

**¹Усабаева Г.*, ^{1,2}Жолдыбаев Т.К., ²Садыков Б.М.,
²Дуйсебаев Б.А., ^{1,2}Насурлла М.**

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

²Институт ядерной физики, г. Алматы, Казахстан

*e-mail: gulnazim85@inbox.ru

ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ ИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 29МЭВ С ЯДРАМИ ²⁷Al И ⁵⁹Co

Представлены новые экспериментальные дважды-дифференциальные и интегральные спектры реакций (⁴He, xp) при энергии налетающих ионов ⁴He 29 МэВ на ядрах ²⁷Al и ⁵⁹Co, используемых в качестве конструктивных элементов и элементов мишенного узла проектируемых гибридных ядерных установок (ADS). Для измерения сечений реакций был использован стандартный dE-E метод, где происходит регистрация двух параметров детектируемой частицы: удельной ионизации и полной энергии. Систематическая ошибка измеренных дважды-дифференциальных сечений не превышала 10%. Статистическая ошибка изменялась в диапазоне от 5% до 15% в зависимости от энергетического диапазона вылетающих протонов и угла их регистрации. Выполнен теоретический анализ полученных экспериментальных данных в рамках расчетного кода PRECO-2006, в основу которого заложены современные теоретические модели распада ядер. Определены формирующие их механизмы ядерных реакций. Полученные экспериментальные результаты восполняют отсутствующие величины сечений исследованных реакций и могут быть использованы при разработке новых подходов теории ядерных реакций, а также при конструировании гибридных ядерно-энергетических установок, в ядерной медицине.

Ключевые слова: циклотрон, ядерные реакции, инклюзивные сечения реакций, предравновесный распад, составное ядро, экситонная модель.

**¹Ussabayeva G.*, ^{1,2}Zholdybayev T.K., ²Sadykov B.M.,
²Duisebayev B.A., ^{1,2}Nassurlla M.**

¹Al Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

²Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: gulnazim85@inbox.ru

Inclusive spectra of protons from the interaction of alpha particles with 29Mev energy with ²⁷Al and ⁵⁹Co

New experimental double-differential and integral spectra of the (⁴He,xp) reactions are presented at the 29 MeV energy of incident ions ⁴He on the ²⁷Al and ⁵⁹Co nuclei which used as structural elements and elements of the target assembly of the projected hybrid nuclear installations (ADS). To measure the cross sections of the reactions, a standard dE-E method was used, where two parameters of the detected particle are recorded: specific ionization and total energy. The systematic error of the measured double-differential cross sections did not exceed 10%. The statistical error varied from 5% to 15%, depending on the energy range of the emitted protons and the angle of their detection. The theoretical analysis of the experimental data is carried out within the framework of the PRECO-2006 code, which is based on modern theoretical models of nuclear decay. The mechanisms of nuclear reactions that form them are determined. The obtained experimental results fill the missing values of the cross sections of the studied reactions and can be used in the development of new approaches to

the theory of nuclear reactions, as well as in the construction of hybrid nuclear power plants and in nuclear medicine.

Key words: cyclotron, nuclear reactions, inclusive reaction cross sections, pre-equilibrium decay, compound nucleus, exciton model.

¹Усабаева Г. *, ^{1,2}Жолдыбаев Т.К., ²Садыков Б.М.,
²Дуйсебаев Б.А., ^{1,2}Насурлла М.

¹ Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

²Ядролық физика институты, Алматы қ., Қазақстан

e-mail: gulnazim85@inbox.ru

29 МэВ энергиялы әлфа бөлшектерінің ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен әсерлесуіндегі протондардың инклюзивті спектрлері

Құрылым элементтері және гибридтік ядролық қондырғыларды жобалаудағы нысана түйін элементтері ретінде қолданылатын 29 МэВ энергиялы ^4He иондарымен ^{27}Al және ^{59}Co ядросындағы ($^4\text{He}, \text{xp}$) реакциялардың эксперименттік екінші реттік–дифференциалдық және интегралдық спектрлері алынды. Реакцияның қималарын өлшеу үшін стандартты $dE-E$ әдісі қоданылады, онда табылған бөлшектердің екі параметрлері тіркеледі: нақты ионизация және жалпы энергия. Екінші реттік–дифференциалдық қимасы өлшенген жүйелік қателігі 10% аспады. Статистикалық қателік 5% дан 15% аралығында ұшып шығатын протондардың энергетикалық ауқымына және тіркелу бұрышына тәуелді өзгерді. Алынған эксперименттік деректерді талдау ядролық ыдыраудың заманауи теориялық үлгілеріне негізделген PRECO-2006 конструкторлық коды шеңберінде жүзеге асырылады. Ядролық реакцияның оларды құрайтын механизмдері анықталды. Алынған эксперименталдық мәліметтердің нәтижелері зерттеліп жатқан қималар шамасын толықтыруға және ядролық реакциялар теориясы, сондай-ақ ядролық медицинада гибридті АЭС құрылысында жаңа тәсілдерді әзірлеуге көмектеседі.

