

УДК 539.17:539.142:539.143

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ЯДЕР ${}^6,8\text{He}$, ${}^9\text{Li}$ НА МИШЕНЯХ ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$

© 2020 г. Ю. Г. Соболев^{1, *}, Ю. Э. Пенионжкевич^{1, 2}, В. В. Самарин^{1, 3}, М. А. Науменко¹,
С. С. Стукалов¹, И. Сивачек^{1, 4}, С. А. Крупко¹, А. Куглер⁴, Ю. Лоуко⁵

¹Международная межправительственная организация
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

³Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

⁴Институт ядерной физики, Чешская академия наук, Ржеж, Чехия

⁵Циклотронная лаборатория университета Ювяскюля, Ювяскюля, Финляндия

*E-mail: sobolev@jinr.ru

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Проведены эксперименты с реакциями ${}^6,8\text{He}$, ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$ в диапазоне энергий пучков ${}^6,8\text{He}$, ${}^9\text{Li}$ от 6 до 36 А · МэВ. Мгновенные нейтроны и γ -излучение регистрировались 12-детекторным γ -спектрометром. Значения полных сечений реакций и распределения по множественности испускания γ -квантов и нейтронов рассчитаны с учетом распределений по кратности сработавших детекторов.

DOI: 10.31857/S0367676520080293

ВВЕДЕНИЕ

Исследование структуры легких экзотических ядер, лежащих на границе области стабильности, и особенностей реакций с их участием является важной задачей современной ядерной физики [1–6]. Необычность легких нейтронно-избыточных ядер с гало проявляется в неожиданно больших сечениях реакций [1] и особенностях их энергетической зависимости [4–9]. Использование в качестве мишеней кремниевых и пластиковых сцинтилляционных детекторов (с ядрами ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{12}\text{C}$ соответственно) в большинстве ранее проведенных экспериментов (см., например, [5, 9]) не позволяло получить результаты для более тяжелых мишеней. В данной работе в качестве мишеней для пучков ${}^6,8\text{He}$, ${}^9\text{Li}$ наряду с ядрами ${}^{28}\text{Si}$ были использованы и более тяжелые ядра ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ

Полное сечение ядерных реакций σ_R может быть получено путем измерения количества I_0 частиц, влетевших в мишень, и I частиц, вылетевших из мишени без взаимодействия:

$$I = I_0 \exp(-nd\sigma_R), \quad (1)$$

где nd – приведенное число ядер мишени толщиной d , n – концентрация ядер атомов. При $n\sigma_R \ll 1$ можно с достаточной точностью ограничиться первым членом разложения экспоненты в ряд

$$nd\sigma_R \approx (I_0 - I)/I_0, \quad (2)$$

$$nd\sigma_R \approx I_R/I_0, \quad (3)$$

где $I_R = I_0 - I$ – число событий реакций. Формула (2) применяется для определения полного сечения реакции в методе аттенюации пучка (от англ. attenuation – ослабление), впервые предложенном и реализованном в работе [10]. В экспериментах с использованием метода аттенюации пучка измеряются величины I и I_0 . Формула (3) применяется для определения полного сечения реакции в методе регистрации продуктов реакции, впервые предложенном и реализованном в работе [11]. В экспериментах с использованием этого метода измеряются величины I_R и I_0 . Многообразие вариантов реализации метода определяется способами измерения величины I_R .

В ряде экспериментов [7, 12, 13] число событий реакции I_R вычислялось по формуле:

$$I_R = N\epsilon_{abs}^{-1}, \quad (4)$$

где N – число событий регистрации нейтронов и γ -квантов, ε_{abs} – абсолютная эффективность детектора. Формула (4) применяется, в основном, для γ -калориметров и спектрометров с малым числом детекторов. Она является приближенной, поскольку в ней не учитывается число испускаемых в конкретном событии ядерной реакции нейтронов и γ -квантов, называемое множественностью M . Характерной особенностью ядерных реакций с тяжелыми ионами в исследуемой области энергий является широкое распределение по множественности испускаемых γ -квантов и нейтронов. Процессы неупругого рассеяния сопровождаются эмиссией одного или нескольких γ -квантов, в то время как слияние или глубоко-неупругие передачи сопровождаются каскадами γ -квантов большой множественности, а также эмиссией нейтронов. Возбужденное составное ядро, образовавшееся в результате слияния ядер, обычно испускает нейтроны, также регистрируемые спектрометром. Нейтроны испускаются и при развале слабосвязанных ядер-снарядов при столкновениях с ядрами-мишенями. События реакций сопровождаются испусканием нейтронов и γ -квантов с разной множественностью, и поэтому регистрируются спектрометром с разной эффективностью. В работах [8, 9] описана процедура получения значений полных сечений реакций σ_R из экспериментальных данных, полученных с помощью спектрометра, состоящего из шести сцинтилляционных детекторов. Измерялось распределение по числу N_k ($k = 1, \dots, 6$) сработавших детекторов за вычетом фона. Полное число событий реакции определялось суммой

$$N = \sum_{k=1}^6 N_k. \quad (5)$$

Полное сечение реакции σ_R вычислялось с учетом распределения по множественности M испускания γ -квантов и нейтронов.

В настоящей работе для повышения точности измерений использован спектрометр с телесным углом, близким к 4π , и состоящий из двенадцати сцинтилляционных детекторов. С их помощью измерялось распределение по кратности – числу N_k ($k = 1, \dots, 12$) сработавших детекторов. Полное сечение реакции σ_R определялось с учетом распределения по множественности M испускания мгновенных γ -квантов и нейтронов, полученного из распределения по кратности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И КАЛИБРОВКА СОСТАВНОГО γ -СПЕКТРОМЕТРА

Основные элементы экспериментальной установки, подробно описанные в [8, 9], можно объ-

единить в две группы, обозначенные на рис. 1 цифрами 1–8 и 9–10, соответственно. Первую группу составляли тонкие детекторы, обеспечивающие решение задачи транспортировки частиц пучка в мишень, их идентификации и отбора по траекториям. Идентификация частиц пучка проводилась с помощью измерения времени пролета T_{TOF} (time of flight) на времяпролетной базе 9.7 м между пластиковым сцинтилляционным детектором 1 (рис. 1) и вторым активным коллиматором 6, а также потерь энергии ΔE_0 в стартовом Si-детекторе 5. Идентификация и определение траекторий частиц были необходимы для выбора ансамбля I_0 событий соударений частиц с центральной областью мишени без касания с элементами крепления и стенками реакционной камеры. Вторая группа включала в себя 12 сцинтилляционных CsI(Tl) детекторов с фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), образующих составной γ -спектрометр, перекрывающий телесный угол $\Omega_{det} = 0.9 \cdot 4\pi$ вокруг мишени.

