ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2019, том 83, № 4, с. 451–459

УДК 539.17,539.142,539.143

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ^{6,8}He + ^{28}Si И ^{9}Li + ^{28}Si

© 2019 г. Ю. Г. Соболев[1, *], Ю. Э. Пенионжкевич[1, 2], В. А. Маслов[1], М. А. Науменко[1], В. В. Самарин[1, 3], И. Сивачек[1, 4], С. С. Стукалов[1]

[1]Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

[2]Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

[3]Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области "Университет "Дубна", Дубна, Россия

[4]Институт ядерной физики Чешской академии наук, Ржеж, Чехия

*E-mail: sobolev@jinr.ru

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.
После доработки 15.10.2018 г.
Принята к публикации 19.11.2018 г.

В работе измерены полные сечения реакций ^{6,8}He + ^{28}Si и ^{9}Li + ^{28}Si в диапазоне энергии пучка 12–39 $A \cdot$ МэВ методом трансмиссии с регистрацией мгновенного нейтронного и гамма-излучения спектрометром с шестью сцинтилляционными детекторами. Для анализа экспериментальных данных применена методика, учитывающая экспериментальные значения эффективности регистрации гамма-излучения различной множественности и кратности срабатывания детекторов спектрометра. Проведено сравнение с данными, полученными ранее в других работах. Значения полного сечения реакции ^{8}He + ^{28}Si при энергии около 20 $A \cdot$ МэВ оказались близкими к значениям полного сечения реакции ^{6}He + ^{28}Si. В диапазоне 12–16 $A \cdot$ МэВ полное сечение реакции ^{8}He + ^{28}Si существенно выше полного сечения реакции ^{6}He + ^{28}Si.

DOI: 10.1134/S0367676519040264

ВВЕДЕНИЕ

Изучение ядерных реакций с участием нейтронно-избыточных слабосвязанных ядер позволяет получать информацию о структуре исследуемых ядер (кластеры, нейтронное гало и т.д.) [1] и ее проявлении в реакциях. Одним из критериев границ применимости и степени точности теоретических моделей является количественное согласие между величинами вычисленных и экспериментально измеренных полных сечений ядерных реакций. Результаты экспериментов по измерению полных сечений $\sigma_R(E)$ реакций ^{6,7,9}Li + ^{28}Si в зависимости от энергии налетающего пучка, выполненных ранее [2–4], показали, что в реакции ^{9}Li + ^{28}Si в диапазоне энергий E = 10–20 $A \cdot$ МэВ величина полного сечения значительно превышает величину полного сечения реакции ^{7}Li + ^{28}Si [2], что не объяснялось существовавшими на тот момент теоретическими моделями. Динамическая модель, предложенная в работе [2], связывает такое превышение с изменениями при столкновении ядер пространственного распределения нейтронов из внешней скин-оболочки ядра ^{9}Li. Значение 4 МэВ энергии отделения нейтрона от ядра ^{9}Li является промежуточным между типичным значением 8 МэВ для тяжелых ядер и значениями в диапазоне 0.5–2 МэВ, характерными для ядер с так называемым нейтронным гало, например ^{11}Li, ^{6,8}He. Измеренные в работах [5, 6] и рассчитанные в работе [7] полные сечения реакций с участием слабосвязанных ядер ^{6}He и ^{11}Li можно представить в виде суммы сечения реакции с ядерным кором и сечения потери внешних нейтронов, $\sigma_R\left(^{6}\mathrm{He}\right) \approx \sigma_R\left(^{4}\mathrm{He}\right) + \sigma_{-2n}\left(^{6}\mathrm{He}\right)$ и $\sigma_R\left(^{11}\mathrm{Li}\right) \approx \sigma_R\left(^{9}\mathrm{Li}\right) + \sigma_{-2n}\left(^{11}\mathrm{Li}\right)$ соответственно, причем вылет нейтронов в реакциях ^{11}Li с мишенями Au, Ni, Be при энергии пучка 29 $A \cdot$ МэВ сильно анизотропен с максимумом выхода в узком интервале передних углов [8]. Это подтверждает, что при развале ядер с низкой энергией отделения нейтрона значительная часть нейтронов летит в передние углы.