Түйін сөздер: циклотрон, ядролық реакциялар, инклюзивті реакция қимасы, тепе-теңді ыдырау, құрама ядро, экситондық үлгі.

Введение

В настоящее время в мире остро стоит проблема производства энергии в масштабах, необходимых для обеспечения устойчивого экономического роста без нарушения экологического баланса. При этом следует учесть накопление в атмосфере в большом количестве углекислого газа в результате выработки энергии из органических материалов, приводящее к изменению климата на планете. В этой ситуации, в мире идет поиск альтернативных путей развития ядерной энергетики, позволяющих решить такие задачи, как повышение уровня безопасности, снижение количества отработавшего ядерного топлива и исключение неконтролируемого распространения ядерного оружия.

В середине прошлого столетия была выдвинута идея создания ядерно-энергетической системы, реализованная к настоящему времени как Accelerator Driven System (ADS), состоящая из ускорителя протонов (дейтонов) с энергией 0,8–

1,5 ГэВ и током 30–100 мА, нейтронопроизводящей мишени мощностью 30–100 МВт и подкритического реактора (бланкета) с потоком тепловых нейтронов $(1-5)10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [1-4]. Помимо получения энергии, система позволяет проводить трансмутацию долгоживущих радиоактивных отходов атомной промышленности [5].

Согласно физическому сценарию работы ADS (рисунок 1), высокоэнергичные протоны при прохождении мишени порождают не только нейтронный поток, но и спектр более сложных нуклидов водорода и гелия, которые выступают в качестве агентов иницирующих реакции с испусканием вторичных нейтронов. Диапазон нуклонного состава и энергий возбуждения в системе ADS существенно шире чем в традиционных реакторах. Необходимы новые дополнительные данные по ядерным реакциям с нуклидами водорода и гелия, происходящим в мишенном, топливном узлах, конструкционных материалах [5, 6].

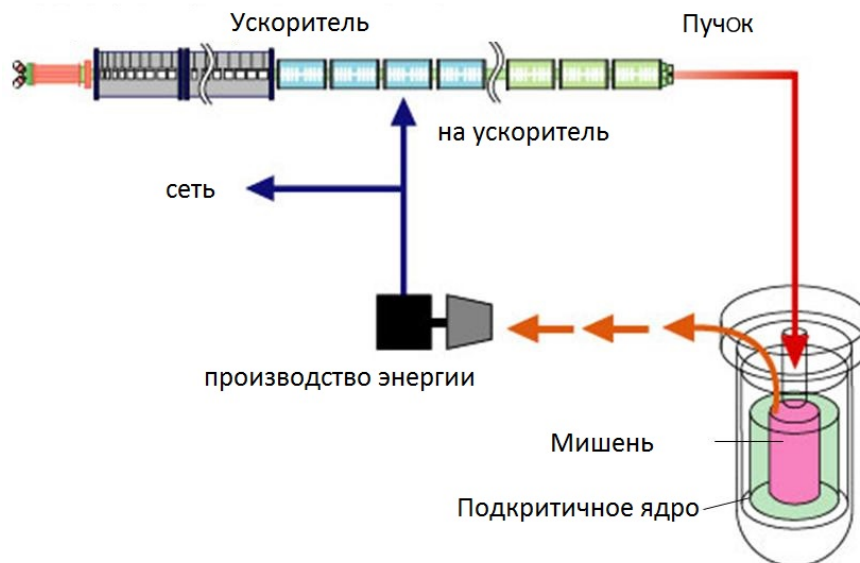


Рисунок 1 – Принципиальная схема работы ADS

Изотопы и элементы, экспериментальные данные по которым необходимы для разработки систем ADS [7], приведены в таблице 1.

Физически и экономически невозможно измерить в столь широком диапазоне энергий и масс все необходимые сечения ядерных реакций. В этой ситуации важную роль играет развитие ядерных моделей, обладающих достаточной предсказательной силой. На базе таких моделей разработаны компьютерные программы,

способные рассчитывать все возможные каналы ядерных реакций и позволяющие моделировать оцененные ядерные данные в диапазоне энергий от 1 кэВ до 200 МэВ. Для уточнения модельных параметров и отладки работы программ важно получение новых экспериментальных данных по сечениям ядерных реакций. Обзоры по имеющимся экспериментальным данным в реакциях с нуклонами и более тяжелыми частицами представлены в работах [8-10].