Для калибровки спектрометра использовался эталонный источник ${}^{60}\text{Co}$ 14 (рис. 1б), а также триггерный CeVg_3 γ -детектор 15 размером $50 \times 50 \times 50$ мм³ и β -счетчик на основе фотоумножителя 11, свето-сборника 12 и пластикового сцинтиллятора BC400 13 диаметром 10 мм и толщиной 1 мм. Для измерения источник ${}^{60}\text{Co}$ на пластиковом сцинтилляторе β -детектора устанавливался вместо мишени. ФЭУ β -детектора и CeVg_3 детектор располагались на расстоянии 90 мм от позиции мишени так, чтобы не перекрывать телесный угол спектрометра. Телесный угол, перекрываемый триггерным детектором CeVg_3 , $\Omega_{tr} = 0.021\pi$ мал, поэтому его влиянием на эффективность регистрации спектрометра можно было пренебречь.

Ядро ${}^{60}\text{Co}$ в результате β^- распада в 99.88% случаев превращается в ядро ${}^{60}\text{Ni}^*$ в возбужденном состоянии 4^+ , при этом энергия испущенных электронов не превышает 317.9 кэВ [14]. Последующие переходы ядра ${}^{60}\text{Ni}$ в состояние 2^+ , а затем в состояние 0^+ сопровождаются испусканием γ -квантов с энергиями 1173 и 1332 кэВ, соответственно. Времена жизни состояний 4^+ и 2^+ малы, поэтому последовательные события эмиссии β -частиц и γ -квантов воспринимаются регистрирующей электроникой как одновременные. Регистрируя детектором с телесным углом Ω_{tr} γ -кванты с энергией 1332.5 кэВ в пике полного поглощения (фотопике), можно накапливать события испускания второго γ -кванта с энергией 1173 кэВ в телесный угол $\Omega = 4\pi - \Omega_{tr} = 4\pi \times (1 - 0.021)$. Энергетические спектры CeVg_3 детектора, полученные при калибровке γ -спектрометра с помощью источника ${}^{60}\text{Co}$ (по схеме на рис. 1б), представлены на рис. 2. На рис. 2а представлен инклюзивный энергетический спектр CeVg_3 триггерного детектора, включа-

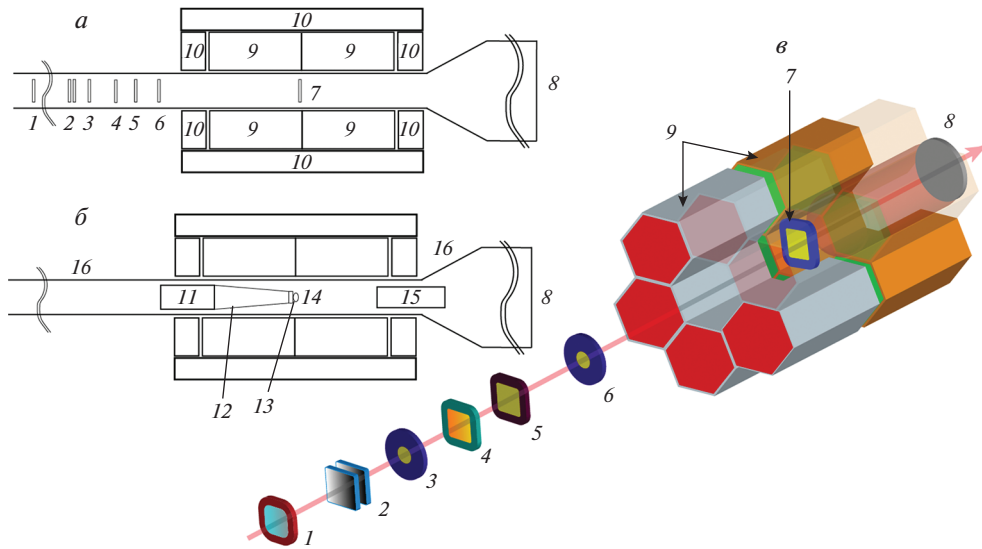


Рис. 1. Трехмерная схема экспериментальной установки (а) и ее разрез при проведении измерений с пучком ядер-снарядов (а) и при калибровке составного спектрометра (б): 1 – пластиковый сцинтилляционный детектор, 2 – полиэтиленовые пластины, 3 – первый активный коллиматор, 4 – ΔE стриповый Si-детектор, 5 – ΔE_0 стартовый Si-детектор, 6 – второй активный коллиматор, 7 – мишень (^{28}Si , ^{59}Co или ^{181}Ta), 8 – окно для вывода пучка, 9 – сцинтилляционные CsI(Tl) детекторы с ФЭУ, 10 – Pb защита, 11 – ФЭУ, 12 – светоотражатель, 13 – сцинтиллятор для регистрации β -частиц, 14 – источник ^{60}Co , 15 – CeBr_3 детектор, 16 – реакционная камера.

ющий как события регистрации γ -квантов от ядра $^{60}\text{Ni}^*$, так и фоновые события. Регистрации γ -квантов с энергиями 1173 кэВ и 1332 кэВ от ядра $^{60}\text{Ni}^*$ соответствуют фотопики, указанные цифрами 1 и 2. Фоновые слабовыраженные пики 3–7 обусловлены регистрацией ионизирующего излучения от радиоактивных примесей в материале CeBr_3 сцинтиллятора [15]. На рис. 2б представлен энергетический спектр CeBr_3 триггерного детектора, полученный при условии совпадения быстрых импульсов от CeBr_3 и β -детекторов во временном окне $\Delta T \approx 20$ нс, графически изображенном контуром на двумерном спектре рис. 2в. Из рис. 2б видно, что фоновые события, образующие пьедестал под пиком 2 на рис. 2а, исключаются с помощью условия γ - β совпадения. Условие γ - β совпадения обеспечивает накопление событий испускания γ -квантов с множественностью $M = 1$ с относительной погрешностью менее 5%.