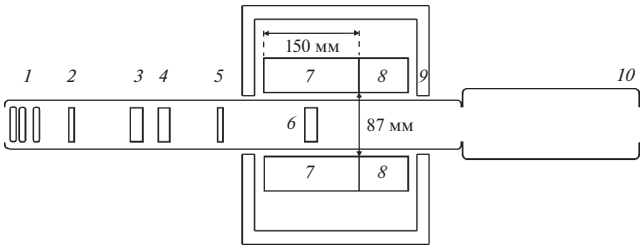

Рис. 1. Схема экспериментальной установки (в разрезе) для измерения полного сечения реакции с использованием трансмиссионной методики: *1* – полиэтиленовые поглотители для снижения энергии частиц пучка; *2* – сцинтилляционный детектор AC1; *3* – позиционно-чувствительный Si-детектор ΔE "16X–16Y"; *4* – стартовый ΔE_0-Si-детектор; *5* – сцинтилляционный детектор AC2; *6* – мишень ΔE_T Si-PIN-детектор; *7* – CsI(Tl) сцинтилляционные детекторы; *8* – фотоумножители; *9* – свинцовый куб; *10* – окно для вывода пучка.

Данная работа посвящена измерениям полного сечения реакции ^{8}He + ^{28}Si в диапазоне энергий $E = 12–23\ A \cdot$ МэВ, а также реакций ^{9}Li + ^{28}Si и ^{6}He + ^{28}Si при энергиях около 36 и 39 $A \cdot$ МэВ, соответственно. Эксперимент проводился методом трансмиссии, впервые использованным нами в работе [9]. С учетом выхода нейтронов вперед полные сечения реакций с ядрами ^{6}He и ^{9}Li нормировались на данные, полученные ранее в других работах, с поправками, зависящими от энергии отделения одного и двух внешних нейтронов ядер ^{6}He и ^{9}Li. Поправка для ядра ^{8}He определена путем линейной интерполяции.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка и метод измерения полных сечений реакций с помощью регистрации мгновенного нейтронного и γ-излучения описаны в [9, 10]. Эксперимент проводился на ускорителе У-400М Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ на канале ахроматического фрагмент-сепаратора ACCULINNA [11]. Первичный пучок ядер ^{15}N с энергией 49.7 $A \cdot$ МэВ фокусировался на производящую мишень ^{9}Be толщиной 2 мм. Вторичный пучок продуктов реакции фрагментации формировался и очищался с помощью магнитной системы фрагмент-сепаратора. На выходе последнего дипольного магнита сепаратора пучок попадал в прямолинейный участок длиной 8.5 м, где была установлена система для измерения времени пролета T_{TOF}, состоящая из двух тонких сцинтилляционных детекторов ΔE_{TOF1}, ΔE_{TOF2}. Непосредственно за детектором ΔE_{TOF2} по направлению пучка располагался блок сменных полиэтиленовых пластин и система детекторов активной коллимации AC1 и AC2, между которыми находились тонкие полупроводниковые детекторы ΔE и ΔE_0.

Схема установки для измерения полных сечений реакций показана на рис. 1. Пучок проходил через полиэтиленовые пластины, служащие для снижения его энергии, и фокусировался на позиционно-чувствительный двухслойный стриповый ΔE-Si-детектор толщиной 300 мкм (детектор "16X–16Y"). Этот детектор находился в фокальной плоскости фрагмент-сепаратора и мог быть перемещен в позицию на оси пучка для настройки и контроля его параметров (интенсивность, профиль, изотопный состав). Сцинтилляционные детекторы активных коллиматоров AC1 и AC2 располагались на оси пучка таким образом, чтобы траектории частиц, пересекающие их, попадали в чувствительную область детектора-мишени ΔE_T, не касаясь его элементов крепления, и проходили через выходное окно. Стартовый ΔE_0-Si-детектор (толщиной 380 мкм) использовался для запуска системы сбора информации для каждого события пролета частиц пучка через ΔE_0-детектор. Информация об энергетических потерях частиц пучка в ΔE_0-детекторе использовалась при последующем offline-анализе, например, для идентификации частиц пучка с помощью двухмерного спектра (рис. 2*a*).

Мишень (ΔE_T-Si-PIN-детектор толщиной 243 мкм) располагалась в тонкостенной (толщиной 2 мм) вакуумно-плотной цилиндрической камере из нержавеющей стали. С внешней стороны реакционная камера была окружена шестью сцинтилляционными CsI(Tl)-детекторами γ-спектрометра. Спектрометр с реакционной камерой располагался внутри свинцового куба с толщиной стенок 5 см. Внешние поверхности куба были закрыты блоками из борсодержащего полиэтилена толщиной 10 см.

