ядер Li было почти на 3 порядка меньше, чем альфа-

частиц, потом (с ростом атомного номера) выход ядер увеличивался до углерода (на порядок больше, чем лития), а потом опять снижался до Ne. Ядра тяжелее Ne измерить не удалось из-за толщин детекторов, поскольку более тяжелые частицы останавливались в первом детекторе полупроводникового телескопа ΔE_1 .

Таким образом, из полученных экспериментальных результатов следует:

— Сечения образования высокоэнергетических альфа-частиц достигают величины половины полного сечения реакции, что предполагает зависимость механизма их образования от других каналов реакции.

— Положение максимума в энергетическом распределении под передними углами смещается в сторону энергии, соответствующей скорости налетающего иона. Максимальный выход альфа-частиц соответствует скорости бомбардирующего иона. С относительно большой вероятностью в реакции образуются α -частицы со скоростями, в несколько раз превышающими скорость бомбардирующих ионов. В реакциях с тяжелыми ионами с заметным сечением идет испускание и более тяжелых ядер.

— Дифференциальные сечения образования альфа-частиц зависят от Z ядра мишени (сечение на ^{238}U существенно больше по сравнению с мишенью ^{181}Ta).

Нами был проведен анализ экспериментальных спектров альфа-частиц с точки зрения определения источников их образования.

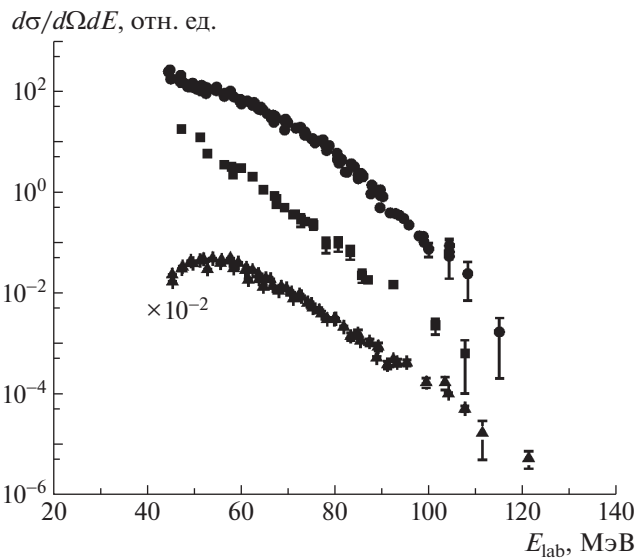


Рис. 2. Энергетические спектры альфа-частиц, измеренные под углом 0° в реакции на мишенях ^{238}U (кружки), ^{181}Ta (квадраты), ^9Be (треугольники) с пучком ядер ^{56}Fe с энергией в лабораторной системе $E_{\text{lab}} = 400$ МэВ. Спектр альфа-частиц, полученный на мишени ^9Be , умножен на 10^{-2} .