Накопление и запись событий с множественностью $M = 1$, и последующее объединение записей по две, три и т.д. позволяет получать записи смоделированных событий испускания γ -квантов с множественностью $M = 2, 3$ и т.д. Эти смоделированные события соответствуют “одновременному” испусканию из источника двух, трех и т.д. γ -квантов с энергией $E = 1173.2$ кэВ. Число смоделированных событий излучения M γ -квантов, в которых сработали k детекторов спектрометра, обозначим $N_k^{(M)}$, $k = 0, \dots, 12$. Абсолютную эффективность регистрации $\epsilon_{abs}(M)$ спектрометром

смоделированных событий излучения с множественностью M можно определить как отношение полного числа зарегистрированных событий со срабатыванием k детекторов, от $k = 1$ до $k = 12$, к полному числу n_M событий

$$\epsilon_{abs}(M) = \frac{1}{n_M} \sum_{k=1}^{12} N_k^{(M)}, \quad n_M = \sum_{k=0}^{12} N_k^{(M)}. \quad (6)$$

Результаты измерения абсолютной эффективности регистрации $\epsilon_{abs}(M)$ смоделированных событий с множественностью M для γ -спектрометра с 6 и 12 детекторами представлены на рис. 3а. С помощью кода GEANT-4 [9] были смоделированы события регистрации описанной установки изотропного излучения каскадов γ -квантов с энергией $E = 1173.2$ кэВ, которые испускались из центра мишени в полный телесный угол, и получена абсолютная эффективность регистрации, также представленная на рис. 3а. Видно, что рассчитанные эффективности регистрации практически совпадают с экспериментальными. Это подтверждает эквивалентность способа объединения событий регистрации отдельных γ -квантов измерению событий одновременного испускания нескольких γ -квантов. Поэтому результаты, полученные с источником ^{60}Co , использованы для анализа экспериментальных данных при исследовании изучаемых ядерных реакций.

Вероятности $w_M(k)$ срабатывания k детекторов спектрометра при регистрации смоделиро-

ванных событий излучения γ -каскадов множественностью M

$$w_M(k) = \frac{1}{n_M} N_k^{(M)} \quad (7)$$

показаны на рис. 3б, 3в, при этом

$$\sum_{k=0}^{12} w_M(k) = 1. \quad (8)$$

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Эксперимент проводился на канале ахроматического фрагмент-сепаратора ACCULINNA [16] ускорителя У-400М Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Продукты реакции первичного пучка ядер ${}^{15}\text{N}$ с энергией $49.7 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$ на производящей мишени ${}^9\text{Be}$ толщиной 500 мкм формировались фрагмент-сепаратором и идентифицировались TOF- ΔE_0 методом перед тем, как попасть в центр реакционной камеры, где устанавливались мишени. Двумерный спектр $T_{\text{TOF}} \times \Delta E_0$ идентификации частиц пучка для одного из сеансов эксперимента представлен на рис. 4. Видно, что ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ образуют хорошо разделенные области, позволяющие надежно выделять для последующего анализа определенную группу частиц. В экспериментах были использованы следующие мишени: ${}^{28}\text{Si}$ ($d = 790 \text{ мкм}$), ${}^{59}\text{Co}$ ($d = 65 \text{ мкм}$), ${}^{181}\text{Ta}$ ($d = 110 \text{ мкм}$ для ${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Li}$ и $d = 216 \text{ мкм}$ для ${}^8\text{He}$). Для каждого значения энергии частиц пучка проводились сеансы измерения с мишенью и без мишени. Длительность сеансов облучения мишени определялась необходимостью набора достаточно большого числа событий реакции $N \sim 10^3$ для статистической достоверности результатов.

Пусть N_k, N'_k — числа зарегистрированных событий реакции со срабатыванием k детекторов с мишенью и без мишени, соответственно.

При измерениях без мишени связь числа N'_k срабатывания k детекторов с числом I_0 аппроксимировалась линейной зависимостью

$$N'_k = \beta_k I_0 \quad (9)$$

с фоновыми коэффициентами β_k , найденными методом наименьших квадратов по результатам m измерений

$$\beta_k = \frac{\sum_{j=1}^m I_{0j} N'_{kj}}{\sum_{j=1}^m I_{0j}^2}. \quad (10)$$

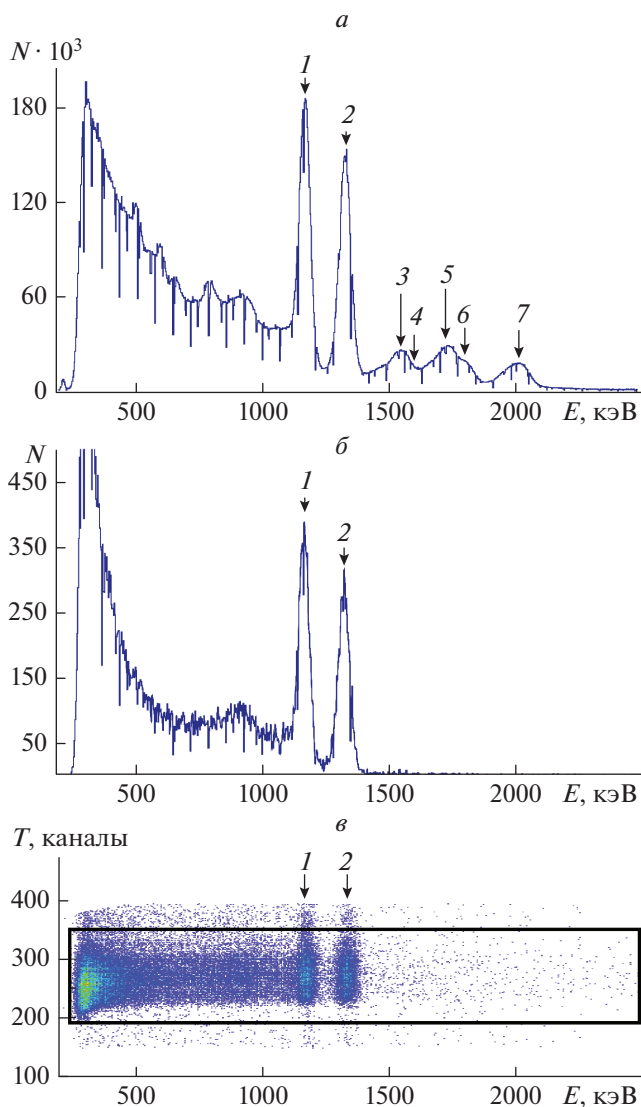


Рис. 2. (а) Инклюзивный энергетический спектр SeBr_3 детектора, полученный при калибровке γ -спектрометра с помощью источника ${}^{60}\text{Co}$. (б) Энергетический спектр SeBr_3 детектора, набранный с условием γ - β совпадения. (в) Двумерный спектр $T \times E$, где T — время между импульсами от β и γ детекторов, E — амплитуда импульса γ -детектора; контуром представлено временное окно $\Delta T \approx 20 \text{ нс}$ γ - β совпадения. Энергиям γ -квантов, испускаемых ядром ${}^{60}\text{Ni}^*$, соответствуют пик 1 (1173 кэВ) и пик 2 (1332 кэВ); фоновые слабовыраженные пики 3–7 обусловлены регистрацией ионизирующего излучения от радиоактивных примесей внутри SeBr_3 сцинтиллятора.