Таблица 1 – Изотопы и элементы, данные по которым необходимы для ADS

Объект	Элементы/Изотопы
Мишенный узел	^{209}Bi , ^{208}Pb , ^{207}Pb , ^{206}Pb , ^{204}Pb , Pb ^{186}W , ^{184}W , ^{183}W , ^{182}W , W , ^{181}Ta , Ta Zr , Sn , Hg , U , Pu , F , Cl , Na , Fe , Al
Производство Po	$^{209}\text{Bi}(p, xn)^{207,208,209}\text{Po}$ $^{209}\text{Bi}(n, \gamma)^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po}$
Минорные актиниды	^{237}Np , ^{238}Np , ^{241}Am , ^{242}Am , ^{243}Am , ^{242}Cm , ^{243}Cm , ^{244}Cm , ^{245}Cm , ^{246}Cm , ^{247}Cm
Долгоживущие продукты деления	^{79}Se , ^{93}Zr , ^{99}Tc , ^{107}Pd , ^{126}Sn , ^{129}I , ^{135}Cs
Топливный узел	^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}Pu , $^{14,15}\text{N}$, O , F , Cl
Ториевый цикл	^{232}Th , ^{231}Pa , ^{232}Pa , ^{233}Pa , ^{233}U , ^{234}U
Конструкционные материалы	Zn , Cu , Ni , Co , Fe , Mn , Cr , Ti , Ca , Ar , Al , Mg , Na , O , N , C , B , Be , He
Защита	O , Si , P , Ca , Ti , Fe

Эксперимент

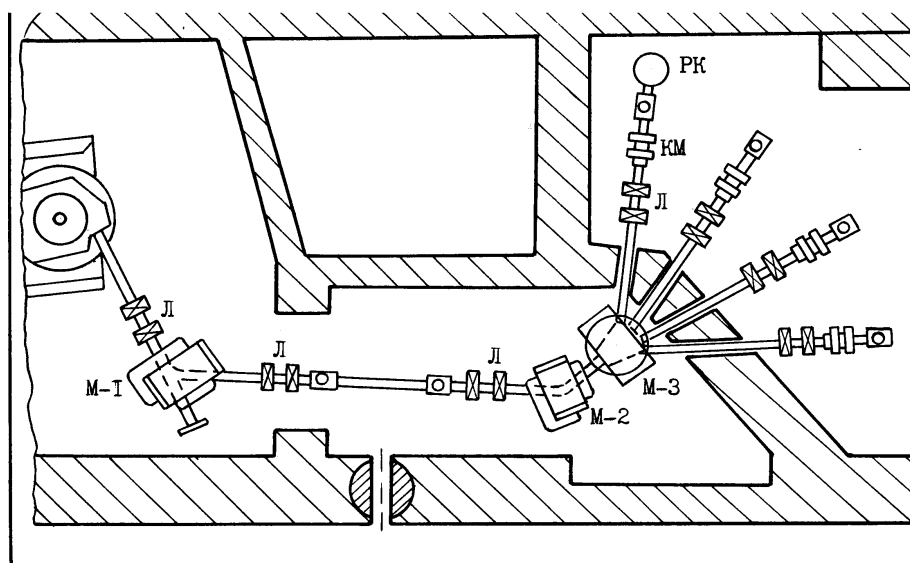
Экспериментальный комплекс располагается на изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики (ИЯФ) [11, 12]. Схема транспортировки пучка ускоренных ионов от камеры циклотрона до реакционной камеры,

расположенной в 25 м от выхода пучка, приведена на рисунке 2. Она включает в себя систему квадрупольных линз, два поворотных, разводящих, два нацеливающих магнита и систему коллиматоров. Тройное изменение направления пучка поворотными и разводящими магнитами в канале, на котором установлена

камера рассеяния, расположенном под углом относительно первоначального направления пучка, позволяет значительно уменьшить нейтронный и гамма фон в измерительном комплексе. Максимальная угловая неопределенность коллиматора составляет ± 24 . Это обеспечивало линейные размеры пучка на мишени ~ 3 мм. Юстировка положения коллиматора и камеры рассеяния относительно оси ионопро-

вода осуществлялась оптическим методом. Контроль осуществлялся при помощи кварцевых экранов и телевизионных камер, передающих изображение на пульт управления циклотрона.

Для определения числа частиц, падающих на мишень, применялась система цилиндр Фарадея-интегратор тока. Погрешность в определении постоянной интегратора не превышала 1%.



Л – квадрупольные линзы, М-1, М-2 – поворотные магниты, М-3 – разводящий магнит, КМ – корректирующие магниты, РК – камера рассеяния.

Рисунок 2 – Схема транспортировки пучка ускоренных ионов до камеры рассеяния

Далее нами были выполнены расчеты кинематических характеристик. На основе которых подобраны рабочие толщины используемых детекторов. Для регистрации протонов в качестве стопового использовали полупроводниковый кремниевый детектор толщиной 2 мм. В качестве пролетного детектора был установлен полупроводниковый кремниевый детектор толщиной 100 мкм. Выбранная конфигурация телескопа позволила регистрировать вылетающие протоны до энергии 17 МэВ.