Каждый CsI(Tl)-сцинтиллятор представлял собой прямую призму с основанием в форме правильного шестиугольника с радиусом описанной окружности 5 см. Сцинтиллятор с торца был оптически соединен с фотоумножителем, а с других поверхностей был покрыт светоотражающим и светозащитным слоями. Для дополнительной защиты от низкоэнергетических фоновых γ-квантов три внешние грани и основание сцинтилляторов закрывались тремя пластинами из меди, кадмия и свинца толщиной 1 мм каждая. Внутри чувствительной зоны γ-спектрометра располагался только детектор ΔE_T, в то время как все другие ΔE-детекторы были окружены защитой из свинца и вынесены за эту зону, что приводило к минимальному числу фоновых срабатываний γ-спектрометра.

Телесный угол, охватываемый CsI(Tl)-сцинтилляторами вокруг ΔE_T-мишени составлял $\Omega = 4\pi\eta_0$, где $\eta_0 \approx \cos\theta_{min}$ – геометрическая эффективность регистрации для изотропного выхода регистрируемых частиц, θ_{min} – минимальный угол между осью установки и направлением вылета γ-кванта или нейтрона из центра мишени с попаданием в объем CsI(Tl)-сцинтиллятора. Для установки, представленной на рис. 1, $\theta_{min} = 30°$ и геометрическая эффективность регистрации изотропного излучения равна $\eta_0 = 0.85$.

Каждый сеанс измерения при определенной энергии пучка проводился как с мишенью, так и без мишени. Экспериментальная информация со всех детекторов записывалась с помощью системы набора данных на накопитель для последующего offline-анализа каждого события пролета частицы пучка через стартовый ΔE_0-детектор независимо от наличия реакции в ΔE_T-детекторе. Для уменьшения эффекта возможного наложения импульсов в ΔE_0- и ΔE_T-детекторах интенсивность пучка ограничивалась значением 10^3 с$^{-1}$. Энергия пучка менялась без значительной потери интенсивности в интервале 20–30 $A \cdot$ МэВ с помощью магнитной системы фрагмент-сепаратора, а в интервале 7–20 $A \cdot$ МэВ – полиэтиленовыми пластинами.

Двумерный спектр $\Delta E_0 \cdot T_{TOF}$ идентификации частиц вторичного пучка представлен на рис. 2*а*. Из него видно, что изотопы ^{8}He и ^{11}Li частиц пучка образуют хорошо разделенные области, позволяющие надежно выделять для последующего offline-анализа определенную группу частиц. Детекторы AC1, AC2 использовались в качестве активных коллиматоров [12] и служили для отбора событий пролета частиц пучка в заданном телесном угле с осью в центре мишени. На рис. 2*б* представлен двумерный корреляционный спектр $T_{AC1} \cdot T_{AC2}$. Точками в центральной области двумерного спектра отмечены события, соответствующие сигналам с обоих детекторов AC1, AC2 в узком временном интервале, т.е. потоку I_0 частиц пучка, проходящих через оба детектора и падающих на центральную часть мишени.

Число событий реакции определялось из условий регистрации γ-кванта или нейтрона хотя бы в одном из шести детекторов спектрометра. Условие регистрации γ-кванта или нейтрона в детекторе графически представлено на рис. 2*в* контуром на двумерном амплитудно-временном спектре $E_{Cs} \cdot T_{Cs}$ CsI(Tl)-детектора. Нейтрон или γ-квант считались зарегистрированными CsI(Tl)-детектором, если точка на спектре $E_{Cs} \cdot T_{Cs}$ попадала внутрь контура.

Погрешности δ_E, связанные с разбросом энергий пучка перед мишенью, определялись из ана-