Значения погрешности $\delta\beta_k$ оценивались с помощью линейной регрессии [8, 9]. Значения фоновых коэффициентов β_k для пучка ядер ${}^9\text{Li}$ с энергиями от 16 до 36 $\text{A} \cdot \text{МэВ}$ приведены на рис. 5: они монотонно убывают с ростом k . Относительные частоты $P_k = N_k/I_0$ числа зарегистрированных событий и их числа за вычетом фона $p_k = P_k - \beta_k$

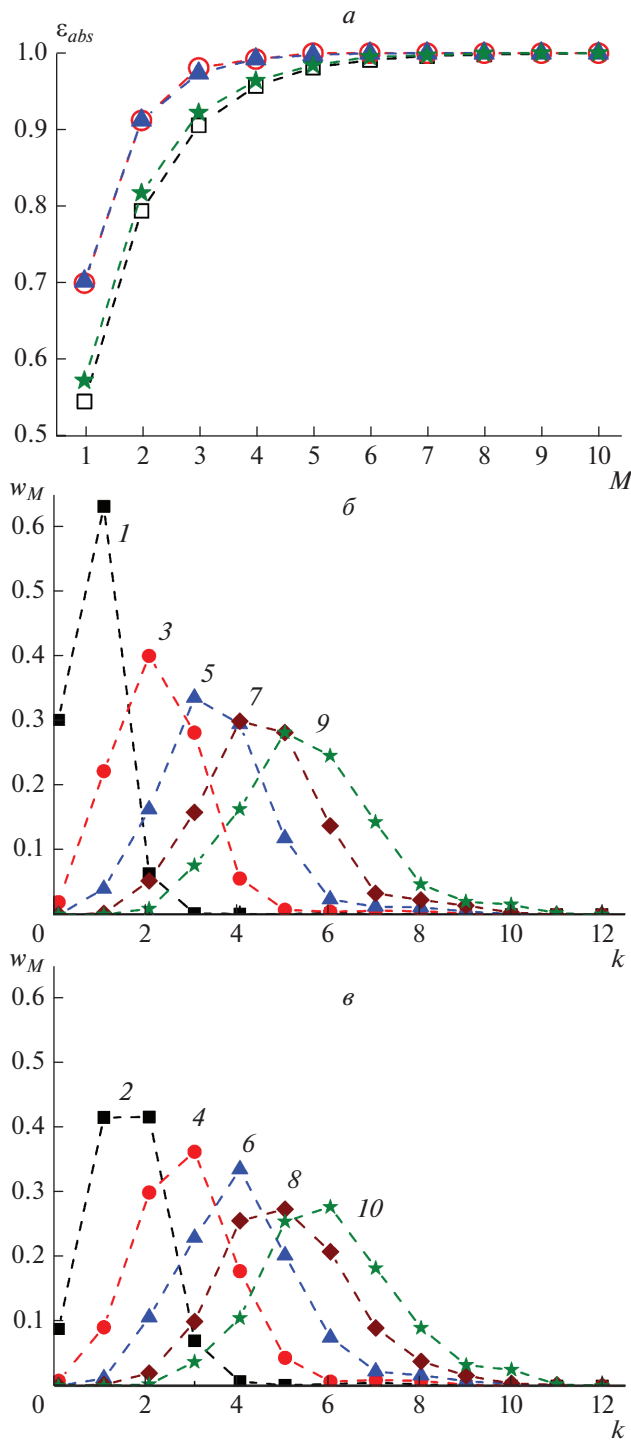


Рис. 3. (а) Экспериментальные абсолютные эффективности $\epsilon_{abs}(M)$ регистрации γ -каскадов, измеренные с источником ^{60}Co для 6-детекторного (квадраты) и 12-детекторного (кружки) спектрометров, а также результаты моделирования с помощью программы GEANT-4 для 6-детекторного (звездочки) и 12-детекторного (треугольники) спектрометров. (б, в) Вероятности $w_M(k)$ срабатывания k детекторов для экспериментально смоделированных событий излучения γ -квантов с множественностью M ; значения M указаны цифрами над вершинами распределений.

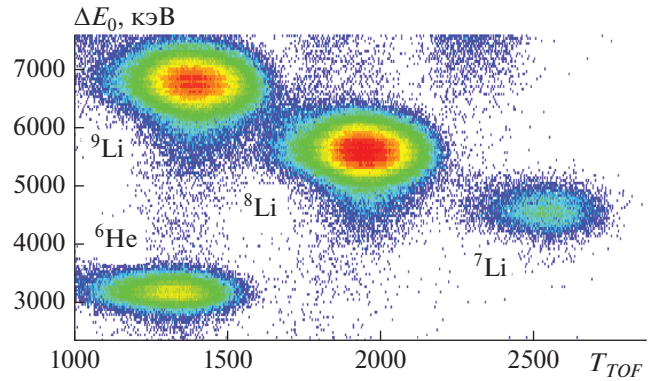


Рис. 4. Двумерный $T_{TOF} \times \Delta E_0$ спектр идентификации пучка ядер ^6He и $^{7,8,9}\text{Li}$ перед мишенью. По оси абсцисс показано время пролета (в каналах). По оси ординат показаны энергетические потери частиц пучка в ΔE_0 -детекторе толщиной 243 мкм. Статистика для ядер ^7Li существенно меньше, чем для остальных ядер.

