

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ПУЧКОВ ЯДЕР ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{He}$ НА МИШЕНЯХ ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$

В. В. Самарин^{1,2,*}, *Ю. Г. Соболев*¹, *Ю. Э. Пенционжкевич*^{1,3},
*С. С. Стукалов*¹, *М. А. Науменко*¹, *И. Сивачек*^{1,4}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

⁴ Институт ядерной физики Академии наук Чешской Республики, Ржеж, Чехия

Впервые измерены полные сечения σ_R реакций ${}^8\text{He}$, ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$ в диапазоне значений энергии пучков 6–46 А МэВ методом регистрации мгновенного нейтронного и гамма-излучения 12-детекторным $4\pi\gamma$ -спектрометром. Величины сечений и их распределения по множественности γ -квантов и нейтронов рассчитаны с учетом распределений по кратности сработавших детекторов. Проведен анализ распределений по множественности нейтронов в рамках статистической модели. Микроскопическое описание столкновений ядер проведено на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера слабосвязанных внешних нейтронов ядер-снарядов.

The values of the total cross sections σ_R of reactions ${}^8\text{He}$, ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$ in the beams energy range 6–46 А MeV have been measured for the first time using registration of the prompt neutrons and gamma radiation by a 12-detector 4π gamma spectrometer. The values of the cross sections and the multiplicity distributions for the emission of γ -quanta and neutrons were calculated taking into account the distributions over the number of triggered detectors. Analysis of neutrons multiplicity distributions was performed based on the statistical model. Microscopic description of collisions of nuclei has been performed based on numerical solution of the time-dependent Schrödinger equation for the outer neutrons of projectile nuclei.

PACS: 24.10.-i; 25.70.-z

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]. Экспериментальные величины полных сечений реакций σ_R позволяют получить информацию о структуре взаимодействующих ядер (распределение плотности ядерной материи, среднеквадратичные радиусы ядер и т. д.) [7–9].

* E-mail: samarin@jinr.ru

Эксперименты, посвященные измерению σ_R , в основном проводились методом трансмиссии пучка, впервые предложенным в [10], и методом аттенюации пучка, впервые предложенным в [11]. Оба метода разработаны в начале 1950-х гг. и основаны на регистрации частиц пучка, которые не участвовали в реакциях с ядрами мишени. Эти методы чувствительны к параметру чистоты сепарации пролетевших мишень без взаимодействия или упруго рассеянных частиц от частиц, которые участвовали в реакциях, в частности, в каналах реакции неупругого рассеяния.

Параметры пучков очень низких или высоких энергий, а также пучков радиоактивных ядер, получаемых с помощью фрагмент-сепараторов, удовлетворяли требованиям применения трансмиссионных методов только при условии ряда оговорок. Это приводило к увеличению погрешностей в результатах измерений и послужило причиной создания альтернативных методов измерения σ_R , основанных на детектировании продуктов реакции, прежде всего γ -квантов и нейтронов.

Первые измерения полных сечений реакций методом регистрации γ -квантов 4 π -спектрометрами в экспериментах на пучках стабильных и радиоактивных ядер опубликованы в работах [12, 13] и [14, 15] соответственно. В работе [14] полные сечения реакций σ_R нейтроноизбыточных изотопов ядер от C до Mg на мишени Si были измерены с помощью сборки из 6 сцинтилляционных γ -детекторов NaI(Tl) с эффективностью регистрации γ -квантов ^{60}Co около 70%. В работе [15] для измерений σ_R в реакциях частиц $^{4,6}\text{He}$, $^{6-9,11}\text{Li}$, $^{7,9-12,14}\text{Be}$, $^{10-15,17}\text{B}$, $^{11-19}\text{C}$, $^{13-19}\text{N}$, $^{15-21}\text{O}$, $^{18-21}\text{F}$, $^{20-21}\text{Ne}$ на мишени Si использовался 4 π -спектрометр [13], состоявший из 14 NaI(Tl) детекторов большого объема (160 см² × 20 см) с телесным углом 0,93 · 4 π . В экспериментах многомодульные 4 π -спектрометры использовались в качестве сумм-спектрометров и характеризовались общей эффективностью регистрации ε . В анализе экспериментальных данных не использовались распределения по множественности M γ -квантов или кратности сработавших детекторов. Авторы предполагали, что каждое событие реакции сопровождается каскадом γ -квантов достаточно высокой множественности M и вероятность регистрации события реакции близка к единице: $1 - (1 - \varepsilon)^M \approx 1$. В работе [16] был применен анализ данных, в котором учитывалось распределение по кратности сработавших детекторов, и получены величины $\sigma_R(E)$ для реакций $^{6,8}\text{He}$, $^9\text{Li} + ^{28}\text{Si}$, ^{59}Co , ^{181}Ta , а также распределения сечений по множественности испускания γ -квантов и нейтронов.

