

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<sup>1, \*</sup>, Ю. Э. Пенионжкевич<sup>1, 2</sup>, В. В. Самарин<sup>1, 3</sup>, М. А. Науменко<sup>1</sup>,  
С. С. Стукалов<sup>1</sup>, И. Сивачек<sup>1, 4</sup>, С. А. Крупко<sup>1</sup>, А. Куглер<sup>4</sup>, Ю. Лоуко<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

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

<sup>3</sup>Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области  
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

<sup>4</sup>Институт ядерной физики, Чешская академия наук, Ржеж, Чехия

<sup>5</sup>Циклотронная 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  $\gamma$ -излучение регистрировались 12-детекторным  $\gamma$ -спектрометром. Значения полных сечений реакций и распределения по множественности испускания  $\gamma$ -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  $\sigma_R$  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  $\gamma$ -квантов,  $\varepsilon_{abs}$  – абсолютная эффективность детектора. Формула (4) применяется, в основном, для  $\gamma$ -калориметров и спектрометров с малым числом детекторов. Она является приближенной, поскольку в ней не учитывается число испускаемых в конкретном событии ядерной реакции нейтронов и  $\gamma$ -квантов, называемое множественностью  $M$ . Характерной особенностью ядерных реакций с тяжелыми ионами в исследуемой области энергий является широкое распределение по множественности испускаемых  $\gamma$ -квантов и нейтронов. Процессы неупругого рассеяния сопровождаются эмиссией одного или нескольких  $\gamma$ -квантов, в то время как слияние или глубоко-неупругие передачи сопровождаются каскадами  $\gamma$ -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  $\gamma$ -квантов с разной множественностью, и поэтому регистрируются спектрометром с разной эффективностью. В работах [8, 9] описана процедура получения значений полных сечений реакций  $\sigma_R$  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  $\sigma_R$  вычислялось с учетом распределения по множественности  $M$  испускания  $\gamma$ -квантов и нейтронов.

В настоящей работе для повышения точности измерений использован спектрометр с телесным углом, близким к  $4\pi$ , 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  $\sigma_R$  определялось с учетом распределения по множественности  $M$  испускания мгновенных  $\gamma$ -квантов и нейтронов, полученного из распределения по кратности.

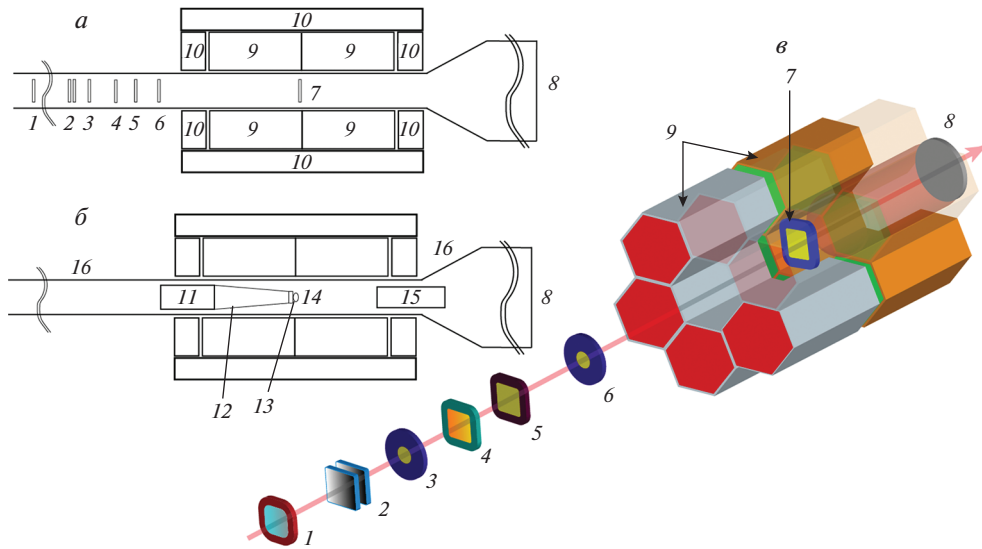
#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И КАЛИБРОВКА СОСТАВНОГО $\gamma$ -СПЕКТРОМЕТРА