для реакций ядер ^9Li на мишенях ^{28}Si , ^{59}Co и ^{181}Ta при энергиях 24, 20.8 и 22.7 $A \cdot \text{МэВ}$, соответственно, также показаны на рис. 5. Для более легкой мишени ^{28}Si (рис. 5а) преобладают события с малой кратностью, при этом значения относительной частоты p_k быстро убывают с ростом k в сравнительно узком интервале $1 \leq k \leq 7$. Для мишени ^{59}Co (рис. 5б) распределение p_k имеет максимум при $k = 5$ с протяженностью распределения $1 \leq k \leq 10$. Для самой тяжелой мишени ^{181}Ta (рис. 5в) наблюдается широкое распределение на всем доступном интервале $1 \leq k \leq 12$ с максимумами при $k = 1$ и $k = 9$. С учетом быстрого уменьшения значений N_k с ростом k при расчете полного сечения реакции для мишени ^{28}Si , значение M_{max} было выбрано равным 12, а для мишеней ^{59}Co и ^{181}Ta использовалось значение $M_{max} = 36$.

Результат измерения сечения реакции с учетом кратности k срабатывания детекторов составного спектрометра определяется следующим образом. Пусть в каждом событии реакции M γ -квантов (и/или нейтронов) испускаются с вероятностью $\Gamma(M)$, $1 \leq M \leq M_{max}$, тогда вероятность срабатывания k детекторов при регистрации реакции равна

$$P(k) = \sum_{M=1}^{M_{max}} \Gamma(M)w_M(k). \quad (11)$$

При полном числе реакций $I_R = I_0\sigma_Rnd$, расчетное число их регистраций со срабатыванием k детекторов составит

$$P(k)I_R = \eta I_0\sigma_Rnd \sum_{M=1}^{M_{max}} \Gamma(M)w_M(k). \quad (12)$$

Здесь η – поправка, учитывающая неизотропный выход нейтронов вперед при развале слабосвязанных ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$. Она определена в работах [8, 9] в предположении, что зависит, главным образом, от энергии отделения одного и двух внешних нейтронов. Для нахождения значений η полные сечения реакций с ядрами ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ нормировались на данные, полученные ранее в других работах. Из условия равенства числа зарегистрированных событий их расчетному значению $N_k - N'_k = N_k - \beta_k I_0$ следует система линейных уравнений для неизвестных $\tilde{\sigma}_M = \eta \sigma_M = \eta \sigma_R \Gamma(M)$

$$\sum_{M=1}^{M_{\max}} \tilde{\sigma}_M w_M(k) - \frac{N_k - \beta_k I_0}{I_0 n d} = 0. \quad (13)$$

Поскольку коэффициенты системы (13) определены с погрешностями, ее точное решение может приводить к нефизическим значениям $\tilde{\sigma}_M < 0$. Поэтому корректнее находить неизвестные величины $\tilde{\sigma}_M$ из условия минимума суммы квадратов левых частей

$$F(\tilde{\sigma}_1, \dots, \tilde{\sigma}_{M_{\max}}) = \sum_{k=1}^{12} \left[\sum_{M=1}^{M_{\max}} \tilde{\sigma}_M w_M(k) - \frac{N_k - \beta_k I_0}{I_0 n d} \right]^2 \quad (14)$$

при ограничении $\tilde{\sigma}_M \geq 0$. Приближенные значения величин $\tilde{\sigma}_M$ для реакций ядер ${}^9\text{Li}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{181}\text{Ta}$ при энергиях 24, 20.8 и 22.7 А · МэВ, соответственно, показаны на рис. 6. Для более легкой мишени ${}^{28}\text{Si}$ (рис. 6а) преобладают события реакции с малой множественностью $1 \leq M \leq 9$. Для мишени ${}^{59}\text{Co}$ (рис. 6б) распределение по множественности $\tilde{\sigma}_M$ более широкое $1 \leq M \leq 15$. Для самой тяжелой мишени ${}^{181}\text{Ta}$ (рис. 6в) ширина распределения примерно вдвое больше: $1 \leq M \leq 27$. Расчеты сечений образования составного ядра с испарением нейтронов и заряженных частиц, проведенные с использованием базы знаний NRV [14], качественно подтвердили возможность вылета большого числа испарительных нейтронов (до 20) в реакциях с ядрами ${}^{181}\text{Ta}$ при энергиях до 40 А · МэВ. В реакциях с ядрами ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{28}\text{Si}$ число испарительных нейтронов меньше – до 11 и 10, соответственно. Экспериментальные значения множественности зарегистрированных нейтронов и гамма-квантов, представленные на рис. 6, качественно согласуются с расчетами для испарения нейтронов.

Полное сечение реакции σ_R определяется формулами

$$\sigma_R = \frac{\tilde{\sigma}_R}{\eta}, \quad \tilde{\sigma}_R = \sum_{M=1}^{M_{\max}} \tilde{\sigma}_M. \quad (15)$$