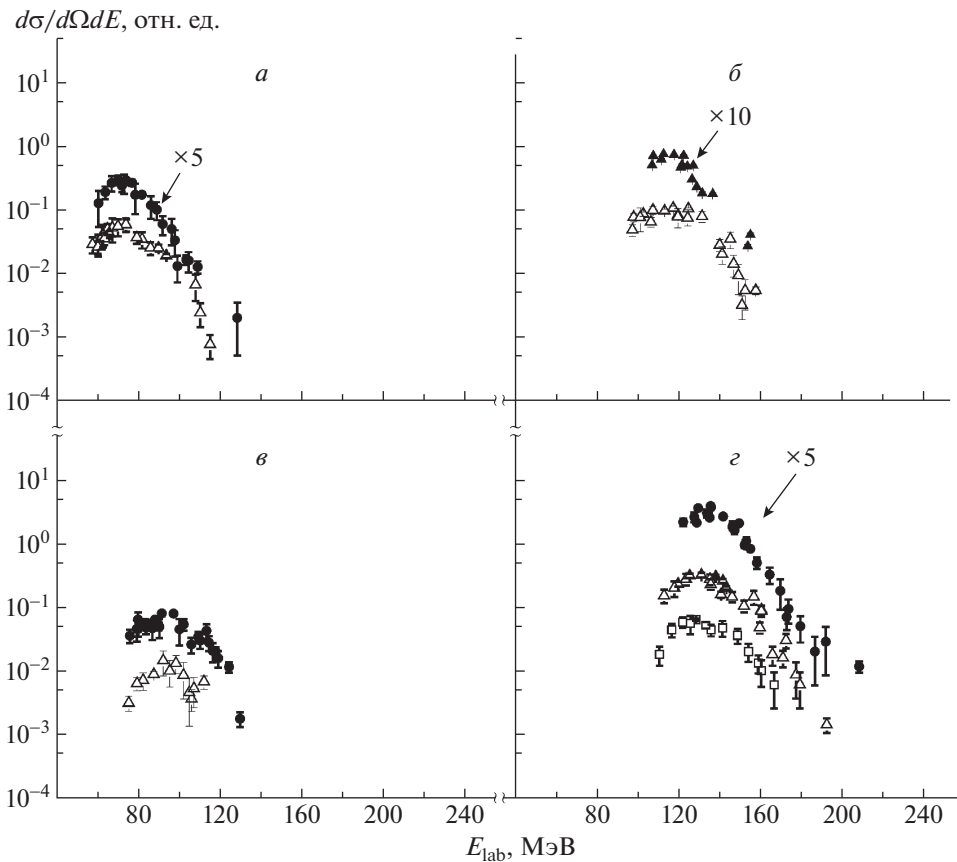


Рис. 3. Энергетические спектры легких ядер, измеренные под углом 0° для реакции на мишени ^{238}U с пучком ядер ^{56}Fe с энергией в лабораторной системе $E_{\text{lab}} = 400$ МэВ: *а* — ^6Li (кружки), ^7Li (треугольники); *б* — ^{10}B (кружки), ^{11}B (треугольники); *в* — ^9Be (кружки), ^{10}Be (треугольники); *г* — ^{12}C (кружки), ^{13}C (треугольники), ^{14}C (квадраты).

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ ДВИЖУЩИХСЯ ИСТОЧНИКОВ

Интерес представляет анализ экспериментальных данных с точки зрения механизма образования альфа-частиц в изученных нами реакциях. В работе [11] было показано, что в формировании энергетического спектра альфа-частиц участвуют несколько процессов, в частности: 1 — испарение из составного ядра, 2 — неполное слияние, 3 — развал бомбардирующего ядра в неупругих процессах, 4 — упругий развал (фрагментация). На рис. 5 схематически изображен спектр альфа-частиц для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$, взятый из работы [11]. Возможный относительный вклад различных процессов (1–4) условно показан соответствующими кривыми.

Нас интересовала высокоэнергетическая часть спектра, которую предположительно можно объяснить тремя каналами (2–4) реакций.

Для количественного описания энергетического спектра альфа-частиц была использована так

называемая эмпирическая модель движущихся источников [11]. Она предполагает существование нескольких источников испускания альфа-частиц.

В этой эмпирической модели предполагается, что из i -го источника, движущегося в направлении пучка ядер-снарядов со скоростью v_i , альфа-частицы испаряются изотропно. Внутри источника для кинетических энергий альфа-частиц $\varepsilon_\alpha = mv_\alpha^2/2$ (v_α — скорость альфа-частицы) имеет место больцмановское распределение, соответствующее некоторой температуре T_i . Полагается, что кинетическая энергия вылетевшей из неподвижного источника альфа-частицы равна $E_C + mv_\alpha^2/2$, параметр E_C называют кулоновской энергией альфа-частицы. Дифференциальное сечение вылета альфа-частиц вычислялось по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE} = f(E) = \sum_i N_i \sqrt{E - E_C} \times \exp\left(-\frac{E - E_C + E_i - 2\sqrt{E_i(E - E_C)}}{T_i}\right), \quad (1)$$