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  $\Delta E_0$  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  $\gamma$ -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  $\text{CeVg}_3$   $\gamma$ -детектор 15 размером  $50 \times 50 \times 50$  мм<sup>3</sup> и  $\beta$ -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  $\beta$ -детектора устанавливался вместо мишени. ФЭУ  $\beta$ -детектора и  $\text{CeVg}_3$  детектор располагались на расстоянии 90 мм от позиции мишени так, чтобы не перекрывать телесный угол спектрометра. Телесный угол, перекрываемый триггерным детектором  $\text{CeVg}_3$ ,  $\Omega_{tr} = 0.021\pi$  мал, поэтому его влиянием на эффективность регистрации спектрометра можно было пренебречь.

Ядро  ${}^{60}\text{Co}$  в результате  $\beta^-$  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  $\gamma$ -квантов с энергиями 1173 и 1332 кэВ, соответственно. Времена жизни состояний  $4^+$  и  $2^+$  малы, поэтому последовательные события эмиссии  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов воспринимаются регистрирующей электроникой как одновременные. Регистрируя детектором с телесным углом  $\Omega_{tr}$   $\gamma$ -кванты с энергией 1332.5 кэВ в пике полного поглощения (фотопике), можно накапливать события испускания второго  $\gamma$ -кванта с энергией 1173 кэВ в телесный угол  $\Omega = 4\pi - \Omega_{tr} = 4\pi \times (1 - 0.021)$ . Энергетические спектры  $\text{CeVg}_3$  детектора, полученные при калибровке  $\gamma$ -спектрометра с помощью источника  ${}^{60}\text{Co}$  (по схеме на рис. 1б), представлены на рис. 2. На рис. 2а представлен инклюзивный энергетический спектр  $\text{CeVg}_3$  триггерного детектора, включа-



**Рис. 1.** Трехмерная схема экспериментальной установки (*б*) 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 –  $\Delta E$  стриповый Si-детектор, 5 –  $\Delta E_0$  стартовый Si-детектор, 6 – второй активный коллиматор, 7 – мишень ( $^{28}\text{Si}$ ,  $^{59}\text{Co}$  или  $^{181}\text{Ta}$ ), 8 – окно для вывода пучка, 9 – сцинтилляционные CsI(Tl) детекторы с ФЭУ, 10 – Pb защита, 11 – ФЭУ, 12 – светоотражатель, 13 – сцинтиллятор для регистрации  $\beta$ -частиц, 14 – источник  $^{60}\text{Co}$ , 15 –  $\text{CeBr}_3$  детектор, 16 – реакционная камера.

ющий как события регистрации  $\gamma$ -квантов от ядра  $^{60}\text{Ni}^*$ , так и фоновые события. Регистрации  $\gamma$ -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  $\text{CeBr}_3$  сцинтиллятора [15]. На рис. 2б представлен энергетический спектр  $\text{CeBr}_3$  триггерного детектора, полученный при условии совпадения быстрых импульсов от  $\text{CeBr}_3$  и  $\beta$ -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  $\gamma$ - $\beta$  совпадения. Условие  $\gamma$ - $\beta$  совпадения обеспечивает накопление событий испускания  $\gamma$ -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  $\gamma$ -квантов с множественностью  $M = 2, 3$  и т.д. Эти смоделированные события соответствуют “одновременному” испусканию из источника двух, трех и т.д.  $\gamma$ -квантов с энергией  $E = 1173.2$  кэВ. Число смоделированных событий излучения  $M$   $\gamma$ -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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -квантов измерению событий одновременного испускания нескольких  $\gamma$ -квантов. Поэтому результаты, полученные с источником  $^{60}\text{Co}$ , использованы для анализа экспериментальных данных при исследовании изучаемых ядерных реакций.