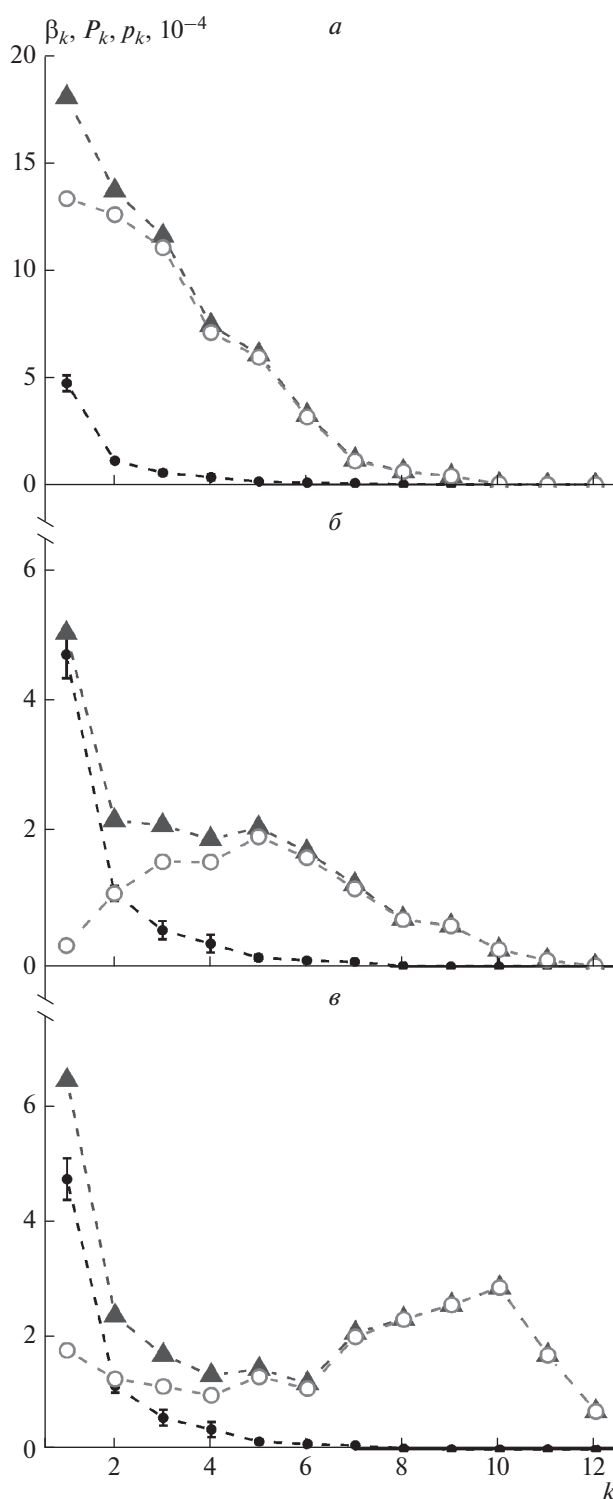


Рис. 5. Значения фоновых коэффициентов β_k для пучка ядер ${}^9\text{Li}$ с энергиями от 16 до 36 А · МэВ (точки), относительные частоты $P_k = N_k/I_0$ числа зарегистрированных событий (треугольники) и их числа за вычетом фона $p_k = P_k - \beta_k$ (кружки) для реакций ядер ${}^9\text{Li}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$ (а), ${}^{59}\text{Co}$ (б) и ${}^{181}\text{Ta}$ (в) при энергиях 24, 20.8 и 22.7 А · МэВ, соответственно; все величины даны в единицах 10^{-4} .

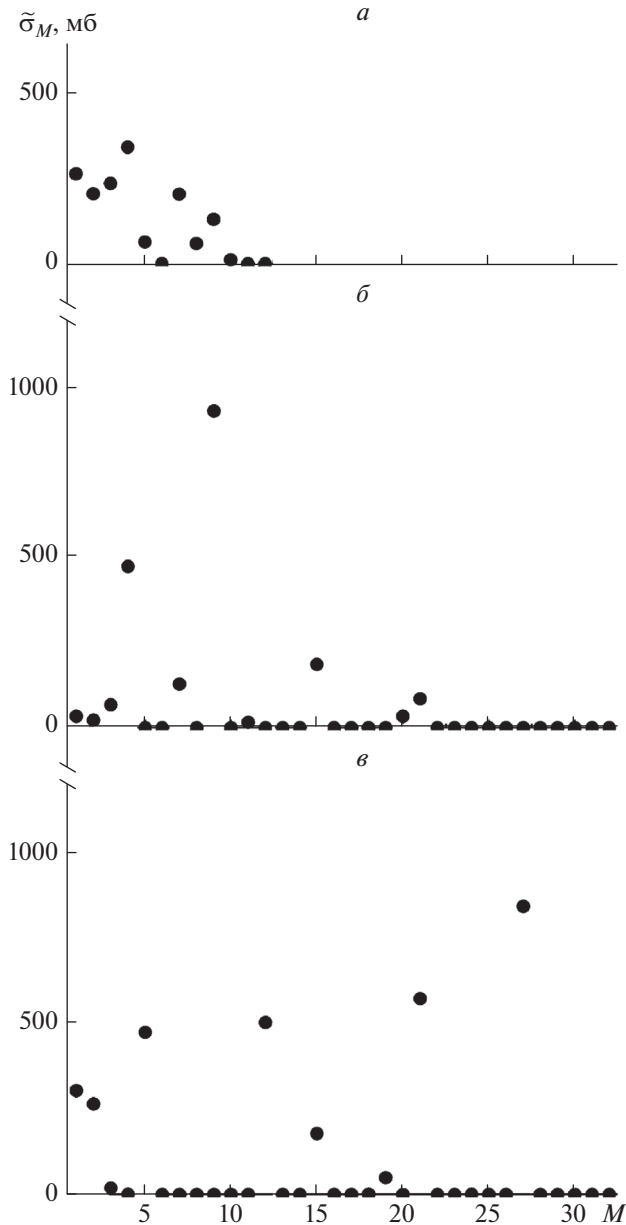


Рис. 6. Приближенные значения величин $\tilde{\sigma}_M$ для реакций ядер ${}^9\text{Li}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$ (а), ${}^{59}\text{Co}$ (б) и ${}^{181}\text{Ta}$ (в) при энергиях 24, 20.8 и 22.7 $A \cdot \text{МэВ}$, соответственно.

Погрешности $\delta\beta_k$ коэффициентов β_k приводят к погрешности $\Delta\tilde{\sigma}_R$ величины $\tilde{\sigma}_R$. Оценка $\Delta\tilde{\sigma}_R$ может быть получена по формуле

$$\Delta\tilde{\sigma}_R = \max \left\{ \left| \tilde{\sigma}_R^{(+)} - \tilde{\sigma}_R \right|, \left| \tilde{\sigma}_R^{(-)} - \tilde{\sigma}_R \right| \right\}, \quad (16)$$

где $\tilde{\sigma}_R^{(+)}$ и $\tilde{\sigma}_R^{(-)}$ — значения, полученные для набора параметров $\beta_k + \delta\beta_k$ и $\beta_k - \delta\beta_k$, соответственно. Для оценки относительной ϵ_σ и абсолютной $\Delta\sigma_R$

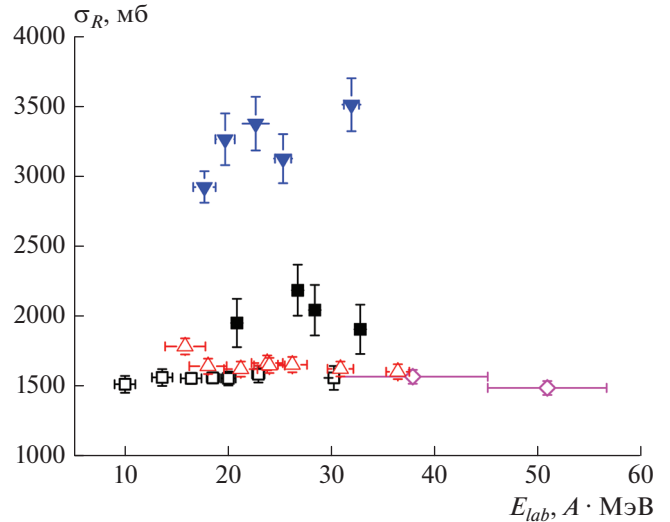


Рис. 7. Полные сечения реакций ядер ${}^9\text{Li}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$ (пустые треугольники), ${}^{59}\text{Co}$ (заполненные квадраты) и ${}^{181}\text{Ta}$ (заполненные треугольники), полученные по формуле (15) в настоящей работе, в сравнении с полным сечением реакции ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ из работ [4] (пустые квадраты) и [17] (ромбы).