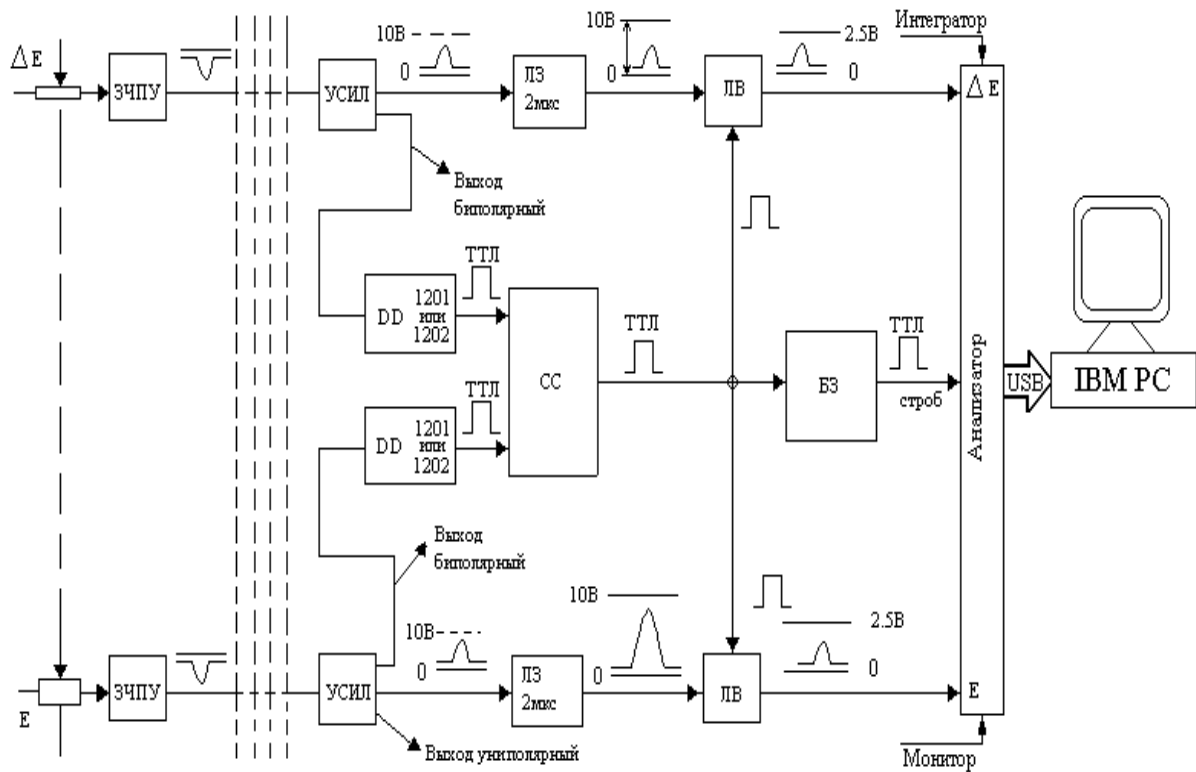
В качестве мишени выбраны ^{27}Al и ^{59}Co , как конструкционные элементы и элементы мишен-

ного узла проектируемых ADS [7]. Были подготовлены обогащенные фольги из указанных изотопов, толщина и однородность которых определялась с помощью измерения потери энергии альфа-частиц от изотопа ^{226}Ra . Характеристики мишеней приведены в таблице 2.

Для идентификации продуктов реакций по массам и энергии принята ($\Delta E - E$) методика, реализованная на базе системы регистрации и идентификации заряженных частиц с использованием спектрометрических линеек на основе электроники фирм ORTEC и POLON, блок-схема которой представлена на рисунке 3.

Таблица 2 – Характеристика мишеней

Мишень	Толщина, (мг/см ²)	Обогащение, (%)
^{27}Al	3,65	моноизотоп
^{59}Co	2,3	моноизотоп



ЗЧПУ – зарядово-чувствительный предусилитель, УСИЛ – усилитель, ЛЗ – линия задержки, СС – схема совпадений, ЛВ – линейные ворота, БЗ – блок задержки.

Рисунок 3 – Блок-схема системы регистрации и идентификации заряженных частиц

Экспериментальные спектры ядерных реакций (${}^4\text{He}, \text{xp}$) на ядрах ${}^{27}\text{Al}$ и ${}^{59}\text{Co}$ получены на изохронном циклотроне У-150М ИЯФ. Энергия налетающих ионов ${}^4\text{He}$ составила 29 МэВ. Измерения выполнены в угловом диапазоне 30° – 135° в лабораторной системе координат с шагом 15° .