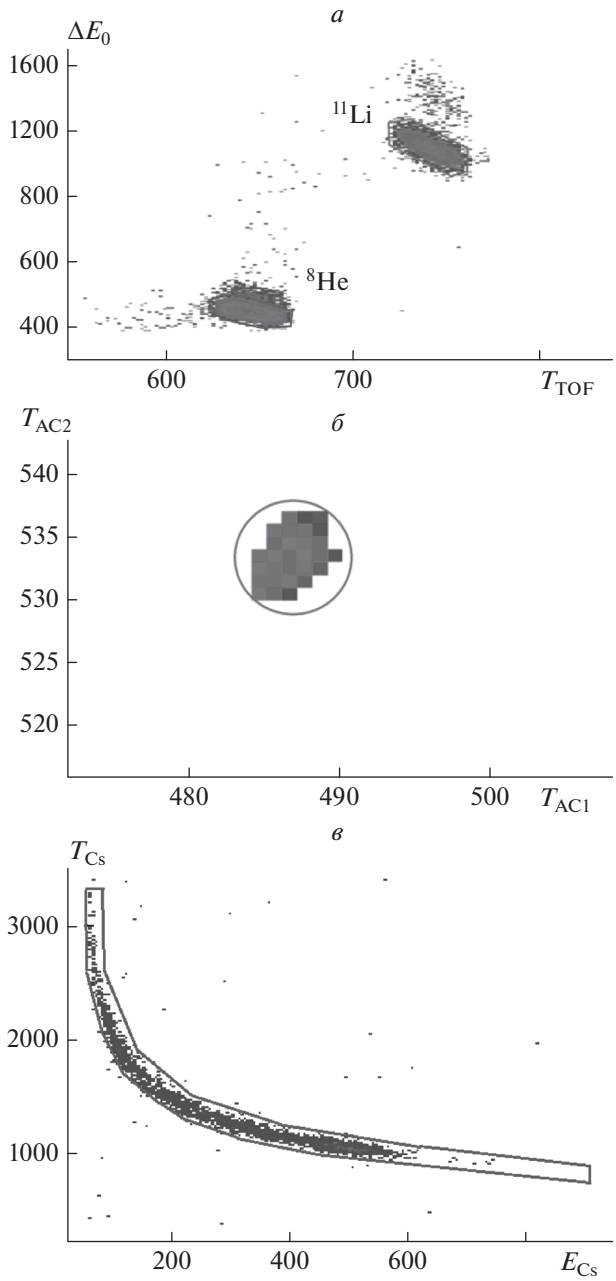

Рис. 2. *а* – двумерный спектр $\Delta E_0 \cdot T_{TOF}$ вторичного пучка, состоящего из ядер ^{8}He и ^{11}Li; ΔE_0 – ионизационные потери частиц в детекторе, T_{TOF} – время пролета частиц пучка на дистанции времяпролетной базы 8.5 м; *б* – двумерный спектр $T_{AC1} \cdot T_{AC2}$ отбора событий пролета частиц ^{8}He и ^{11}Li в центральную область мишени; T_{AC1} и T_{AC2} – времена прихода сигналов детекторов AC1 и AC2 относительно времени стартового ΔE_0-детектора; *в* – типичный амплитудно-временной спектр $E_{Cs} \cdot T_{Cs}$ одного из шести CsI(Tl) сцинтилляционных детекторов спектрометра, E_{Cs} – амплитуда (каналы) анодного импульса фотоумножителя, T_{Cs} – время срабатывания (каналы) порогового дискриминатора детектора относительно стартового сигнала с ΔE_0-детектора.

лиза одномерных спектров ΔE_0 и T_{TOF}. Потери энергии ядер-снарядов на выходе из мишени ΔE_{T} рассчитывались с помощью программы LISE++ [13, 14]. Разброс энергетических потерь в мишени определялся выражением $\Delta_E = (E_0 - E_1)/2 \gg \delta_E$. Значение сечения приписывалось значению энергии $E_0 - \Delta_E$.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Метод трансмиссии пучка, использованный в эксперименте, заключался в измерении потока I_0 частиц, падающих на мишень, и его части ΔI, соответствующей неупругим каналам реакции. Величина ΔI равна

$$\Delta I = I_0\left[1 - \exp(-n\sigma_R)\right], \quad (1)$$

где n — число ядер мишени на единицу поверхности. В экспериментах с тонкими мишенями при выполнении условия $\Delta I \ll I_0$ формула (1) может быть приведена к виду

$$\sigma_R = \frac{\Delta I}{I_0 n}. \quad (2)$$

В идеальном случае уменьшение ΔI потока I_0 частиц, соответствующее неупругим каналам реакции, может быть измерено посредством регистрации продуктов реакции детектором, охватывающим телесный угол 4π вокруг мишени. В реальном случае эффективность регистрации зависит как от энергии γ-квантов (нейтронов), так и от охватываемого телесного угла. Эффективность регистрации слабо зависит от энергии γ-квантов (нейтронов) из-за достаточно большого объема используемых CsI(Tl)-сцинтилляторов [9], поэтому в данной работе учитывалось влияние только таких факторов как телесный угол (т.е. геометрическая эффективность регистрации), множественность M γ-излучения, анизотропия вылета нейтронов. Поскольку в использованной установке телесный угол, перекрываемый детекторами, составлял $\Omega = 4\pi\eta_0 < 4\pi$, в действительности измерялась величина $\Delta\tilde{I} = \eta\Delta I$, где η — поправка, учитывающая все вышеуказанные факторы. При изотропном вылете продуктов реакции $\eta = \eta_0$, при относительном избытке вылета вперед под малыми углами $\eta < \eta_0$, при избытке вылета в направлении детекторов $1 \geq \eta > \eta_0$.

Для определения фоновых показаний с пучком ядер ^{6,8}He и ^{9}Li проводились измерения без мишени. Время облучения подбиралось таким образом, что число событий I_0 как с мишенью, так и без мишени, было примерно одинаковым.