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

ванных событий излучения  $\gamma$ -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- $\Delta E_0$  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.

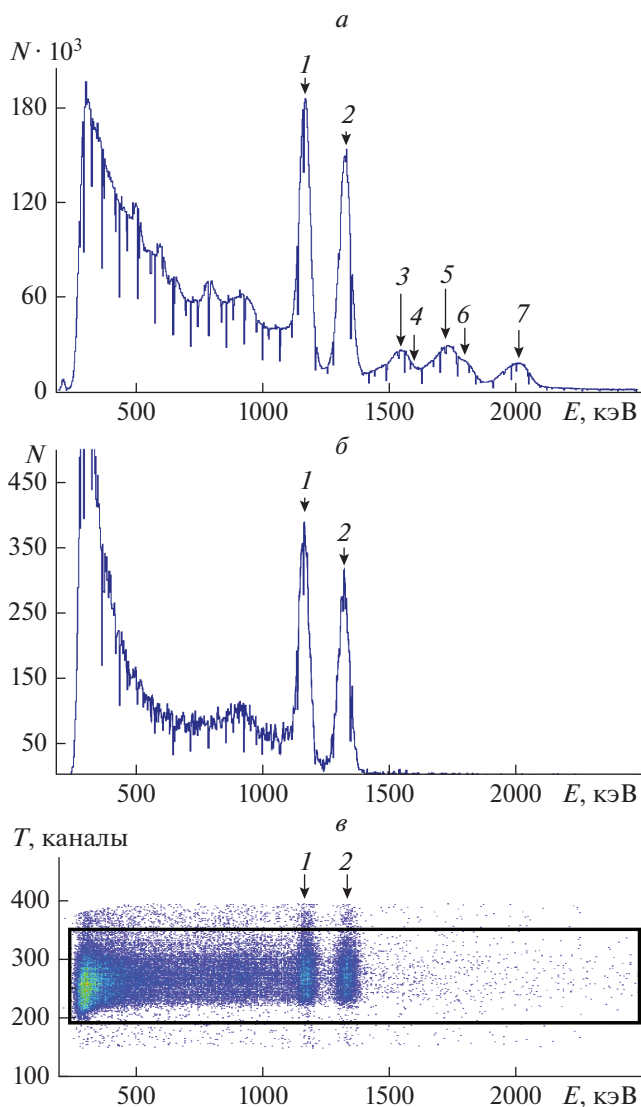
Пусть  $N_k, N'_k$  – числа зарегистрированных событий реакции со срабатыванием  $k$  детекторов с мишенью и без мишени, соответственно.