Настоящая работа является продолжением работы [16] с целью сравнения энергетических зависимостей $\sigma_R(E)$ в реакциях ^8He , $^8\text{Li} + ^{28}\text{Si}$, ^{59}Co , ^{181}Ta . Данные ядра, являющиеся изобарами с $A = 8$, имеют различную структуру, которая должна проявиться в сечениях реакций с легкими (^{28}Si), средними (^{59}Co) и тяжелыми (^{181}Ta) ядрами. Структура ядра ^8He представляется как ярко выраженный кор $\{^4\text{He}\}$ и 4 валентных нейтрона, она проявляется в близких и малых по величине энергий

отделения одного ($\varepsilon_{1_n} = 2,535$ МэВ) и двух ($\varepsilon_{2_n} = 2,125$ МэВ) нейтронов, в то время как структура ядра ${}^8\text{Li}$ представляется как кор $\{{}^7\text{Li}\}$ с одним валентным нейтроном, что проявляется в значительной разнице энергий отделения одного ($\varepsilon_{1_n} = 2,033$ МэВ) и двух ($\varepsilon_{2_n} = 9,284$ МэВ) нейтронов [17].

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальная установка, методика калибровки составного 12-детекторного спектрометра и измерений детально описана в работах [16, 18]. Полное сечение ядерных реакций σ_R было 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

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

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

где $I_R = I_0 - I$ — число событий реакций. 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 глубоконеупругие 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 работе [16] описана процедура расчета значений полных сечений реакций σ_R из экспериментальных данных, полученных с помощью спектрометра, состоящего из двенадцати сцинтилляционных CsI(Tl) детекторов. Измерялось распределение по числу N_k ($k = 1, K, 12$) сработавших детекторов за вычетом фона. Полное число событий реакции определялось суммой

$$N = \sum_{k=1}^{12} N_k. \quad (4)$$

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

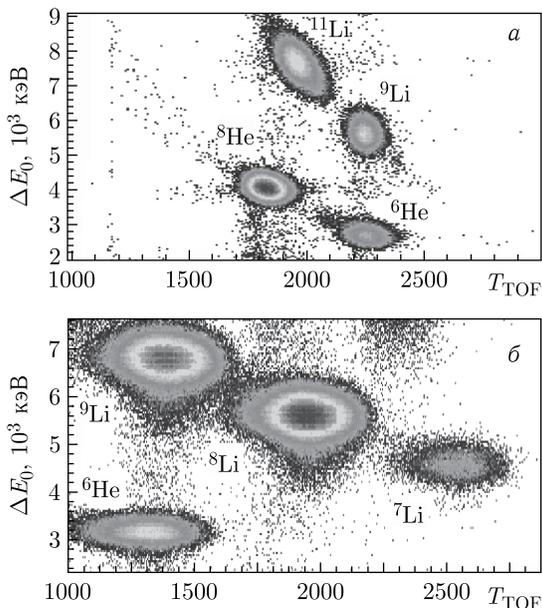


Рис. 1. Двумерный $T_{TOF} \times \Delta E_0$ спектр идентификации пучка ядер ^8Li (а) и ^8He (б) перед мишенью. По оси абсцисс показано время пролета (в каналах), по оси ординат — энергетические потери частиц пучка в ΔE_0 -детекторе толщиной 243 мкм

Для калибровки спектрометра использовался эталонный источник ^{60}Co , бета-распад ядер которого сопровождается испусканием γ -квантов с энергиями 1173 и 1332 кэВ. С помощью регистрации триггерным CeVg_3 -детектором γ -квантов с энергией 1332,5 кэВ накапливались события испускания второго γ -кванта с энергией 1173 кэВ. Накопление и запись событий с множественностью $M = 1$ и последующее объединение записей по две, три и т. д. позволяют 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 $N_k^{(M)}$, $k = 0, K, 12$. Абсолютную эффективность регистрации $\varepsilon_{\text{abs}}(M)$ спектрометром смоделированных событий излучения с множественностью M можно определить как отношение полного числа зарегистрированных событий со срабатыванием k детекторов, к полному числу n_M событий:

$$\varepsilon_{\text{abs}}(M) = \frac{1}{n_M} \sum_{k=1}^{12} N_k^{(M)}, \quad n_M = \sum_{k=0}^{12} N_k^{(M)}. \quad (5)$$

Вероятности $w_M(k)$ срабатывания k детекторов спектрометра при регистрации смоделированных событий излучения γ -каскадов множественностью M определялись как

$$w_M(k) = \frac{1}{n_M} N_k^{(M)}. \quad (6)$$

Эксперимент проводился на канале ахроматического фрагмент-сепаратора ACCULINNA [19] ускорителя У-400М Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Продукты реакции первичного пучка ядер ^{15}N с энергией 49,7А МэВ на производящей мишени ^9Be 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 двух сеансов эксперимента представлен на рис. 1.

Видно, что ядра ^8He и ^8Li образуют хорошо разделенные области, позволяющие надежно выделять для последующего анализа определенную группу частиц. В экспериментах были использованы следующие мишени: ^{28}Si ($d = 790$ мкм), ^{59}Co ($d = 65$ мкм), ^{181}Ta ($d = 216$ мкм). Для каждого значения энергий 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.

2. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

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 частиц пучка аппроксимировалась линейной зависимостью (рис. 2)

$$N'_k = \beta_k I_0 \quad (7)$$

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

$$\beta_k = \frac{\sum_{j=1}^m I_{0j} N'_{kj}}{\sum_{j=1}^m I_{0j}^2}. \quad (8)$$

Погрешности $\delta\beta_k$ оценивались с помощью линейной регрессии.

Относительные частоты числа зарегистрированных событий со срабатыванием k детекторов спектрометра за вычетом фона $P_k = N_k/I_0 - \beta_k$ для реакций ядер ^8Li на мишенях ^{28}Si , ^{59}Co и ^{181}Ta показаны на рис. 3.

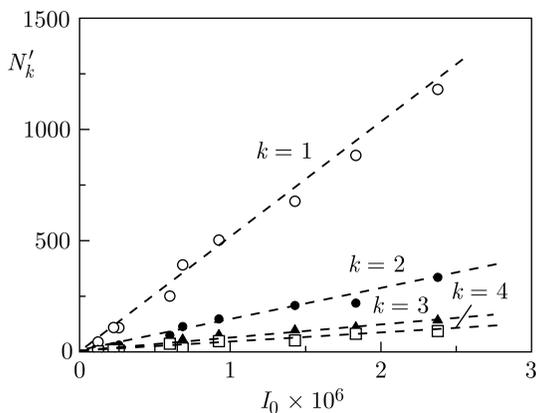


Рис. 2. Зависимости числа N'_k срабатывания k детекторов от числа I_0 частиц пучка ядер ${}^8\text{Li}$ при измерениях без мишени, использованные для определения значения фоновых коэффициентов β_k

Для более легкой мишени ${}^{28}\text{Si}$ (рис. 3, а) преобладают события с малой кратностью, при этом значения относительной частоты P_k быстро убывают с ростом k в сравнительно узком интервале $1 \leq k \leq 8$. Для мишени ${}^{59}\text{Co}$ (рис. 3, б) распределение P_k имеет максимум при $k = 5$ с протяженностью распределения $1 \leq k \leq 10$. Для самой тяжелой мишени ${}^{181}\text{Ta}$ (рис. 3, в) наблюдается широкое распределение на всем доступном интервале $1 \leq k \leq 12$ с максимумами при $k \sim 2$ и $k \sim 10$. 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 $M_{\text{max}} = 36$.

Расчеты сечений образования составного ядра с испарением нейтронов и заряженных частиц, проведенные с использованием статистической модели базы знаний NRV [17], представлены на рис. 4. Видно, что они качественно подтверждают возможность вылета большого числа испарительных нейтронов (до 20) в реакциях с ядрами ${}^{181}\text{Ta}$ при энергиях до 40А МэВ. В реакциях с ядрами ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{28}\text{Si}$ число испарительных нейтронов меньше — до 10 и 9 соответственно. Экспериментальные значения множественности зарегистрированных нейтронов и гамма-квантов, представленные на рис. 3, качественно согласуются с результатами расчетов множественности нейтронов в каналах слияния–испарения, представленными на рис. 4.

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

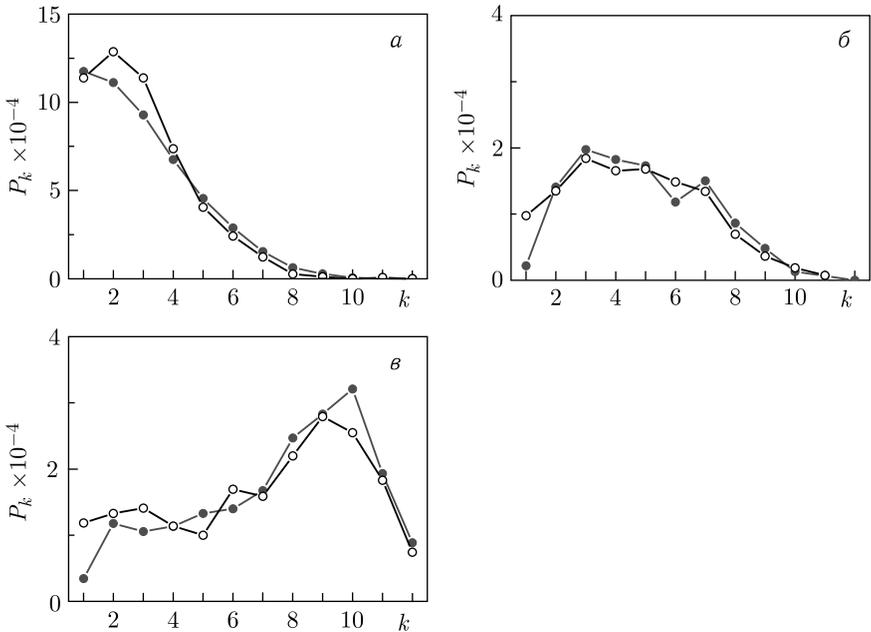


Рис. 3. Относительные частоты числа зарегистрированных событий со срабатыванием k детекторов спектрометра за вычетом фона $P_k = N_k/I_0 - \beta_k$ для реакций ядер ${}^8\text{Li}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$ (а), ${}^{59}\text{Co}$ (б) и ${}^{181}\text{Ta}$ (в) для энергий пучка: а) 23А МэВ (светлые кружки) и 46А МэВ (темные кружки); б) 32,5А МэВ (светлые кружки) и 42А МэВ (темные кружки); в) 31,5А МэВ (светлые кружки) и 41А МэВ (темные кружки)