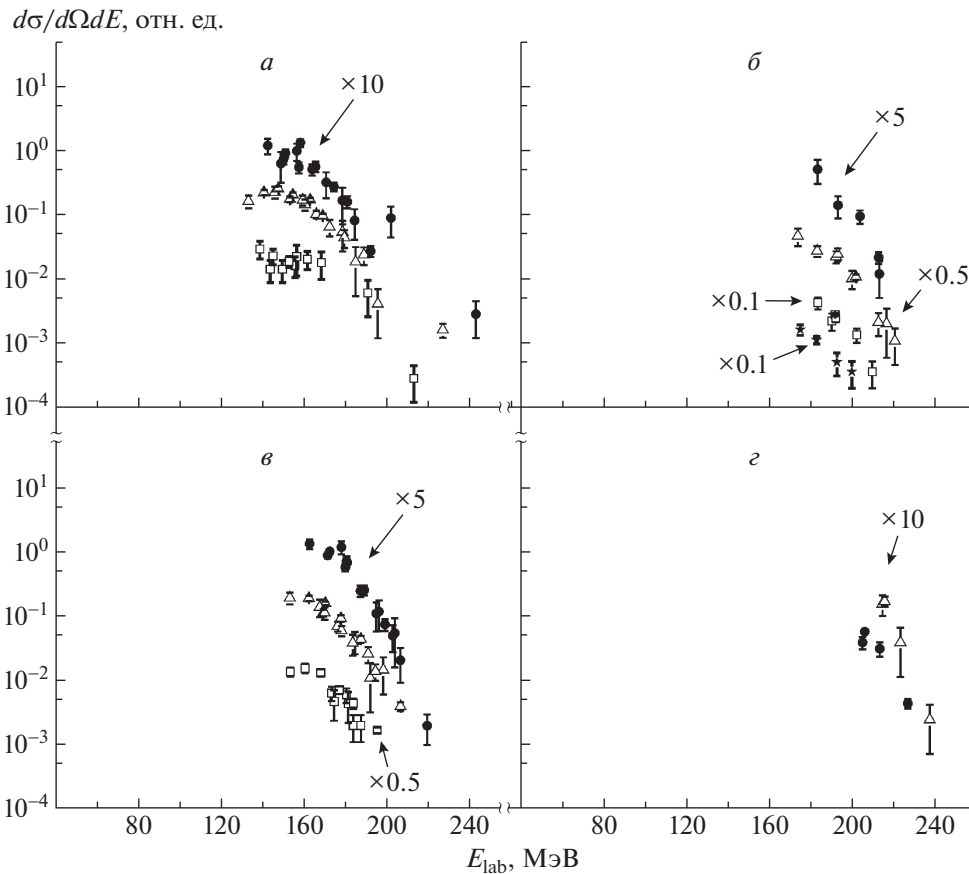


Рис. 4. Энергетические спектры ядер, измеренные под углом 0° , полученные в реакции на мишени ^{238}U с пучком ядер ^{56}Fe с энергией в лабораторной системе $E_{\text{lab}} = 400$ МэВ: *а* — ^{14}N (кружки), ^{15}N (треугольники), ^{16}N (квадраты); *б* — ^{18}F (кружки), ^{19}F (треугольники), ^{20}F (квадраты), ^{21}F (звезды); *в* — ^{16}O (кружки), ^{17}O (треугольники), ^{18}O (квадраты); *г* — ^{21}Ne (кружки), ^{22}Ne (треугольники).

где N_i — нормировочные коэффициенты, E — энергия вылетевшей альфа-частицы в лабораторной системе, $E_i = m_\alpha v_i^2/2$, T_i — температуры движущихся источников (в единицах МэВ). Значения параметров E_i , T_i , N_i , E_C могут быть определены из условия минимума среднеквадратичного отклонения теоретических значений $f_{\text{theor}}(E_{\alpha,k})$ от экспериментальных $f_{\text{exp}}(E_{\alpha,k})$

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

Спектр, полученный для реакции $^{56}\text{Fe} + ^9\text{Be}$, удалось описать одним источником (рис. 6), значения параметров приведены в табл. 1.

Для реакций $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$, $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ в эксперименте не были определены положения максимумов спектров, что затрудняло однозначное определение значения кулоновской энергии альфа-частицы E_C . Поэтому эта энергия принималась

равной высоте кулоновского барьера B_α для системы “тяжелый фрагмент” + ^4He $E_C = B_\alpha$. На рис. 7 представлены результаты описания спектра альфа-частиц для реакций $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$, $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$. Двух источников оказалось достаточно, чтобы удовлетворительно описать весь измеренный в эксперименте спектр. Полученные значения температур и скоростей двух движущихся источников представлены в табл. 1. Для реакций $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$, $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ скорости источников выше скорости компаунд-ядер, но ниже скорости ядер-пучка ^{56}Fe . Для реакции $^{56}\text{Fe} + ^9\text{Be}$ скорость источника меньше скорости компаунд-ядра и скорости ядер-пучка ^{56}Fe . Разное число источников и различные отношения их скоростей к скорости ядер-пучка ^{56}Fe указывают на различие механизмов образования альфа-частиц в реакциях: с тяжелыми мишенями $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$, $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ и в реакции $^{56}\text{Fe} + ^9\text{Be}$ с легкой мишенью. Для реакции $^{56}\text{Fe} + ^9\text{Be}$ значение параметра $E_C = 44$ МэВ