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

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

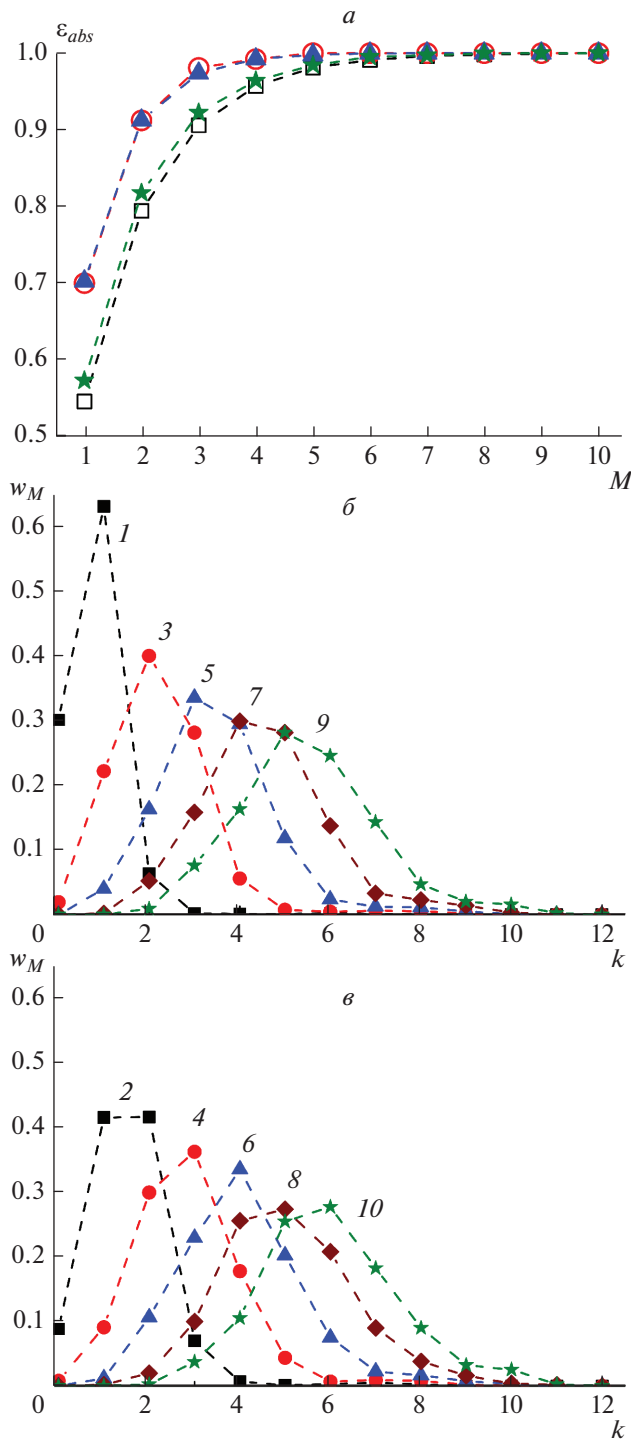
с фоновыми коэффициентами  $\beta_k$ , найденными методом наименьших квадратов по результатам  $m$  измерений

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

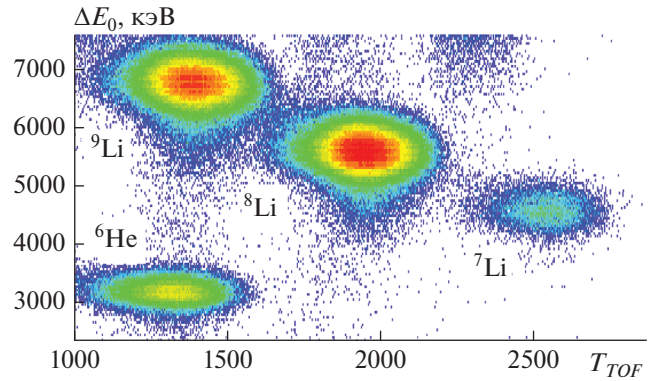


**Рис. 2.** (а) Инклюзивный энергетический спектр  $\text{CeBr}_3$  детектора, полученный при калибровке  $\gamma$ -спектрометра с помощью источника  ${}^{60}\text{Co}$ . (б) Энергетический спектр  $\text{CeBr}_3$  детектора, набранный с условием  $\gamma$ - $\beta$  совпадения. (в) Двумерный спектр  $T \times E$ , где  $T$  – время между импульсами от  $\beta$  и  $\gamma$  детекторов,  $E$  – амплитуда импульса  $\gamma$ -детектора; контуром представлено временное окно  $\Delta T \approx 20 \text{ нс}$   $\gamma$ - $\beta$  совпадения. Энергиям  $\gamma$ -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  $\text{CeBr}_3$  сцинтиллятора.

Значения погрешности  $\delta\beta_k$  оценивались с помощью линейной регрессии [8, 9]. Значения фоновых коэффициентов  $\beta_k$  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  $\gamma$ -каскадов, измеренные с источником  $^{60}\text{Co}$  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  $\gamma$ -квантов с множественностью  $M$ ; значения  $M$  указаны цифрами над вершинами распределений.