$$P(k) = \sum_{M=1}^{M_{\max}} \Gamma(M) w_M(k). \quad (9)$$

При полном числе реакций $I_R = I_0 \sigma_R n d$ расчетное число их регистраций со срабатыванием k детекторов составит

$$P(k) I_R = \eta I_0 \sigma_R n d \sum_{M=1}^{M_{\max}} \Gamma(M) w_M(k). \quad (10)$$

Здесь η — поправка, учитывающая неизотропный выход нейтронов вперед при развале слабосвязанных ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{He}$. Она определена в работах [20, 21] в предположении, что она зависит главным образом от энергии отделения одного и двух внешних нейтронов. Для нахождения значений η полные сечения реакций с ядрами ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{He}$ 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 $\tilde{\sigma}_{RM} = \eta\sigma_{RM} = \eta\sigma_R\Gamma(M)$:

$$\sum_{M=1}^{M_{\max}} \tilde{\sigma}_M w_M(k) - \frac{N_k - \beta_k I_0}{I_0 n d} = 0. \quad (11)$$

Поскольку коэффициенты системы (11) 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:

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

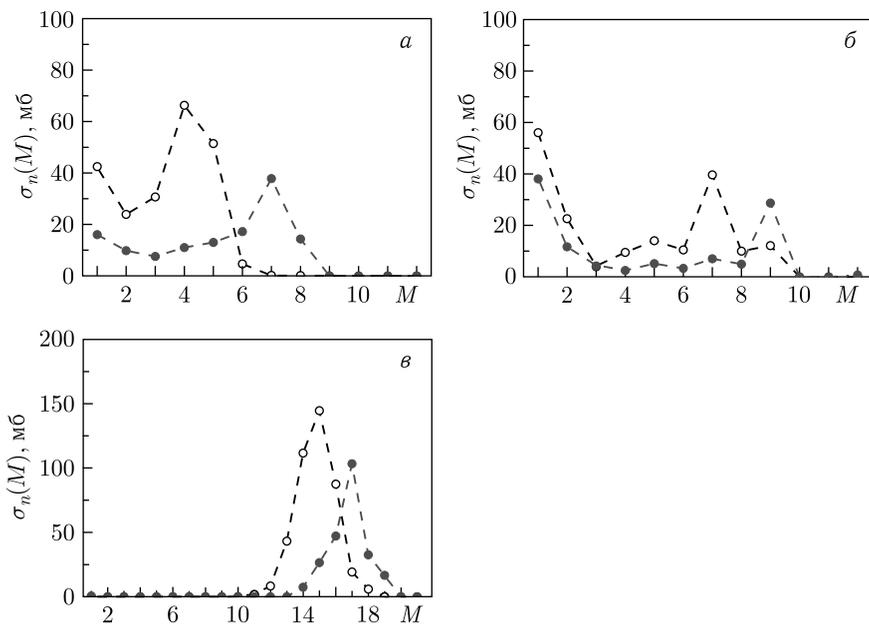


Рис. 4. Сечения образования составного ядра с испарением нейтронов и заряженных частиц для реакций ядер ${}^8\text{Li}$ на мишенях ${}^{28}\text{Si}$ (а), ${}^{59}\text{Co}$ (б) и ${}^{181}\text{Ta}$ (в) при энергии пучка: а) 23А МэВ (светлые кружки) и 46А МэВ (темные кружки); б) 32,5А МэВ (светлые кружки) и 42А МэВ (темные кружки); в) 31,5А МэВ (светлые кружки) и 41А МэВ (темные кружки). Расчеты выполнены с использованием статистической модели базы знаний NRV [17]

при ограничении $\tilde{\sigma}_M \geq 0$. Примеры значений величин $\tilde{\sigma}_M$ для реакций ядер ^9Li на мишенях ^{28}Si , ^{59}Co и ^{181}Ta при энергиях 24, 20,8 и 22,7А МэВ приведены в работе [16].