Для определения эффективности $P(M)$ регистрации спектрометром γ-квантов различной множественности M был проведен модельный эксперимент с использованием радиоактивного источника ^{60}Co, установленного на место мишени. В измерениях с источником ^{60}Co в качестве стартового детектора использовался $CeBr_3$-детектор в форме куба со стороной 51 мм. Он располагался на оси пучка на расстоянии 10 см от источника ^{60}Co и не закрывал собой CsI(Tl)-детекторы спектрометра.

Ядро ^{60}Co испытывает бета-распад с образованием в 98.8% случаев дочернего ядра ^{60}Ni в возбужденном состоянии 4^+. Переходы из него в состояние 2^+, а затем в состояние 0^+ сопровождаются испусканием γ-квантов с энергиями соответственно $E_{\gamma,1}$ = 1173 кэВ и $E_{\gamma,2}$ = 1332 кэВ. В масштабах временнóго разрешения детекторов установки испускание двух γ-квантов происходит одновременно. Регистрируя γ-квант с $E_{\gamma,1}$ = 1173 кэВ в пике полного поглощения, мы выделяли событие испускания второго γ-кванта с $E_{\gamma,2}$. Путем объединения таких событий по два, три и т.д., моделировались события одновременного изотропного вылета двух, трех и т.д. γ-квантов $E_{\gamma,2}$.

Система набора данных установки записывала события, в которых в $CeBr_3$-детекторе выделялась энергия 1173 ± 10 кэВ, что в подавляющем большинстве случаев соответствовало событиям регистрации в $CeBr_3$-детекторе γ-кванта с $E_{\gamma,1}$ = 1173 кэВ в пике полного поглощения (исключением являлись фоновые события, соответствующие пьедесталу под пиком полного поглощения в энергетическом спектре). Полное число таких событий обозначим как n_1. В каждой записи о событии имелась информация о времени T_{Cs} срабатывания и энерговыделении E_{Cs} γ-излучения в CsI(Tl)-детекторах спектрометра. Поскольку временны́е характеристики стартовых детекторов $CeBr_3$ и ΔE_0 (времена T_{Cs} срабатывания пороговых дискриминаторов детектора относительно стартового сигнала с детекторов $CeBr_3$ и ΔE_0) были близки, соответственно, и форма контуров на двумерных амплитудно-временных $E_{\text{Cs}} \cdot T_{\text{Cs}}$-спектрах CsI(Tl)-детекторов (рис. 2*в*) не потребовала изменения.

Гамма-квант с $E_{\gamma,2}$ = 1332 кэВ (либо вторичные фотоны, электроны и позитроны, образующиеся при его взаимодействии с веществом детектора) считался зарегистрированным в одном или нескольких CsI(Tl)-детекторах, если точка на спектре $E_{\text{Cs}} \cdot T_{\text{Cs}}$ попадала внутрь контура соответствующего детектора. Число k сработавших детекторов называют кратностью срабатывания детекторов.

Экспериментальная эффективность регистрации спектрометром γ-излучения с энергией

$E_{\gamma,2}$ и множественностью $M = 1$ определялась по формуле

$$P(1) = \frac{N_k^{(1)}}{n_1}, \quad (3)$$

где $N_k^{(1)}$ – число событий, в которых было зарегистрировано срабатывание k детекторов с энерговыделением выше величины порога (150 кэВ).

Путем последовательного объединения n_1 событий формировались $n_M = n_1/M$ групп из M событий. Эти группы представляли собой новые (экспериментально смоделированные) события, в которых происходила изотропная эмиссия группы из $M = 2, 3, 4, 5$ γ-квантов с энергией $E_{\gamma,2}$. Определялось число $N_k^{(M)}$ событий, в которых было зарегистрировано срабатывание k детекторов с энерговыделением выше порога. Экспериментальная эффективность регистрации спектрометром γ-излучения множественностью M определялась по формуле

$$P(M) = \frac{1}{n_M}\sum_{k=1}^{M} N_k^{(M)}. \quad (4)$$

Полученная зависимость экспериментальной эффективности регистрации спектрометра от множественности $M \le 5$ γ-излучения с $E_{\gamma,2} = 1332$ кэВ представлена на рис 3*а*. Видно, что с увеличением множественности $P(M) \to 1$; для множественности $M > 5$ величина эффективности $P(M) > 0.96$. Относительные частоты $w_M(k)$ кратности k срабатывания детекторов спектрометра при регистрации M γ-квантов

$$w_M(k) = \frac{N_k^{(M)}}{n_M P(M)} \quad (5)$$

показаны на рис. 3*б*. Вероятность кратности k срабатывания детекторов спектрометра при регистрации M γ-квантов равна $P(M)w_M(k)$.