погрешностей полного сечения реакции были использованы выражения

$$\epsilon_\sigma = \frac{\Delta\tilde{\sigma}_R}{\tilde{\sigma}_R} + \frac{\Delta\eta}{\eta}, \quad \Delta\sigma_R = \sigma_R \epsilon_\sigma. \quad (17)$$

Полные сечения реакций ядер ${}^9\text{Li}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{181}\text{Ta}$ в диапазоне энергий $E_{\text{lab}} = 16\text{--}36 A \cdot \text{МэВ}$, полученные по формуле (15), приведены на рис. 7. При вычислениях было использовано значение поправки $\eta = 0.97 \pm 0.03$, при котором величины полного сечения реакции ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ при энергиях пучка ${}^9\text{Li}$ около 30 $A \cdot \text{МэВ}$ в пределах погрешностей перекрываются со значениями, полученными в работе [17]. Полные сечения реакции ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ в области энергий пучка 16–25 $A \cdot \text{МэВ}$, полученные в данной работе, примерно на 350 мб меньше сечений, полученных в работе [7]. Различие может быть обусловлено менее совершенной реализацией метода обработки данных в более ранних экспериментах [7], где величины сечений получали по формуле (4), в которой не учитывается распределение по кратности сработавших детекторов.

Из рис. 7 видно, что величины полного сечения реакции ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ примерно на 100 мб превышают полные сечения реакции ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$. Этот факт не может быть связан с различием размеров ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$, поскольку среднеквадратичный зарядовый радиус ядра ${}^9\text{Li}$ (2.25 фм [14]) меньше, чем у ядра ${}^7\text{Li}$ (2.44 фм [14]). Причина превыше-

ния сечения может быть связана с внешними нейтронами ядра ${}^9\text{Li}$: энергия отделения одного нейтрона от ядра ${}^9\text{Li}$ 4.06 МэВ занимает промежуточное положение между типичными значениями 8–10 МэВ для большого числа стабильных тяжелых ядер и значениями 1–2 МэВ для ядер с гало, например ${}^6\text{He}$, у которого энергия отделения одного нейтрона 1.87 МэВ и энергия отделения двух нейтронов 0.98 МэВ [14]. В кластерной модели ядра ${}^9\text{Li}$ его представляют как конфигурацию из двух внешних нейтронов и остова $\{{}^7\text{Li}\}$, состоящего из двух внешних нуклонных кластеров $\alpha + t$ (смотри, например [18]). В оболочечной модели деформированного ядра (параметр квадрупольной деформации $\beta_2 \approx -1$ [19]) парами нейтронов заняты два близких верхних уровня с энергиями -4 и -4.5 МэВ [18]. Для ядра ${}^7\text{Li}$ в аналогичной модели два внешних нейтрона занимают более глубокий уровень с энергией -7.2 МэВ [18].

Полные сечения реакций ядер ${}^9\text{Li}$ на мишенях ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{181}\text{Ta}$ превышают сечение реакции ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ примерно в 1.5 и 2.2 раза, соответственно. Отношение сечений слияния ядер ${}^9\text{Li}$ с тяжелыми стабильными ядрами с массовыми числами A_1 и A_2 примерно равно отношению геометрических сечений для этих ядер, которое можно оценить значением $[(9^{1/3} + A_1^{1/3}) / (9^{1/3} + A_2^{1/3})]^2$. Для пар ядер ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{181}\text{Ta}$ и ${}^{28}\text{Si}$ эти отношения соответственно равны 1.36 и 2.29 и близки к экспериментальным значениям. Полное сечение реакции приблизительно можно представить в виде суммы сечения слияния и сечения периферических реакций, отношение последних можно оценить значением $[(9^{1/3} + A_1^{1/3}) / (9^{1/3} + A_2^{1/3})]$. Для пар ядер ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{181}\text{Ta}$ и ${}^{28}\text{Si}$ последнее отношение равно 1.17 и 1.51, соответственно. В целом, эти оценки объясняют полученные значения полных сечений реакций ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$.

Полные сечения реакций ядер ${}^6\text{He}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{181}\text{Ta}$ в диапазоне энергий ${}^6\text{He}$ 20–36 $A \cdot \text{МэВ}$, полученные по формуле (15), приведены на рис. 8а. При расчетах было использовано значение поправки $\eta = 0.83 \pm 0.03$, при котором значения полного сечения реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ в пределах погрешностей перекрываются со значениями, полученными в работах [4, 17]. Меньшее по сравнению с ядром ${}^9\text{Li}$ значение поправки η обусловлено меньшей энергией связи внешних нейтронов в ядре ${}^6\text{He}$. Полные сечения реакций ядер ${}^8\text{He}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{181}\text{Ta}$ в диапазоне энергий 7–21 $A \cdot \text{МэВ}$, найденные по формуле (15), приведены на рис. 8б. При расчетах было использовано значение поправки $\eta = 0.90 \pm 0.03$, при котором значения полного сечения реакции ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ в пре-