Полное сечение реакции σ_R определялось по формулам

$$\sigma_R = \frac{\tilde{\sigma}_R}{\eta}, \quad \tilde{\sigma}_R = \sum_{M=1}^{M_{\max}} \tilde{\sigma}_M. \quad (13)$$

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

$$\Delta\tilde{\sigma}_R = \max \left\{ \left| \tilde{\sigma}_R^{(+)} - \tilde{\sigma}_R \right|, \left| \tilde{\sigma}_R^{(-)} - \tilde{\sigma}_R \right| \right\}, \quad (14)$$

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 $\Delta\sigma_R$ погрешностей полного сечения реакции были использованы выражения

$$\varepsilon_\sigma = \frac{\Delta\tilde{\sigma}_R}{\tilde{\sigma}_R} + \frac{\Delta\eta}{\eta}, \quad \Delta\sigma_R = \sigma_R \varepsilon_\sigma. \quad (15)$$

3. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ

Полные сечения реакций ядер ^8Li на мишенях ^{28}Si , ^{59}Co и ^{181}Ta в диапазоне значений энергии пучка 16–36А МэВ, полученные по формуле (13), приведены на рис. 5, а. При вычислениях было использовано значение поправки $\eta = 0,9 \pm 0,03$, при котором величины полного сечения реакции $^8\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ при энергии пучка ^8Li около 30А МэВ в пределах погрешностей перекрываются со значениями, полученными в работе [22]. При расчетах полных сечений реакций ядер ^6He на мишенях ^{28}Si , ^{59}Co и ^{181}Ta было использовано значение поправки $\eta = 0,83 \pm 0,03$ [16].

Полные сечения реакций ядер ^8Li на мишенях ^{59}Co и ^{181}Ta превышают сечение реакции $^8\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ примерно в 1,5 и 2,2 раза соответственно. Отношение сечений слияния ядер ^8Li с тяжелыми стабильными ядрами с массовыми числами A_1 и A_2 примерно равно отношению геометрических сечений для этих ядер, которое можно оценить значением $[(8^{1/3} + A_1^{1/3})/(8^{1/3} + A_2^{1/3})]^2$. Для пар ядер ^{59}Co и ^{28}Si , ^{181}Ta и ^{28}Si эти отношения соответственно равны 1,37 и 2,31 и близки к экспериментальным значениям. Полное сечение реакции приблизительно можно представить в виде суммы сечения слияния и сечения периферических реакций, отношение которых можно оценить значением $[(8^{1/3} + A_1^{1/3})/(8^{1/3} + A_2^{1/3})]$. Для пар ядер ^{59}Co и ^{28}Si , ^{181}Ta и ^{28}Si последнее отношение равно 1,17 и 1,52 соответственно. В целом эти оценки

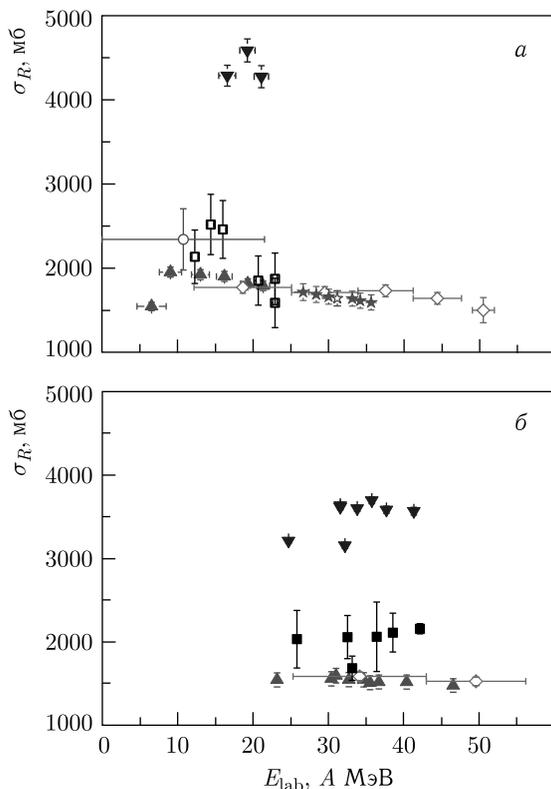


Рис. 5. Полученные в данной работе полные сечения реакций ядер ${}^8\text{He}$ (а) и ${}^8\text{Li}$ (б) на мишенях ${}^{28}\text{Si}$ (темные треугольники вершиной вверх), ${}^{59}\text{Co}$ (темные квадраты) и ${}^{181}\text{Ta}$ (темные треугольники вершиной вниз) в сравнении с данными других работ: а) в сравнении с полным сечением реакции ${}^8\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ из работ [21] (светлые квадраты), [22] (светлые ромбы), [23] (кружок), [15, 24] (светлые звездочки)

объясняют полученные значения полных сечений реакций ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{181}\text{Ta}$. Для ядра ${}^8\text{He}$ картина аналогична, но сечения несколько большие, чем для ядра ${}^8\text{Li}$.