Энергетическая калибровка проводилась по пикам, отвечающим известным состояниям конечных ядер (мишени ${}^{12}\text{C}$ и CH_2). Вычитая из кинетической энергии регистрируемой частицы потерю энергии в мишени и ΔE -детекторе, находим опорную калибровку, связывающую значение энергии, поглощенной E -детектором и номер канала. На ее основе с учетом потери энергии в ΔE -детекторе и мишени, находим энергию частицы, покинувшей ядро.

Результаты расчетов

После обработки экспериментальных спектров рассчитаны дважды-дифференциальные сечения реакции (${}^4\text{He}, \text{xp}$) на ядрах ${}^{27}\text{Al}$ и ${}^{59}\text{Co}$. Полная систематическая ошибка не превышала

10% и обусловлена, главным образом, погрешностями в определении толщины мишени (<7%) и телесного угла спектрометра (1,3%). Энергия пучка ускоренных частиц измерялась с точностью 1%. Полная статистическая ошибка, изменялась в диапазоне от 5% до 15%.

Далее были определены интегральные спектры указанных реакций, представленных на рисунках 4, 5.

Современная трактовка предравновесного механизма берет свое начало из экситонных моделей (ЭМ), первая из которых была предложена Гриффином [13]. С момента своего создания данная модель была существенно дополнена. Несмотря на все неоднозначности, экситонная модель остается одним из самых мощных инструментов в описании инклюзивных спектров.

В двухкомпонентной экситонной модели протонные и нейтронные степени свободы учитываются отдельно [14] и принимается, что ядро характеризуется параметрами p_π , h_π , p_ν и h_ν , где p и h обозначают частичные и дырочные, а π и ν – протонные и нейтронные степени сво-

боды, соответственно. Компаунд ядро формируется с частично-дырочной конфигурацией, которая учитывает только налетающие нуклоны как частичные степени свободы и не учитывает дырочные. Такая конфигурация обозначается как $(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) = (Z_a, 0, N_a, 0)$, где a относится к бомбардирующей частице. Разность между числом частиц и дырок в процессе перехода в равновесное состояние сохраняется. Расчеты плотности одночастичных состояний рассчитываются отдельно для протонов $g_{\pi 0}$ и нейтронов $g_{\nu 0}$:

$$g_{\pi 0} = \frac{Z}{K_g}, \quad (2)$$

$$g_{\nu 0} = \frac{N}{K_g}, \quad (3)$$

где K_g – нормировочный коэффициент. Плотность частично-дырочных состояний [15]:

$$\omega_{ESM}(p, p_\pi, E) = \frac{(g_{\pi 0})^{n_\pi} (g_{\nu 0})^{n_\nu} (E - A(p, p_\pi, E))^{n-1}}{p_\pi! h_\pi! p_\nu! h_\nu! (n-1)!}, \quad (4)$$

где $A(p, p_\pi, E)$ – поправка, учитывающая выполнение принципа запрета Паули. Эти плотности используются для вычисления вероятностей переходов, которые переводят ядро из одной частично-дырочной конфигурации в другую.

В силу предположения о малости остаточных двухчастичных взаимодействий для нахождения отнесенной к единице времени вероятности внутриядерных переходов λ используется первый порядок теории возмущения [15]:

$$\lambda = (2\pi / \hbar) \langle |M|^2 \rangle \omega, \quad (5)$$

где $|M|^2$ – среднеквадратичный матричный элемент, определяющий интенсивность внутриядерных переходов, то есть переходов между состояниями с различным n , а ω – плотность конечных состояний, реально достижимых при данном переходе. Предполагается, что матричные элементы имеют одинаковую формулу и отличаются только нормализующими коэффициентами K_{ij} [16]:

$$|M_{ij}|^2 = K_{ij} A_a g_0^{-3} \left(\frac{E}{3A_a} + 20.9 \right)^{-3}, \quad (6)$$

где A_a – масса налетающей частицы.

На любом этапе релаксации системы возможна эмиссия частиц типа b в канал с энергией ε . Скорость испускания частицы из этого состояния рассчитывается по формуле:

$$W_b(p, p_\pi, E, \varepsilon) = \frac{2S_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \varepsilon \sigma_b(\varepsilon) \times \frac{\omega(p_\pi - Z_b, h_\pi, p_\nu - N_b, h_\nu, U)}{\omega(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E)}, \quad (7)$$