При измерениях без мишени связь числа $N_k^{'}$ срабатывания k детекторов с потоком I_0 аппроксимировалось линейной зависимостью

$$N_k^{'} = N_{0k}^{'} + \beta_k I_0. \quad (6)$$

Значения коэффициентов β_k и их погрешности $\delta\beta_k$ определялись первоначально с помощью линейной регрессии. Практически значения параметров $N_{0k}^{'}$ оказались малы по модулю, поэтому в дальнейшем использовалось более простое выражение

$$N_k^{'} = \beta_k I_0 \quad (7)$$

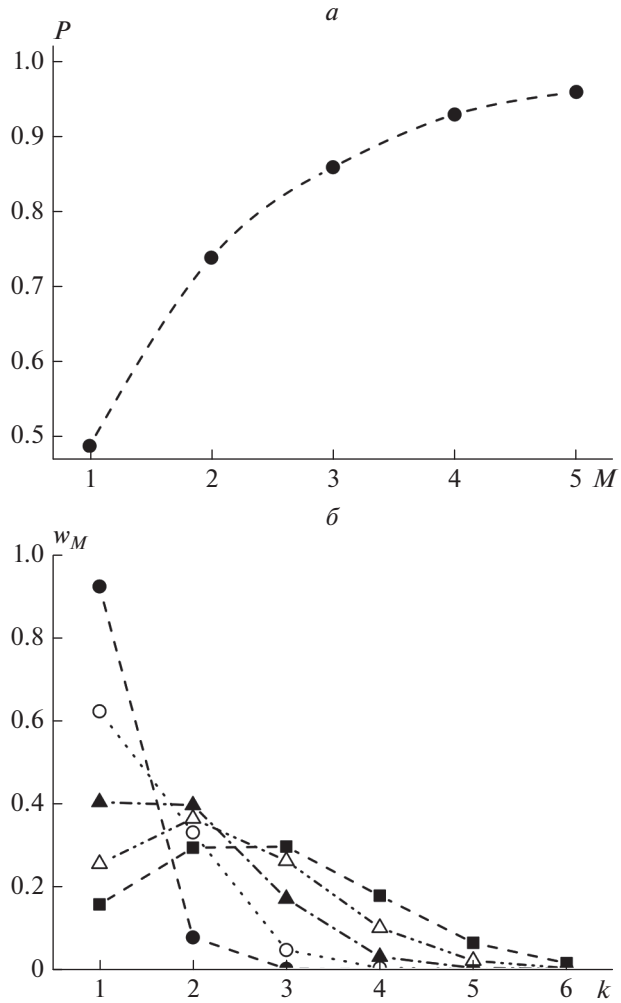

Рис. 3. *а* – эффективность $P(M)$ регистрации спектрометром группы из M γ-квантов; *б* – относительные частоты $w_M(k)$ кратности k срабатывания детекторов спектрометра при регистрации M γ-квантов для $M = 1$ (●), $M = 2$ (○), $M = 3$ (▲), $M = 4$ (△), $M = 5$ (■).

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

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

Числа $N_k^{'}$ срабатываний k детекторов, коэффициенты β_k и их погрешности $\delta\beta_k$ для нескольких энергий E и потоков I_0 ядер ^{9}Li и ^{6}He при экспозициях без мишени приведены в табл. 1.

Числа N_k срабатываний k детекторов для потока I_0 ядер ^{6}He и ^{9}Li при экспозиции с мишенью приведены в табл. 2. Результат измерения сечения

Таблица 1. Числа N'_k срабатываний k детекторов, коэффициенты β_k и их погрешности $\delta\beta_k$ для нескольких энергий E и потоков I_0 ядер ^{9}Li и ^{6,8}He при экспозициях без мишени

Ядро	$E, A \cdot$ МэВ	I_0	N'_1	N'_2	N'_3	N'_4	N'_5
^{9}Li	36.2	283729	227	41	17	6	0
		β_k	$8.0 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$6.0 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-5}$	0
^{6}He	39.1	213213	191	53	19	6	3
		β_k	$9.0 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$8.9 \cdot 10^{-5}$	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$
^{8}He	12.7	147126	146	20	10	0	0
	14.8	176149	168	26	3	1	2
	16.4	150745	121	30	10	2	0
	21.0	261581	209	67	15	9	3
	23.2	382646	328	72	20	13	1
		β_k	$8.60 \cdot 10^{-4}$	$1.97 \cdot 10^{-4}$	$5.20 \cdot 10^{-5}$	$2.69 \cdot 10^{-5}$	$5.2 \cdot 10^{-6}$
		$\delta\beta_k$	$8.2 \cdot 10^{-5}$	$5.5 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$8.0 \cdot 10^{-6}$	$7.1 \cdot 10^{-6}$