4. ОПИСАНИЕ КАНАЛОВ ПЕРЕДАЧИ И РАЗВАЛА В НЕСТАЦИОНАРНОМ ПОДХОДЕ

При обработке экспериментальных данных и определении по ним значений полного сечения реакций с участием слабосвязанных ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{He}$ была использована феноменологическая поправка $\eta < 1$, учитывающая изотропный выход нейтронов вперед при развале ядер снарядов. Такие

летающие вперед нейтроны не регистрировались составным спектрометром. Для микроскопического обоснования такой поправки было выполнено компьютерное моделирование эволюции внешнего слабосвязанного нейтрона ядра ^8Li . Расчеты выполнены на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции внешнего нейтрона в поле движущихся остова ядра-снаряда $\{^7\text{Li}\}$ и ядра-мишени ^{28}Si ; учитывалось спин-орбитальное взаимодействие. Используемые численные методы и схема расчетов приведены в работах [25, 26]. Примеры эволюции плотности вероятности внешнего нейтрона ядра ^8Li при касательных столкновениях с ядром ^{28}Si показаны на рис. 6.

Картина столкновения представлена в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени. Это позволило уменьшить размер сетки и сократить время расчетов. При энергиях выше кулоновского барьера в ходе касательных и далеких столкновений с ядром-мишенью смещение ядра-снаряда в такой системе отсчета из начала координат невелико. При расчетах шаг сетки составлял $h = 0,3$ фм, типичный объем области — $8 \cdot 10^5$ фм³ при размере сетки $220 \times 360 \times 380$ с наибольшим числом узлов в плоскости столкновения. Шаг по времени в безразмерных переменных $\tau = t/t_0$ изменялся с ростом энергии от $\Delta\tau = 0,1$ до $\Delta\tau = 0,05$. В качестве t_0 было использовано значение $t_0 = mx_0^2/h = 1,57 \cdot 10^{-23}$ с, где $x_0 = 1$ фм, m — масса нуклона. Расчет процесса столкновения ядер требовал выполнения нескольких тысяч шагов по времени. Основная часть расчетов была выполнена на гетерогенном кластере ЛИТ ОИЯИ [27].

Начальным условием Ψ_0 для численного решения уравнения являлась волновая функция стационарного состояния Ψ_{n,l,j,m_j} в среднем поле ядра-снаряда, неподвижного в выбранной системе отсчета.

Сечения потери внешнего нейтрона σ_{loss} ядром-снарядом и передачи внешнего нейтрона ядра-снаряда ядру-мишени вычислялись интегрированием по прицельным параметрам касательных столкновений $b > b_{\text{min}}$ [3, 4]

$$\sigma_{\text{loss}}(E) = \int_{b_{\text{min}}}^{\infty} p_{\text{loss}}(b, E)[1 - f(R_{\text{min}})]b db, \quad (16)$$

$$\sigma_{\text{tr}}(E) = \int_{b_{\text{min}}}^{\infty} p_{\text{tr}}(b, E)[1 - f(R_{\text{min}})]b db, \quad (17)$$

$$p_{\text{loss}}(b, E) = \min\{\tilde{P}_{\text{loss}}[R_{\text{min}}(b, E)], 1\}, \quad (18)$$

$$p_{\text{tr}}(b, E) = \min\{\tilde{P}_{\text{tr}}[R_{\text{min}}(b, E)], 1\}. \quad (19)$$