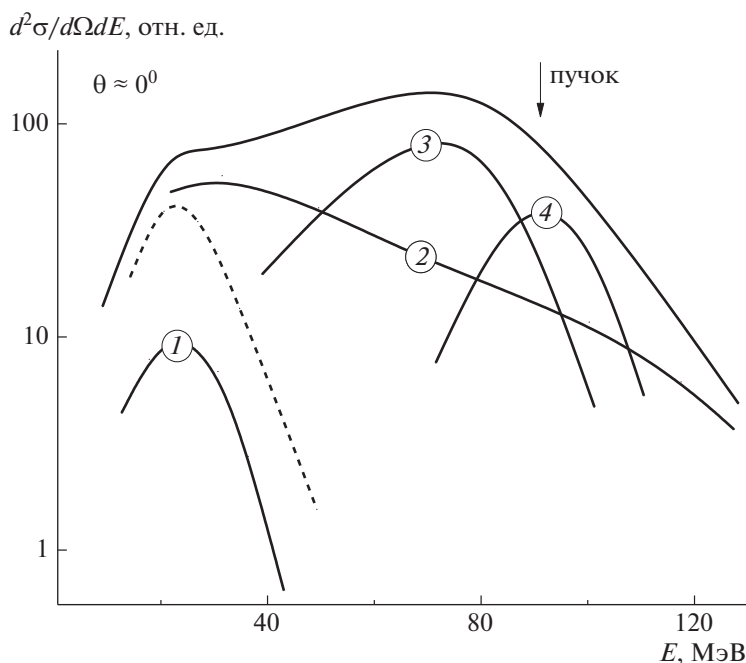


Рис. 5. Схематическое изображение энергетического спектра альфа-частиц и предполагаемого вклада четырех механизмов их образования при энергии пучка 20 МэВ/нуклон: 1 — испарение из составного ядра, 2 — неполное слияние, 3 — развал бомбардирующего ядра в неупругих процессах, 4 — упругий развал (фрагментация). Штриховая кривая — сумма всех испарительных частиц (из составного ядра и из конечных ядер, образующихся в процессах 2 и 3) [11]. Стрелка обозначает энергию альфа-частиц, соответствующую скорости пучка.

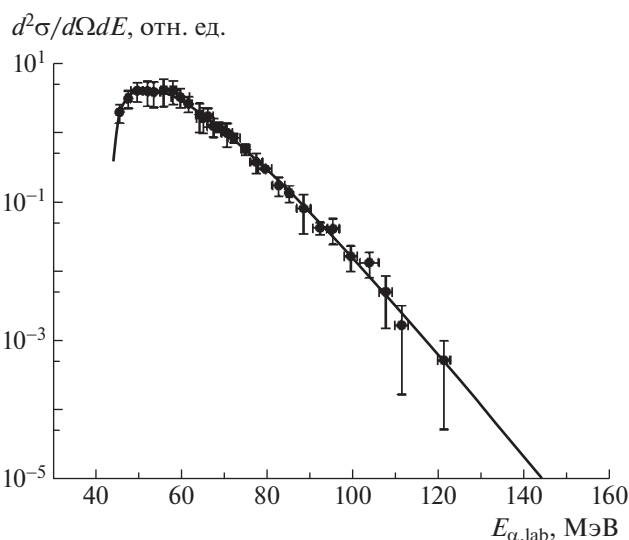


Рис. 6. Энергетический спектр альфа-частиц, измеренный под углом 0° в реакциях на мишени ⁹Ве с пучками ядер ⁵⁶Fe с энергиями в лабораторной системе 400 МэВ. Сплошная кривая — результат аппроксимации спектром одного “движущегося источника”.

оказалось значительно выше высоты кулоновского барьера $V_{\alpha} = 8.8$ МэВ для системы $^{61}\text{Ni} + ^4\text{He}$. Поэтому источник альфа-частиц не может быть сопоставлен с компаунд-ядром. Более оправданно связать его с развалом ядра-мишени ⁹Ве с высвобождением двух альфа-частиц.

5. ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕАКЦИЙ С ЭМИССИЕЙ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Было показано, что в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях 10–20 МэВ/нуклон с относительно большим сечением испускаются α-частицы,

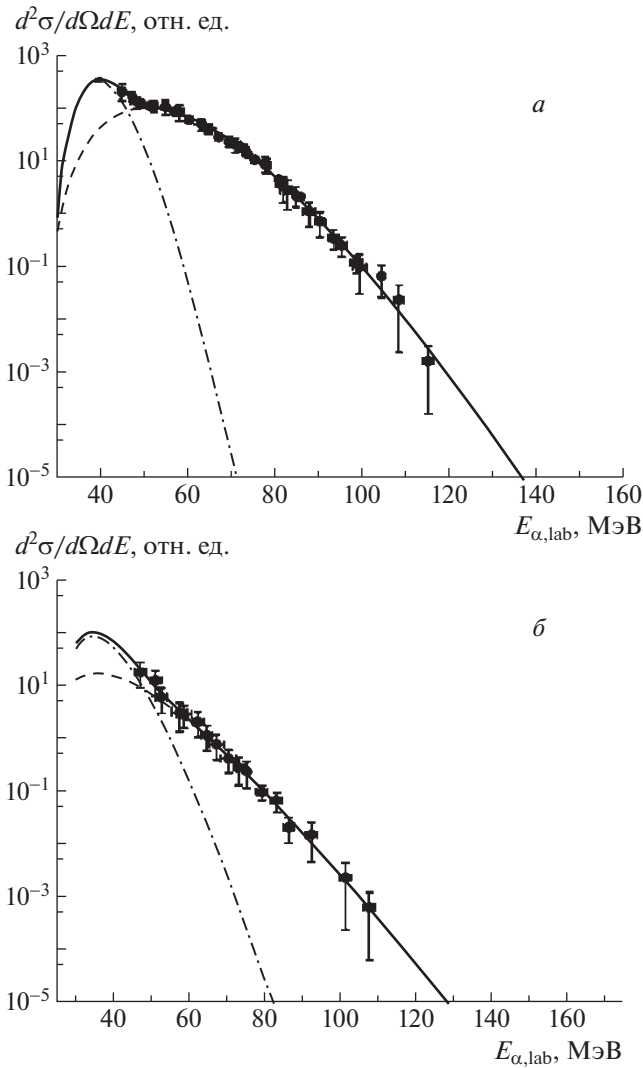


Рис. 7. Аппроксимация (сплошные кривые) экспериментальных энергетических спектров альфа-частиц (кружки) при использовании модели двух “движущихся источников” для реакций $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$ (а), $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ (б). Штриховые кривые — вклады первого “источника”, штрихпунктирные — вклады второго “источника”, параметры приведены в табл. 1.

а также ядра лития и бериллия с энергией близкой к максимально возможной в двухтелном процессе (вблизи так называемого кинематического барьера реакции). Если после испускания этих частиц происходит слияние остаточных ядер, то оставшееся тяжелое ядро слабо возбуждено и обладает практически только вращательной энергией [11]. Этот кумулятивный процесс может быть использован для синтеза “холодных” экзотических ядер, в том числе ядер тяжелых элементов. Рассчитана энергия возбуждения и кинетическая энергия ядра остатка ^{290}Lv полученного в реакции $^{56}\text{Fe} +$