Таблица 2. Числа N_k срабатываний k детекторов, эффективность регистрации η и полные сечения реакции σ_R для энергии E и потока I_0 ядер ^{9}Li и ^{6}He при экспозициях с мишенью Si

Ядро	$E, A \cdot$ МэВ	I_0	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	$\eta = \eta_0$		$\eta < \eta_0$	
								η	σ_R, мб	η	σ_R, мб
^{9}Li	35.9 ± 0.3	300366	399	143	76	37	14	0.85	1761 ± 46	–	–
^{6}He	38.8 ± 0.3	244884	315	122	52	16	6	0.85	1490 ± 111	0.78 ± 0.04	1624 ± 121

реакции определялся с учетом кратности k срабатывания в следующем порядке. Пусть при реакции с вероятностью $\Gamma(M)$ испускаются M γ-квантов и/или нейтронов. Тогда вероятность регистрации k фотонов и/или нейтронов (со срабатыванием k детекторов) в результате реакции равна

$$\sum_{M=1}^{5} \Gamma(M)P(M)w_M(k). \tag{9}$$

При полном числе взаимодействий $\Delta I = I_0\sigma_R n$ расчетное число их регистраций со срабатыванием k детекторов составит

$$\Delta\tilde{I}\sum_{M=1}^{5} \Gamma(M)P(M)w_M(k) = \\ = \eta I_0\sigma_R n\sum_{M=1}^{5} \Gamma(M)P(M)w_M(k). \tag{10}$$

Обозначим $N_{\gamma k}$ число зарегистрированных событий со срабатыванием k детекторов. Из условия равенства числа зарегистрированных событий $N_{\gamma k} - N'_{\gamma k} = N_{\gamma k} - \beta_k I_0$ их расчетному значению

$$N_{\gamma k} - \beta_k I_0 = \eta I_0\sigma_R n\sum_{M=1}^{5} \Gamma(M)P(M)w_M(k) = \\ = \eta I_0 n\sum_{M=1}^{5} \sigma_{RM}P(M)w_M(k) \tag{11}$$

следует система линейных уравнений для неизвестных $\tilde{\sigma}_{RM} = \eta\sigma_{RM} = \eta\sigma_R\Gamma(M)$

$$\sum_{M=1}^{5} \tilde{\sigma}_M P(M)w_M(k) - \frac{N_{\gamma k} - \beta_k I_0}{I_0 n} = 0. \tag{12}$$

Поскольку коэффициенты системы (12) определены с погрешностями, ее точное решение может приводить к нефизическим значениям $\tilde{\sigma}_{RM} < 0$.

Поэтому корректнее находить неизвестные $\tilde{\sigma}_{RM}$ из условия минимума суммы квадратов левых частей

$$F(\tilde{\sigma}_{R1},\ldots,\tilde{\sigma}_{R5}) = \\ = \sum_{k=1}^{5}\left[\sum_{M=1}^{5}\tilde{\sigma}_{RM}P(M)w_M(k) - \frac{N_{\gamma k} - \beta_k I_0}{I_0 n}\right]^2 \quad (13)$$

при ограничении $\tilde{\sigma}_{RM} \geq 0$. Полное сечение реакции σ_R определяется формулами

$$\sigma_R = \frac{\tilde{\sigma}_R}{\eta}, \quad \tilde{\sigma}_R = \sum_{M=1}^{5}\tilde{\sigma}_{RM}. \quad (14)$$

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

$$\Delta\tilde{\sigma}_R = \left|\tilde{\sigma}_R^{(+)} - \tilde{\sigma}_R^{(-)}\right|/2, \quad (15)$$

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

$$\varepsilon_\sigma = \frac{\Delta\tilde{\sigma}_R}{\tilde{\sigma}_R} + \frac{\Delta\eta}{\eta}, \quad \Delta\sigma_R = \sigma_R\varepsilon_\sigma. \quad (16)$$

Полное сечение реакции ^{9}Li + ^{28}Si при энергии 35.9 $A \cdot$ МэВ, вычисленное с учетом поправки η, равной геометрической эффективности регистрации $\eta = \eta_0 = 0.85$, приведено в табл. 2 и на рис. 4*а*. Минимальное удаление полученной точки (для $\eta = \max\{\eta\} = \eta_0$) от сглаженной кривой, проведенной через известные экспериментальные точки, позволяет считать изотропным испускание γ-квантов и нейтронов, образующихся при реакции ^{9}Li + ^{28}Si. Отметим, что найденное экспериментальное значение полного сечения реакции хорошо согласуется с результатами теоретического расчета из работы [2].