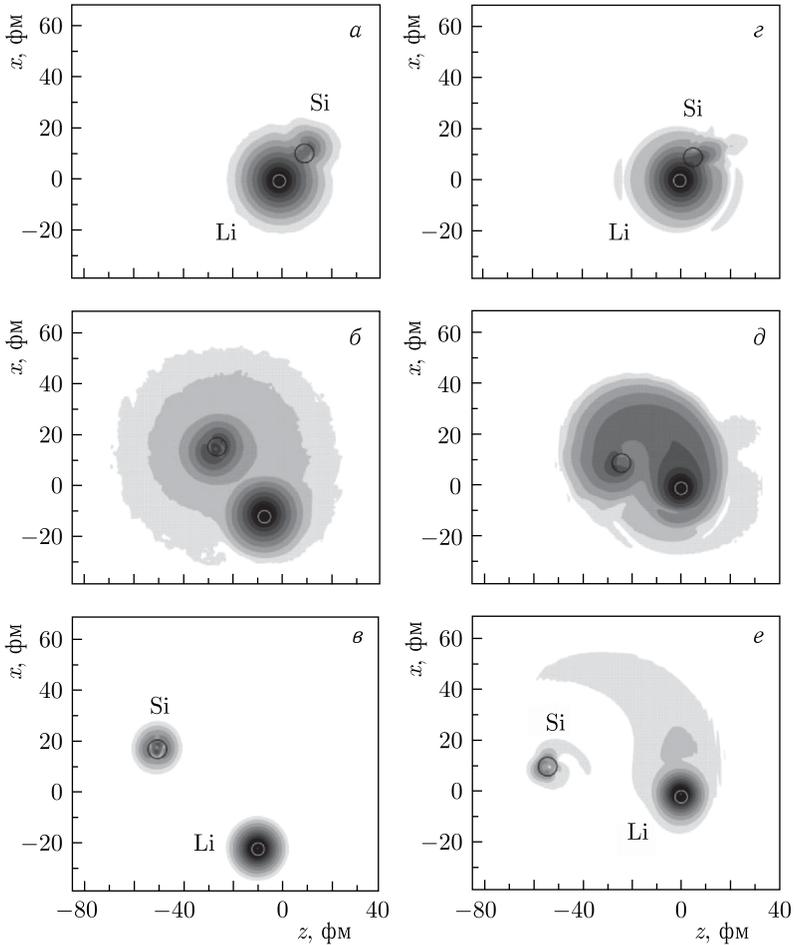


Рис. 6. Эволюция плотности вероятности внешнего нейтрона ядра ${}^8\text{Li}$ с начальным состоянием $1p_{3/2}$ при столкновении ядер ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ для энергии $E_{\text{cm}} = 10$ МэВ (1,6А МэВ) и прицельного параметра $b = 10$ фм (а, б, е) и для $E_{\text{cm}} = 186$ МэВ (30А МэВ), $b = 9$ фм (с, д, е) в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени. Ходу времени соответствует направление сверху вниз. Градации серого цвета в логарифмическом масштабе соответствуют диапазонам от $5 \cdot 10^{-10}$ до $8 \cdot 10^{-3}$ (а, б, с, д) и от $2 \cdot 10^{-7}$ до $8 \cdot 10^{-3}$ (е, е). Радиусы окружностей соответствуют радиусам ядерных остовов: 2,3 и 3,5 фм

Здесь прицельный параметр b_{min} соответствует траектории, приводящей к полному захвату остова ядра-снаряда ядром-мишенью при $R_{\text{min}} = R_1 - R_2 = 1,4$ фм, $f(R_{\text{min}})$ — вероятность слияния ядер. Вероятности P_{tr}

и R_{loss} определены в работе [26]. Были использованы свойства функции $f(R_{\text{min}})$: $f(R_{\text{min}}) \approx 1$ при $R_{\text{min}} \leq R_{\text{cont}}$, $f(R_{\text{min}}) \approx 0$ при $R_{\text{min}} > R_B$, где R_B — положение кулоновского барьера; для реакции ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ $R_B = 8,4$ фм. Это позволило использовать аппроксимацию

$$f(R_{\text{min}}) = \left[1 + \exp\left(\frac{R_{\text{min}} - R_f}{a_f}\right) \right]^{-1} \quad (20)$$

с параметрами R_f , a_f . Естественным приближением могут служить соотношения

$$R_f \approx \frac{1}{2}(R_{\text{cont}} + R_B), \quad a_f \approx \frac{1}{2}(R_B - R_{\text{cont}}). \quad (21)$$

В данном случае были получены следующие значения: $R_f = 7$ фм, $a_f = 1$ фм. С другой стороны, средний радиус слияния ядер R_f можно рассматривать как варьируемую величину, значение которой находится из условия близости результатов расчетов к экспериментальным данным. На рис. 7 показаны результаты расчета сечения потери внешнего нейтрона ядром ${}^8\text{Li}$ $\sigma_{\text{loss}}(E_{\text{cm}})$ для двух значений радиуса R_f .

Для первого (естественного) значения $R_f = 7$ фм сечение потери нейтрона ниже экспериментального значения $\sigma_{\text{loss}} = (590 \pm 60)$ мб из работы [28] при энергии $29,4\text{A}$ МэВ ($E_{\text{cm}} = 183$ МэВ). Второе значение $R_f = R_2 + 1,1$ фм = $4,9$ фм было подобрано из условия совпадения расчетного значения с экспериментальным. Лучшее согласие с эксперимен-

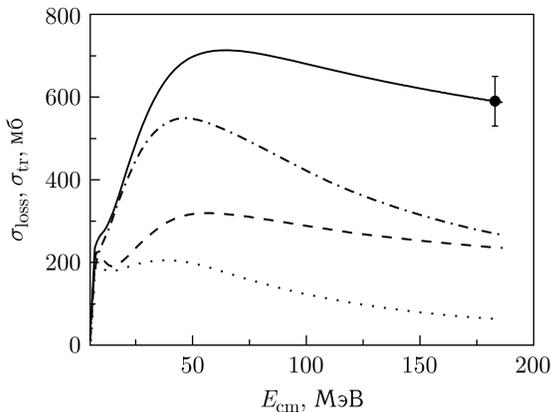


Рис. 7. Результаты расчета сечения потери $\sigma_{\text{loss}}(E_{\text{cm}})$ и сечения передачи $\sigma_{\text{tr}}(E_{\text{cm}})$ внешнего нейтрона ядра ${}^8\text{Li}$ в реакции ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ для двух значений среднего радиуса слияния ядер R_f : штриховая кривая — $R_f = 7$ фм $\sigma_{\text{loss}}(E_{\text{cm}})$, пунктирная кривая — $\sigma_{\text{tr}}(E_{\text{cm}})$, сплошная кривая — $R_f = 4,9$ фм $\sigma_{\text{loss}}(E_{\text{cm}})$, штрихпунктирная кривая — $\sigma_{\text{tr}}(E_{\text{cm}})$; экспериментальная точка — значение $\sigma_{\text{loss}}(E_{\text{cm}})$ для реакции ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ из работы [28]