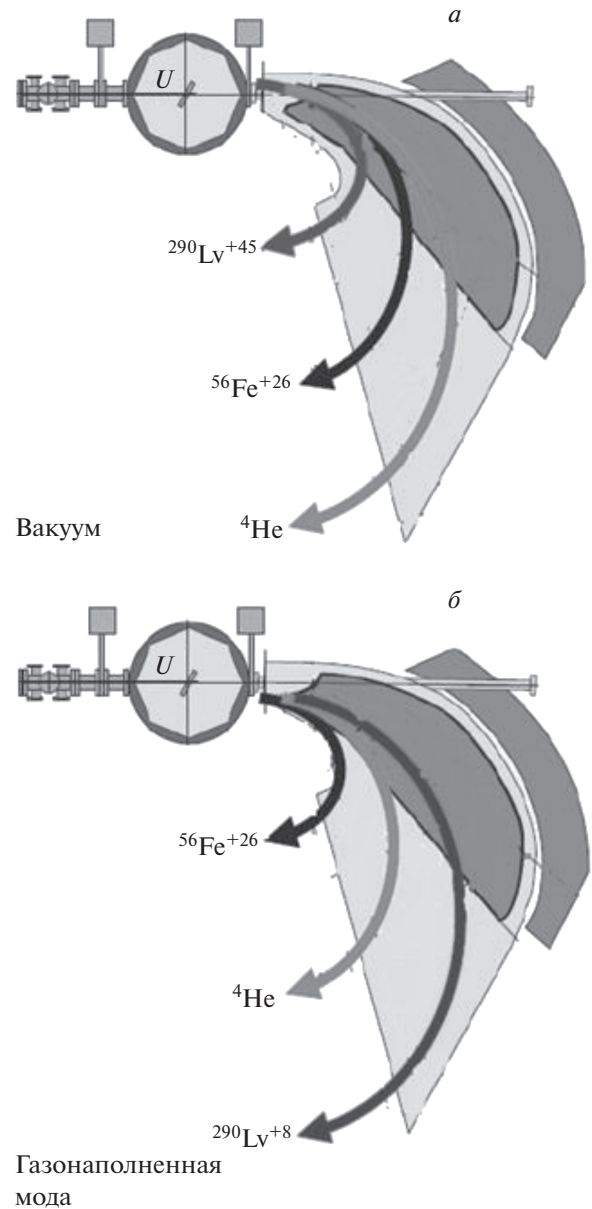


Рис. 8. Схема проведения эксперимента по одновременной регистрации быстрой альфа-частицы и составного ядра ^{290}Lv на установке МАВР в двух вариантах: при регистрации продуктов в вакууме (а) и при газовом наполнении (б). Указаны траектории для альфа-частиц, ионов пучка и тяжелых ядер.

$+ ^{238}\text{U} = ^{290}\text{Lv} + ^4\text{He}$ для разных участков энергетического спектра (см. табл. 2). С ростом энергии альфа-частицы энергия возбуждения составного ядра снижается вплоть до малых значений, а кинетическая энергия составного ядра остается достаточной для их регистрации.

Вылет быстрых заряженных частиц с наибольшей вероятностью происходит под углом 0° по направлению бомбардирующего пучка. Поэтому при проведении экспериментов по регистрации ядер

Таблица 1. Характеристики источников, с помощью которых описываются экспериментальные энергетические спектры альфа-частиц: E_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_{beam} — скорость ядер-снарядов ^{56}Fe с энергией 400 МэВ в лабораторной системе, v_{comp} — скорость компаунд-ядра в лабораторной системе

Реакция	$E_1 = m_\alpha v_1^2/2$, МэВ	$E_2 = m_\alpha v_2^2/2$, МэВ	T_1 , МэВ	T_2 , МэВ	E_C , МэВ	N_1	N_2	$\frac{v_1}{v_{\text{beam}}}$	$\frac{v_1}{v_{\text{comp}}}$	$\frac{v_2}{v_{\text{beam}}}$
$^{56}\text{Fe} + ^9\text{Be}$	3.90	—	4.50	—	44.0	1.78	—	0.37	0.43	—
$^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$	21.72	11.82	2.0	0.57	27.1	22.0	95.47	0.87	4.58	0.64
$^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$	9.37	10.04	3.32	1.11	23.7	5.0	27.52	0.57	3.0	0.59

отдачи и быстрых легких частиц, сопровождающих эти реакции необходимо разделять продукты реакции, а также ядра первичного пучка, что в принципе позволяет делать магнитный анализатор МАВР.

Предлагаемая схема эксперимента по получению ядер ^{290}Lv представлена на рис. 8 в двух вариантах: при регистрации продуктов в вакууме (а) и при газонаполненной моде (б). В фокальной плоскости предполагается измерять совпадения ядра отдачи и альфа-частицы. На рис. 8 показаны траектории для альфа-частиц, ионов пучка и тяжелых ядер. Использование магнитного спектрометра МАВР и пучков циклотрона У-400R в будущем может явиться эффективным методом для проведения подобных исследований. Такие эксперименты можно использовать для изучения другого канала реакции с вылетом быстрых частиц — деления тяжелого ядра-остатка, дополнив действующую установку двумя высоко эффективными детекторами осколков деления.