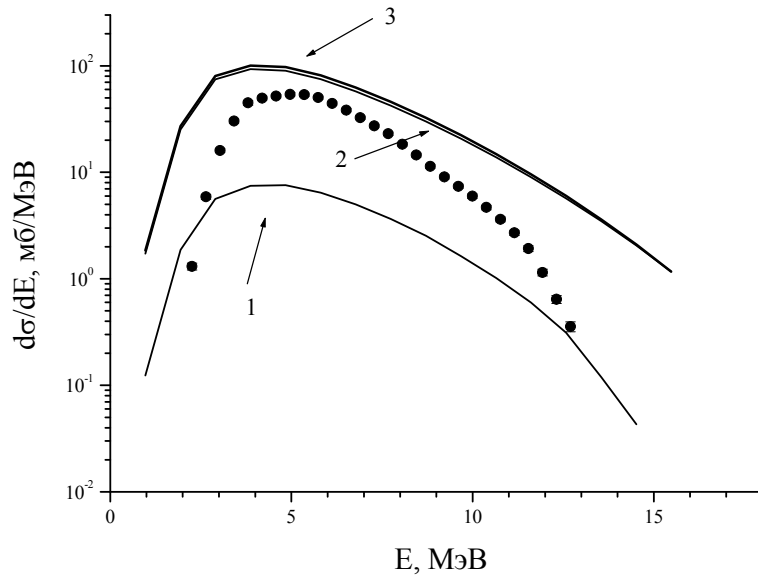
где Z_b и N_b – число протонов и нейтронов вылетевшей частицы, S_b – ее спин, а μ_b – ее масса. Величина $\sigma_b(\varepsilon)$ – сечение инверсного процесса образования составного ядра, U – энергия возбуждения, определяемая как $U = E - \varepsilon - B_b$, где B_b – энергия связи испускаемой частицы.

Теоретические расчеты проведены в рамках компьютерного кода PRECO–2006 [17], оптимизированного для рассматриваемого случая. В качестве исходной бралась $(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) = (2, 0, 2, 0)$ частично-дырочная конфигурация. Нормировочный коэффициент K_g принимался равным 15 МэВ. Параметризация квадратов матричных элементов проводилась с использованием нормировочных констант: $K_{\pi\pi}$: $K_{\pi\nu}$: $K_{\nu\nu} = 2200:900:900$ МэВ².

Для полного описания эмиссии частиц в ядерных реакциях, в дополнение к вычислениям в рамках экситонной модели, были проведены расчеты в рамках других механизмов. При вычислении равновесного сечения использовался формализм распада составного ядра Вайскопфа. Определены вклады прямых процессов (передача – выбивание нуклонов, неупругое рассеяние).

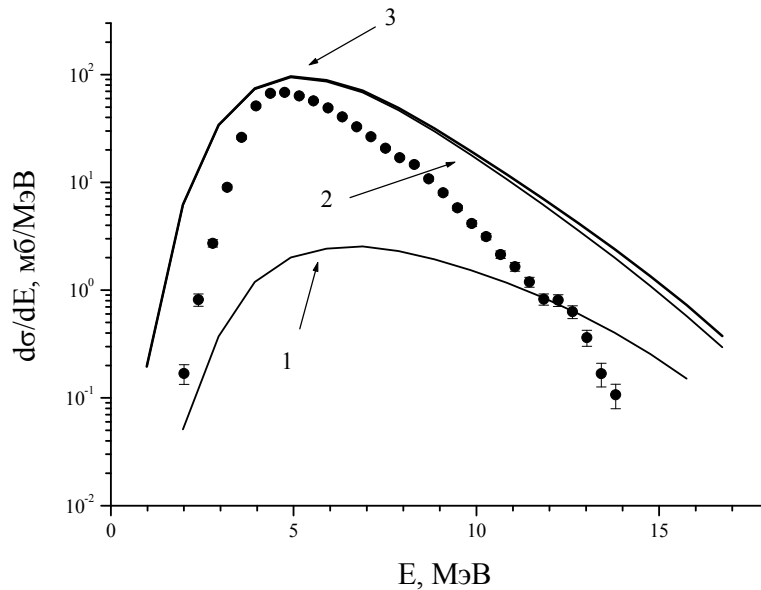
Результаты расчетов приведены совместно с экспериментальными данными на рисунках 4, 5.

Из сравнения экспериментальных и теоретически рассчитанных интегральных сечений следует, что формирование спектра в области энергий до 17 МэВ идет в основном через механизм составного ядра. Роль предравновесного механизма незначительна.



Символы – эксперимент, 1 – предравновесная компонента, 2 – равновесная эмиссия, 3 – суммарное интегральное сечение.

Рисунок 4 – Сравнение экспериментальных интегральных сечений реакций $^{27}\text{Al}(^4\text{He},xp)$ с расчетами в рамках экситонной модели



Символы – эксперимент, 1 – предравновесная компонента, 2 – равновесная эмиссия, 3 – суммарное интегральное сечение.