тальным значением при меньшем значении среднего радиуса слияния ядер R_f можно интерпретировать как сохранение остова ядра-снаряда $\{^7\text{Li}\}$, состоящего из сильносвязанного кластера $\{^4\text{He}\}$ и кластера $\{^3\text{H}\}$, при прохождении рядом с ядром ^{28}Si с частичным перекрытием их объемов. Сечение передачи нейтрона при энергиях, меньших чем $E_{\text{cm}} = 30$ МэВ (4А МэВ), составляет основной вклад в сечение потери нейтрона ядром ^8Li ; сечение развала значительно меньше. С ростом энергии сечение передачи уменьшается, поскольку нейтрон не успевает перейти с ядра-снаряда на ядро-мишень за время близкого контакта ядер, и при энергии $E_{\text{cm}} = 183$ МэВ (30А МэВ) сечения передачи и развала примерно одинаковы.

Данные результаты подтверждают вылет вперед слабосвязанных нейтронов ядер-снарядов и могут служить качественным обоснованием введения феноменологической поправки при определении полного сечения реакции по экспериментальным данным, полученным с помощью составного спектрометра, не перекрывающего область малых углов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые измерены величины полных сечений, а также их распределения по множественности нейтронного и γ -излучения для реакций ^8He , $^8\text{Li} + ^{28}\text{Si}$, ^{59}Co , ^{181}Ta в диапазоне значений энергии пучка 6–46А МэВ. Анализ экспериментальных данных, в частности процессов передачи нейтронов и развала ядер ^8Li при низкоэнергетических ядро-ядерных столкновениях с ядром ^{28}Si , проведен на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для внешних слабосвязанных нейтронов ядер-снарядов.

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; Penionzhkevich Yu. E., Kalpakchieva R. G. Light Exotic Nuclei Near the Boundary of Neutron Stability. Singapore: World Sci., 2022.
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. Ozawa A., Suzuki T., Tanihata I. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 693. P. 32.
8. Tavares O. A. P., Medeiros E. L., Morcelle V. // Phys. Scripta. 2010. V. 82. P. 025201.
9. Moriguchi T., Amano M., Ozawa A. et al. // Nucl. Phys. A. 2020. V. 994. P. 121663.
10. Cassels J. M., Lawson J. D. // Proc. Phys. Soc. A. 1954. V. 67. P. 125.
11. Millburn G. P., Birnbaum W., Crandall W. E., Schecter L. // Phys. Rev. 1954. V. 95. P. 1268.
12. Ćujec B., Barnes C. A. // Nucl. Phys. A. 1976. V. 266. P. 461.
13. Bruandet J. F. // J. Phys. (Paris) C. 1986. V. 4. P. 125.
14. Mittig W., Chauvel J. M., Zhan Wen Long et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1889.
15. Saint-Laurent M. G., Anne R., Bazin D. et al. // Z. Phys. A. 1989. V. 332. P. 457.
16. Соболев Ю. Г., Пенионжкевич Ю. Э., Самарин В. В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 1152;
Sobolev Yu. G., Penionzhkevich Yu. E., Samarin V. V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 948.
17. Загребаев В. И., Деникин А. С., Карпов А. В. и др. Сетевая база знаний NRV по ядерной физике низких энергий;
Zagrebaev V. I., Denikin A. S., Karpov A. V. et al. NRV Web Knowledge Base on Low-Energy Nuclear Physics. <http://nrv.jinr.ru/>.
18. Šiváček I., Penionzhkevich Yu. E., Sobolev Yu. G. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2020. V. 976. P. 164255.
19. Rodin A. M., Stepanov S. V., Bogdanov D. D. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 114.
20. Penionzhkevich Yu. E., Sobolev Yu. G., Samarin V. V. et al. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. P. 014609.
21. 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. 402.
22. Warner R. E., Patty R. A., Voyles P. M. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1700.
23. Villari A. C. C., Mittig W., Plagnol E. et al. // Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 345.
24. Li Ch., Zhan W-L., Xiao G-Q. et al. // High Energy Phys. Nucl. Phys. 2007. V. 31, No. 1. P. 52.
25. Самарин В. В. // ЯФ. 2015. Т. 78, № 1. С. 133;
Samarin V. V. // Phys. Atom. Nucl. V. 78, No. 1. P. 128.
26. Самарин В. В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84, № 8. С. 1197;
Samarin V. V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84, No. 8. P. 990.
27. Гетерогенный кластер «HybriLIT» ЛИТ ОИЯИ. <http://hybrilit.jinr.ru/>.
28. Hue B. M., Isataev T., Lukyanov S. M. et al. // Euras. J. Phys. Func. Materials. 2017. V. 1, No. 2. P. 65.