**Рис. 4.** Двумерный  $T_{TOF} \times \Delta E_0$  спектр идентификации пучка ядер  $^6\text{He}$  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  $\Delta E_0$ -детекторе толщиной 243 мкм. Статистика для ядер  $^7\text{Li}$  существенно меньше, чем для остальных ядер.

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  $A \cdot \text{МэВ}$ , соответственно, также показаны на рис. 5. Для более легкой мишени  $^{28}\text{Si}$  (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  $^{59}\text{Co}$  (рис. 5б) распределение  $p_k$  имеет максимум при  $k = 5$  с протяженностью распределения  $1 \leq k \leq 10$ . Для самой тяжелой мишени  $^{181}\text{Ta}$  (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  $^{28}\text{Si}$ , значение  $M_{max}$  было выбрано равным 12, а для мишеней  $^{59}\text{Co}$  и  $^{181}\text{Ta}$  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  $M$   $\gamma$ -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  $\eta$  – 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  $\eta$  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  $\sigma_R$  определяется формулами

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

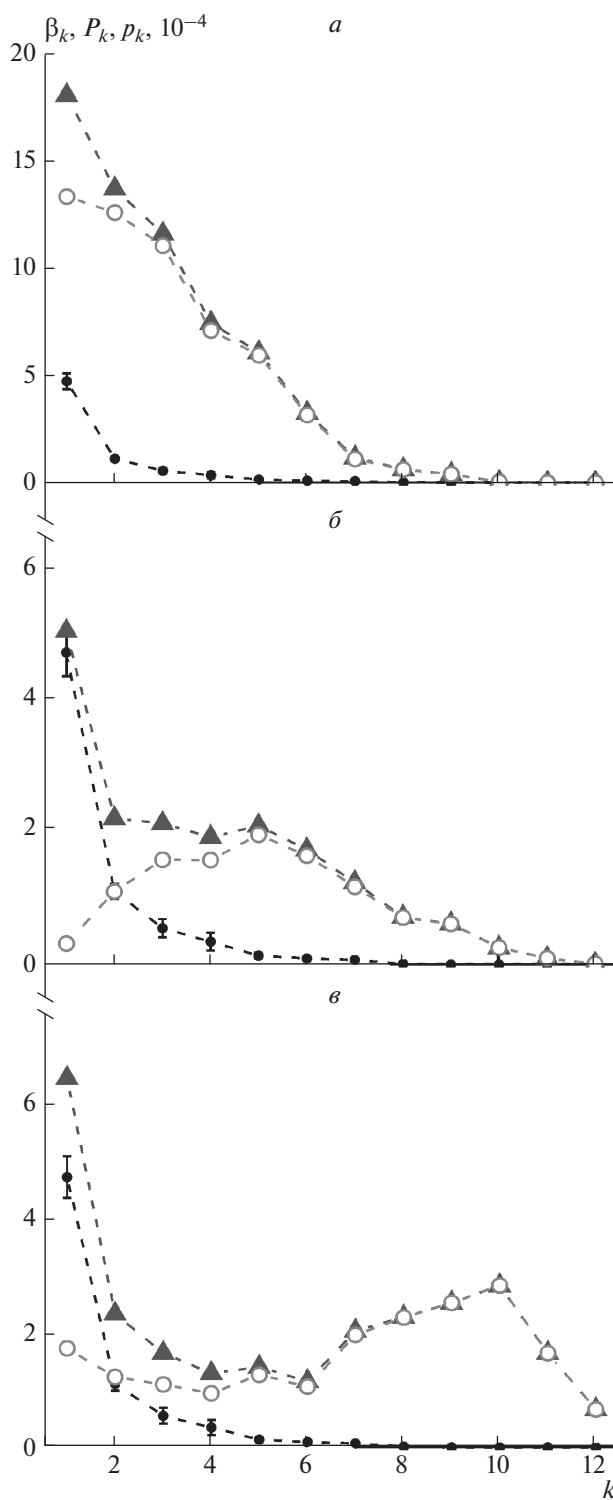
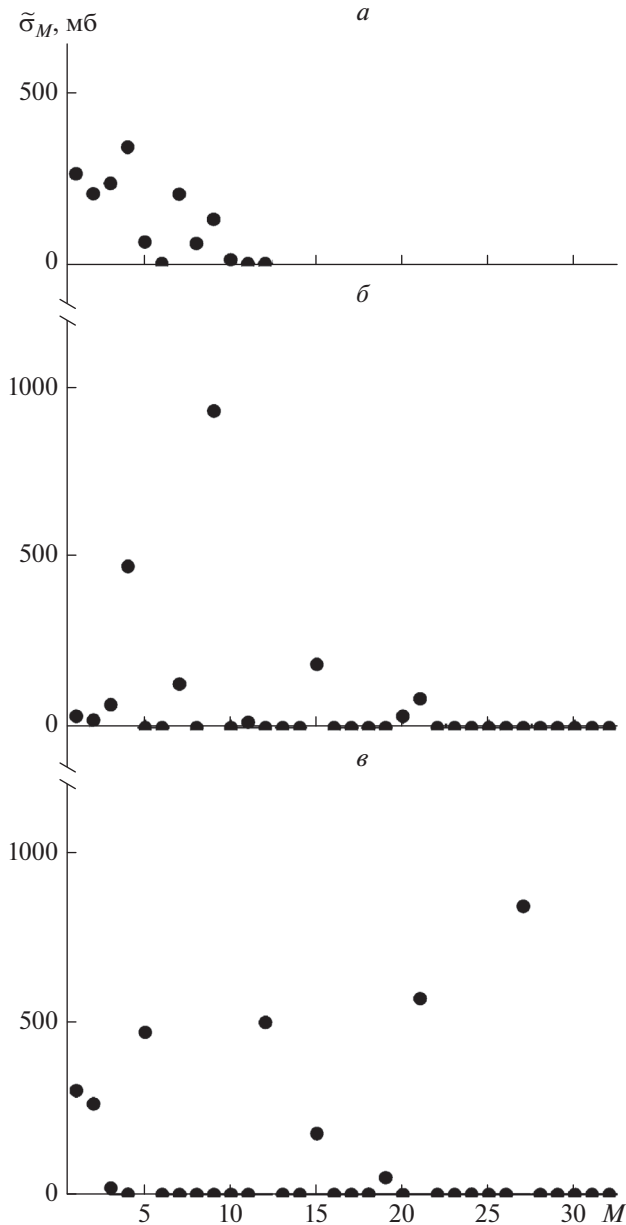


Рис. 5. Значения фоновых коэффициентов  $\beta_k$  для пучка ядер  ${}^9\text{Li}$  с энергиями от 16 до 36 А · МэВ (точки), относительные частоты  $P_k = N_k/I_0$  числа зарегистрированных событий (треугольники) и их числа за вычетом фона  $p_k = P_k - \beta_k$  (кружки) для реакций ядер  ${}^9\text{Li}$  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  $10^{-4}$ .