Таблица 2. Зависимость кинетических энергий ^{290}Lv и ^4He от энергии возбуждения ^{290}Lv , получаемого в реакции $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U} = ^{290}\text{Lv} + ^4\text{He}$ при энергии налетающего иона ^{56}Fe , равной 400 МэВ

Энергия возбуждения ^{290}Lv	Кинетическая энергия ^{290}Lv	Кинетическая энергия ^4He
80	62.5	57.2
70	61.1	68.6
60	59.9	79.8
50	58.8	90.9
40	57.8	101.9
30	56.8	112.9
20	55.9	123.8
10	55.1	134.6
0	54.3	145.4

6. ВЫВОДЫ

С помощью установки МАВР на пучках ^{56}Fe с энергией 400 МэВ на мишенях ^{238}U , ^{181}Ta и ^9Be измерены энергетические спектры альфа-частиц под углом 0° . Были измерены также энергетические спектры заряженных частиц от Li до Ne. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что основным процессом в реакции является эмиссия альфа-частиц. Чувствительность экспериментальной методики с использованием магнитного анализатора позволила измерить выходы продуктов по сечению, на 5 порядков меньшие по отношению к максимуму спектра. Показана зависимость сечения образования легких частиц от Z мишени. Проведен анализ полученных экспериментальных данных с использованием модели движущихся источников. Анализ показал наличие различных источников образования альфа-частиц в реакциях с тяжелыми мишенями (^{238}U , ^{181}Ta) по сравнению с легкой мишенью (^9Be), что указывает на различие механизмов образования альфа-частиц в реакциях с этими мишенями.

Настоящая работа выполнена при поддержке грантов Полномочных представителей в ОИЯИ Чехии и Польши.

Мы благодарны также К. Борче, А.Г. Попеко, Г.Г. Кульбакину, И.В. Колесову за полезные обсуждения результатов работы и помощь в проведении некоторых расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. 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).
2. Ю. Э. Пенионжкевич, Э. Герлик, В. В. Каманин, К. Борча, ЭЧАЯ **17**, 165 (1986).
3. Б. И. Пустыльник, ЭЧАЯ **31**, 273 (2000).
4. M. Rajagopalan, D. Logan, J. W. Ball, M. Kaplan, H. Delagrang, M. F. Rivet, J. M. Alexander, L. C. Vaz, and M. S. Zisman, Phys. Rev. C **25**, 2417 (1982).

5. Chr. V. Christov, I. J. Petkov, and I. I. Delchev, Report IC/82/211, Trieste (1982).
6. 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).
7. Э. Бетак, В. Д. Тонеев, ЭЧАЯ **12**, 1432 (1981).
8. Ю. Э. Пенионжкевич, *Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов, Алушта, 14–21 апреля 1983*, Препринт Д7-83-644, ОИЯИ (Дубна, 1983), с. 279.
9. 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).
10. <https://lise.nscl.msu.edu>
11. В. И. Загребяев, Ю. Э. Пенионжкевич, ЭЧАЯ **24**, 295 (1993).

ENERGETIC CHARGED PARTICLES EMITTED IN THE REACTION OF ^{56}Fe IONS WITH Be, Ta, AND U NUCLEI AT ENERGY 400 MeV

**Yu. E. Penionzhkevich^{1),2)}, S. M. Lukyanov¹⁾, V. A. Maslov¹⁾, V. V. Samarin^{1),3)},
D. Aznabayev¹⁾, I. V. Butusov¹⁾, T. Issatayev¹⁾, K. Mendibayev¹⁾,
S. S. Stukalov¹⁾, A. V. Shakhov¹⁾**

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia

³⁾Dubna State University, Dubna, Russia

Using a high-resolution magnetic analyzer (MAVR setup), the energy spectra of alpha particles were measured at angle of 0° in the reaction of ^{56}Fe ions at energy 400 MeV with the ^{238}U , ^{181}Ta , and ^9Be targets. The energy spectra of charged particles from Li to Ne were also measured. The obtained experimental data indicate the main process in the reaction as the emission of alpha particles observed, up to energies near the so-called kinematic limit for two-body reaction with a relatively high yield. Using magnetic analyzer, we are able to observe events at the value of the cross section by 6–8 orders lower with respect to the maximum of the spectrum. The dependence of alpha-particles' production against their binding energy in the target is described. The analysis of the obtained experimental data was carried out using a model of moving sources.