Рисунок 5 – Сравнение экспериментальных интегральных сечений реакций $^{59}\text{Co}(^4\text{He},xp)$ с расчетами в рамках экситонной модели

Экспериментальные спектры ядерных реакций ($^4\text{He},xp$) на ядре ^{59}Co получены на изохронном циклотроне У-150М ИЯФ. Энергия налетающих ионов ^4He составила 29 МэВ.

Измерения выполнены в угловом диапазоне $30^\circ - 135^\circ$ в л.с.к. с шагом 15° .

После обработки экспериментальных спектров рассчитаны дважды-дифференциальные

сечения реакции ($^4\text{He}, \text{xp}$) на ядре ^{59}Co , которые представлены на рисунке 10. Полная систематическая ошибка не превышала 10% и обусловлена, главным образом, погрешностями в определении толщины мишени (<7%) и телесного угла спектрометра (1,3%). Энергия пучка ускоренных частиц измерялась с точностью 1%. Полная статистическая ошибка, изменялась в диапазоне от 5% до 20%.

После интегрирования по углу дважды-дифференциальных сечений был определен интегральный спектр сечений реакции ($^4\text{He}, \text{xp}$) на ядре ^{59}Co (рисунок 5).

Из сравнения экспериментальных и теоретически рассчитанных интегральных сечений реакций $^{59}\text{Co}(^4\text{He}, \text{xp})$ при энергии ионов ^4He 29 МэВ следует, что формирование спектра в области энергий до 17 МэВ идет аналогично случаю $^{27}\text{Al}(^4\text{He}, \text{xp})$. Основной вклад дает механизм составного ядра. Роль предравновесного механизма незначительна.

Заключение

Таким образом, получены экспериментальные дважды-дифференциальные и интег-

ральные спектры реакций ($^4\text{He}, \text{xp}$) при энергии налетающих ионов ^4He 29 МэВ на ядрах ^{27}Al и ^{59}Co . Определены экспериментальные парциальные сечения исследованных реакций.

Выполнены теоретические расчеты экспериментальных инклюзивных спектров реакции ($^4\text{He}, \text{xp}$) при энергии налетающих ионов ^4He 29 МэВ на ядрах ^{27}Al и ^{59}Co в рамках модифицированной двухкомпонентной экситонной модели предравновесного распада ядер. Из теоретического описания дважды-дифференциальных и интегральных сечений реакций ($^4\text{He}, \text{xp}$) на ядрах ^{27}Al и ^{59}Co установлено, что формирование спектра вторичных протонов в области энергий до 17 МэВ идет в основном через механизм составного ядра. Роль предравновесного механизма незначительна.

Полученные экспериментальные результаты восполняют отсутствующие величины сечений исследованных реакций и могут быть использованы при разработке новых подходов теории ядерных реакций, а также при конструировании безопасных и безотходных гибридных ядерно-энергетических установок, расчетах распределений первично выбитых атомов в радиационном материаловедении, космической технике.

Литература

- 1 Риволь Ж.-П. Электроядерная установка для уничтожения ядерных отходов // УФН. – 2003. – Т. 173, Вып. 7. – С. 747-755.
- 2 Бзнуни С.А., Барашенков В.С., Жамкочан В.М., Соснин А.Н., Полянски А., Худавердян А.Г. Перспективные электроядерные системы // ЭЧАЯ. – 2003. – Т. 34, Вып. 4. – С. 976-1032.
- 3 Carminati F., Geles C., Klapisch R. et al. An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator // CERN report CERN/AT/93-47(ET).
- 4 Bowman C.D., Arthur E.D., Lisowski P.W., Lawrence G.P., Jensen R.J., Anderson J.L., Blind B., Cappiello M., Davidson J.W., England T.R., Engel L.N., Haight R.C., Hughes III H.G., Ireland J.R., Krakowski R.A., LaBauve R.J., Letellier B.C., Perry R.T., Russell G.J., Staudhammer K.P., Versamis G., Wilson W.B. Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A. – 1992. – Vol. 320. – P. 336-367.
- 5 Герасимов А.С., Киселев Г.В. Научно-технические проблемы создания электроядерных установок для трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов и одновременного производства энергии (российский опыт) // ЭЧАЯ □ 2001. – Т. 32, Вып. 1. □ С. 143-188.
- 6 Игнатюк А.В., Николаев М.Н., Фурсов В.И. Развитие банка оцененных ядерных данных для современных технологий // Атомная энергия. – 2014. – Т. 116. – С. 209-216.
- 7 Ikeda Y. Nuclear Data Relevant to Accelerator Driven System // Journal of Nuclear Science and Technology. – 2002. – Suppl. 2. – P. 13-18.
- 8 Koning A.J., Duijvestijn M.C. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential // Nucl. Phys. A – 2004. – Vol. 744. – P. 15-76.
- 9 Kalbach C. Pre-equilibrium reactions with complex particle channels // Phys. Rev.C – 2005. – Vol. 71. – P.034606 (23).
- 10 Hodgson P.E., Betak E. Cluster emission, transfer and capture in nuclear reactions // Phys. Rep. – 2003. – Vol. 374. – P. 1-89.
- 11 Арзуманов А.А., Неменов Л.М., Анисимов О.И. и др. Изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов // Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат. – 1973. – № 4. – С. 6-15.
- 12 Дуйсебаев А.Д., Иванов Г.Н., Рыбин С.Н. Камера рассеяния для исследования продуктов ядерных реакций на пучке циклотрона // Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат. – 1983. – № 2. – С. 80-81.
- 13 Griffin J.J. Statistical model of intermediate structure // Phys. Rev. Lett. □ 1966. □ Vol. 17, № 9. □ P. 478-481.