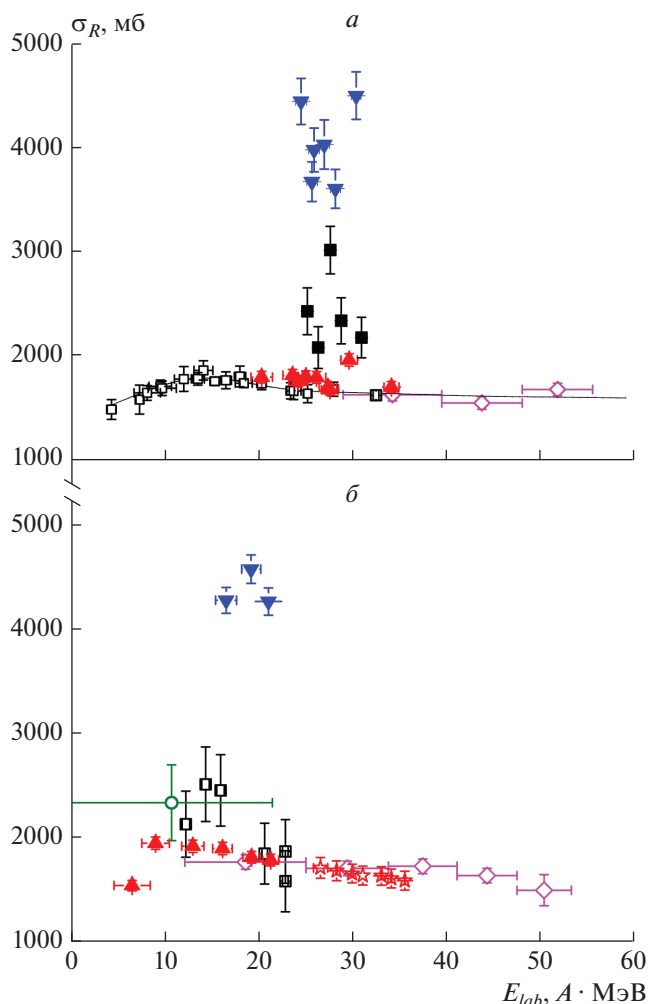


Рис. 8. (а) Полные сечения реакций ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ (заполненные треугольники вершиной вверх), ${}^6\text{He} + {}^{59}\text{Co}$ (заполненные квадраты) и ${}^6\text{He} + {}^{181}\text{Ta}$ (заполненные треугольники вершиной вниз), полученные в настоящей работе по формуле (15), в сравнении с полным сечением реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ из работ [4] (пустые квадраты) и [17] (пустые ромбы). (б) Полные сечения реакций ядер ${}^8\text{He}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$ (заполненные треугольники вершиной вверх) и ${}^{181}\text{Ta}$ (заполненные треугольники вершиной вниз), полученные в настоящей работе по формуле (15), в сравнении с полным сечением реакции ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ из работ [9] (пустые квадраты), [17] (пустые ромбы), [13] (окружность), [12, 20] (пустые звезды).

делах погрешностей перекрываются со значениями, полученными в работах [9, 12, 17]. Значение поправки η для ядра ${}^8\text{He}$ превышает соответствующее значение для ядра ${}^6\text{He}$, что можно объяснить большей энергией отделения одного нейтрона (2.53 МэВ [14]) и двух нейтронов (2.13 МэВ [14]) у ядра ${}^8\text{He}$. Отношения полных сечений ре-

акций ядер ${}^6, {}^8\text{He}$ на ядре ${}^{28}\text{Si}$ и на более тяжелых ядрах примерно такое же, как для ядра ${}^9\text{Li}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе измерены распределения по кратности срабатывания детекторов составного γ -спектрометра для событий реакций ${}^6, {}^8\text{He}$, ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$ в диапазоне энергий пучков ${}^6, {}^8\text{He}$, ${}^9\text{Li}$ от 6 до $36 A \cdot \text{МэВ}$. С использованием метода регистрации нейтронов и гамма-квантов получены полные сечения реакций на основе измеренной функции отклика γ -спектрометра и экспериментальных распределений по кратности для каждой энергии пучка частиц, а также функции распределения по множественности испускания γ -квантов и нейтронов. Полученные экспериментальные полные сечения реакций с ядром ${}^{28}\text{Si}$ находятся в согласии с опубликованными результатами и при этом охватывают ранее неисследованный диапазон энергий. Большие значения полных сечений реакции на мишенях ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{181}\text{Ta}$ могут быть в начальном приближении объяснены большими размерами ядер ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{181}\text{Ta}$. При обработке данных применена методика, учитывающая экспериментальные значения эффективности регистрации гамма-излучения различной множественности и кратности срабатывания детекторов спектрометра. Предложенный способ измерений с регистрацией мгновенного нейтронного и гамма-излучения составным спектрометром с несколькими сцинтилляционными детекторами в сочетании описанной методикой обработки данных расширяет возможности метода регистрации нейтронов и гамма-квантов по измерению полного сечения реакций, а также, позволяет получать функцию распределения по множественности испускания γ -квантов и нейтронов в выбранных каналах реакций.

Авторы выражают благодарность группам циклотрона У-400М и установки ACCULINNA Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ за всемерную помощь при проведении экспериментов на пучках фрагмент-сепаратора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 160. P. 380.
2. *Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2676.
3. *Пенионжкевич Ю.Э., Калпакчиева Р.Г.* Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Дубна: ОИЯИ, 2016. 383 с.
4. *Соболев Ю.Г., Будзановский А., Бялковский Э. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 1603; *Sobolev Yu.G., Budzanowski A., Bialkowski E. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2005. V. 69. P. 1790.
5. *Пенионжкевич Ю.Э., Соболев Ю.Г., Самарин В.В. и др.* // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 525; *Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 928.
6. *Kolata J.J., Guimarães V., Aguilera E.F.* // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. P. 123.
7. *Соболев Ю.Г., Пенионжкевич Ю.Э., Азнабаев Д. и др.* // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. С. 871; *Sobolev Yu.G., Penionzhkevich Yu.E., Aznabaev D. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. P. 922.
8. *Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V. et al.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. № 014609.
9. *Соболев Ю.Г., Пенионжкевич Ю.Э., Маслов В.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 451; *Sobolev Yu.G., Penionzhkevich Yu.E., Maslov V.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 451.
10. *Gooding T.J.* // Nucl. Phys. 1959. V. 12. P. 241.
11. *Burge E.J.* // Nucl. Phys. 1959. V. 13. P. 511.
12. *Saint-Laurent M.G., Anne R., Bazin D. et al.* // Z. Phys. A. 1989. V. 332. P. 457.
13. *Villari A.C.C., Mittag W., Plagnol E. et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 345.
14. <http://nrv.jinr.ru>.
15. *Quarati F.G.A., Dorenbos P., van der Biezen J. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2013. V. 729. P. 596.
16. *Rodin A.M., Stepantsov S.V., Bogdanov D.D. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2003. V. 204. P. 114.
17. *Warner R.E., Patty R.A., Voyles P.M. et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1700.
18. *Самарин В.В., Науменко М.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 460; *Samarin V.V., Naumenko M.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 411.
19. <http://cdfc.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html>.
20. *Li Ch., Zhan W-L., Xiao G-Q. et al.* // High Energy Phys. Nucl. Phys. 2007. V. 31. № 1. P. 52.