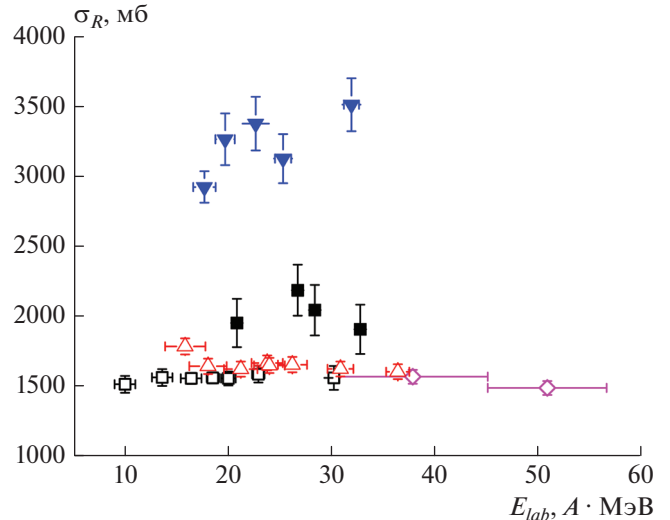


**Рис. 6.** Приближенные значения величин  $\tilde{\sigma}_M$  для реакций ядер  ${}^9\text{Li}$  на мишенях  ${}^{28}\text{Si}$  (а),  ${}^{59}\text{Co}$  (б) и  ${}^{181}\text{Ta}$  (в) при энергиях 24, 20.8 и 22.7  $A \cdot \text{МэВ}$ , соответственно.

Погрешности  $\delta\beta_k$  коэффициентов  $\beta_k$  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  $\epsilon_\sigma$  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

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

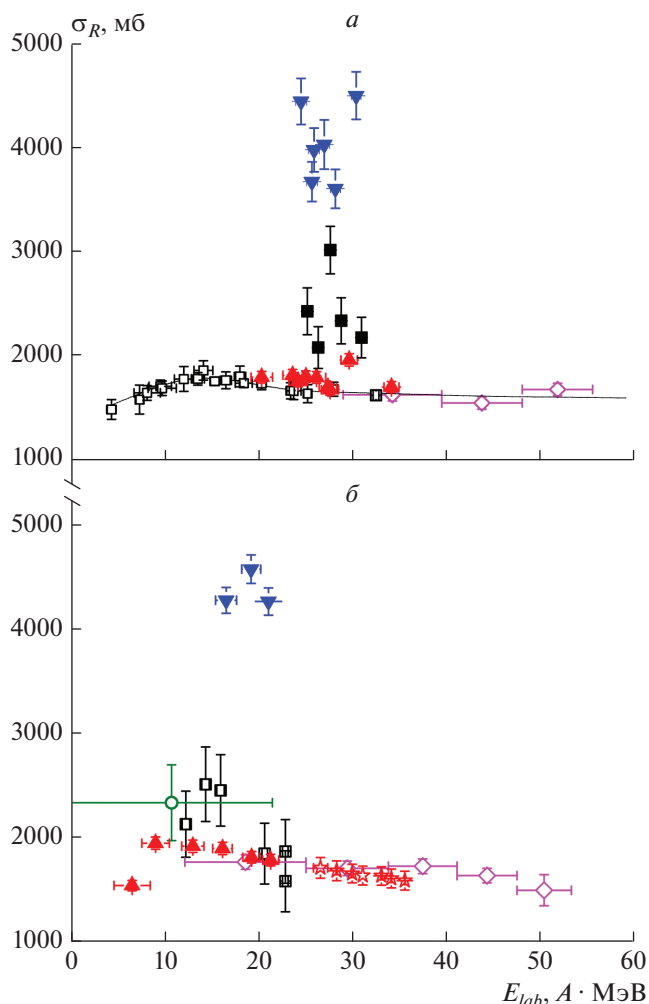
Полные сечения реакций ядер  ${}^9\text{Li}$  на мишенях  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{59}\text{Co}$  и  ${}^{181}\text{Ta}$  в диапазоне энергий  $E_{\text{lab}} = 16\text{--}36 A \cdot \text{МэВ}$ , полученные по формуле (15), приведены на рис. 7. При вычислениях было использовано значение поправки  $\eta = 0.97 \pm 0.03$ , 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  $\eta$  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  $\eta$  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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -спектрометра и экспериментальных распределений по кратности для каждой энергии пучка частиц, а также функции распределения по множественности испускания  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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://nr.v.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://cdf.e.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.