- 14 Kalbach C. Two-component exciton model: Basic formalism away from shell closures // *Phys. Rev. C.* – 1986. – Vol. 33. – P. 818-833.
- 15 Williams F. C. Particle-hole state density in the uniform spacing model // *Nucl. Phys. A.* – 1971. – Vol. 166. – P. 231-240.
- 16 Williams F. C. Intermediate state transition rates in the Griffin model // *Phys. Lett. B.* – 1970. – Vol. 31. – P. 184-186.
- 17 Kalbach C. PRECO-2006: Exciton model preequilibrium nuclear reaction code with direct reaction. – Durham NC 27708–0308, 2007. – 184 p.
- 18 Kalbach C. Phenomenology of continuum angular distributions. II. Griffin preequilibrium model // *Phys.Rev. C* – 1981. – Vol. 23, № 1. – P. 124-135.

References

- 1 Zh.P. Rivol, *Electroyadernaya ustanovka dlya unichtozheniya yadernykh otkhodov (UPHN, 2003) p.747-755.* (in Russ)
- 2 S.A. Bznuni, B.S. Barashenkov, B.M. Zhamkochan, A.N. Sosnin, A. Polyanski and A.G. Khudaverdyan, *Perspektivnyye elektroyadernyye sistemy (ECHAYA, 2003), p.976-1032.* (in Russ)
- 3 F. Carminati, C. Geles and R. Klapisch. et.al. An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator” (CERN report CERN/AT/93-47(ET)).
- 4 C.D. Bowman, E.D. Arthur, P.W. Lisowski, G.P. Lawrence, R.J. Jensen, J.I.Anderson, B.Blind, M. Cappello, J.W. Davidson, T.R. England, L.N. Engel, R.C. Haight, H.G. Hughes III, J.R. Ireland, R.A. Krakowski, R.J. Labauve, B.C. Letellier, R.T.Perry, G.J.Russell, K.P. Staudhammer, G.Versamis and W.B.Wilson, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 320, 336-367 (1992), [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90795-6](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90795-6)
- 5 A.S. Gerasimov and G.B. Kiselev, *ECHAYA*, 32(1), 143-188 (2001) (in Russ).
- 6 A.V. Gnatuk, M.N. Nikolaev and V.I. Phursov, *Atomnaya energiya*, 116, 209-216 (2014), (in Russ)
- 7 Y. Ikeda, *J of Nuclear Science and Technology*, 2, 13-18. (2002) DOI: 10.1080/00223131.2002.10875029
- 8 A.J. Koning, M.C. Duijvestijn, *Nucl.Phys,A*, 744, p.15-76. (2004) <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.08.013>
- 9 C. Kalbach, *Phys.Rev.C*, 71, 1-23 (2005) DOI: 10.1103/PhysRevC.71.034606
- 10 P.E. Hodgson and E.Betak, *Phys.Rep*, 374, 1-89 (2005). [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(02\)00268-5](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(02)00268-5)
- 11 A.A. Arzumanov, L.M. Nemenov, and O.I. Anisimov, *Izv.AN KazSSR*, 4, 6-15 (1973) (in Rus).
- 12 A.D. Duisebaev, G.N. Ivanov, S.N. Rybin *Izv.AN KazSSR*, 2, 80-81 (1983) (in Rus)
- 13 J.J. Griffin, *Phys. Rev. Lett*, 17 (9), 478-481 (1966).
- 14 C. Kalbach, *Phys.Rev.*, p.818-833 (1986). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.33.818>
- 15 F.C. Williams, *Nucl.Phys*, 166, 231-240 (1971). [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90426-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90426-X)
- 16 F.C. Williams, *Phys.Lett*, 31, 184-186 (1970). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.17.478>
- 17 C. Kalbach, PRECO-2006: Exciton model pre-equilibrium nuclear reaction code with direct reaction” p.184, (Durham, 2007). doi: 10.1103/PhysRevC.95.014606
- 18 C. Kalbach, *Phys.Rev.C*, 23(1) 124-135 (1981). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.23.124>.