Для реакции ^{6}He + ^{28}Si расчет с поправкой η, равной геометрической эффективности регистрации $\eta = \eta_0 = 0.85$, дает (в отличие от реакции ^{9}Li + ^{28}Si) результат, заниженный по сравнению с результатами других работ (см. рис. 4*б* и табл. 2). Это может служить косвенным подтверждением анизотропного характера вылета нейтронов для реакции ^{6}He + ^{28}Si. Из-за малости энергии отделения нейтрона от ядер ^{6}He (1.9 МэВ [16–18]), ^{8}He (2.5 МэВ [16–18]) повышенную вероятность вылета вперед под малыми углами могут иметь нейтроны, образующиеся при развале ядра-снаряда [8]. Использование поправки $\eta = 0.78 < \eta_0$ приводит к значению полного сечения, соответствующему точке на сглаженной кривой, построенной по известным экспериментальным данным

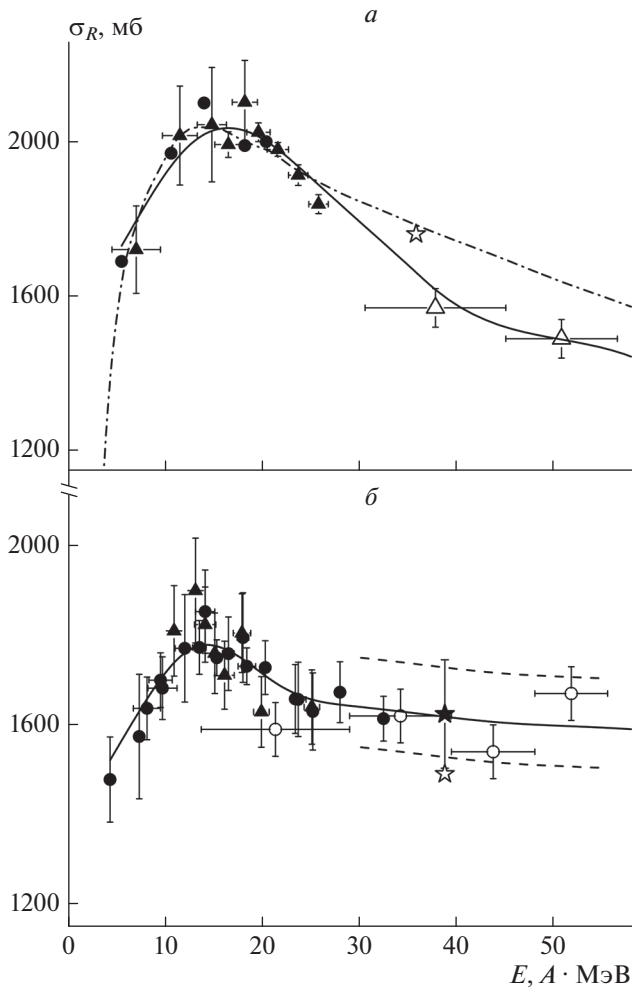

Рис. 4. Экспериментальные (символы) и сглаженные сплайнами (кривые) энергетические зависимости полных сечений реакций: *а* – ^{9}Li + ^{28}Si: ● [2], ▲ [10], △ [6]; *б* – ^{6}He + ^{28}Si: ○ [6], ▲ [10], ● [3, 15]; результаты данной работы ☆ – для поправки $\eta = 0.85$ (равной геометрической эффективности регистрации) и ★ – для $\eta = 0.78$; штрихпунктирная линия на рис. *а* – теоретическая кривая из работы [2]; штриховые линии на рис. *б* – границы доверительного интервала для сечения с учетом погрешностей измерений.

(рис. 4*б*). Границам доверительного интервала для сечения с учетом погрешностей измерений соответствует доверительный интервал значений поправки $\eta = 0.78 \pm 0.04$.

Значения поправки η для реакций ^{6}He + ^{28}Si и ^{9}Li + ^{28}Si приведены на рис. 5 в зависимости от энергии E_s отделения одного и двух внешних нейтронов от ядер ^{6}He и ^{9}Li. Видно, что поправка η стремится к геометрической эффективности регистрации $\eta \to \eta_0$ при $E_s \gg 1$ МэВ, и убывает $\eta < \eta_0$ при уменьшении E_s. Это позволяет полу-

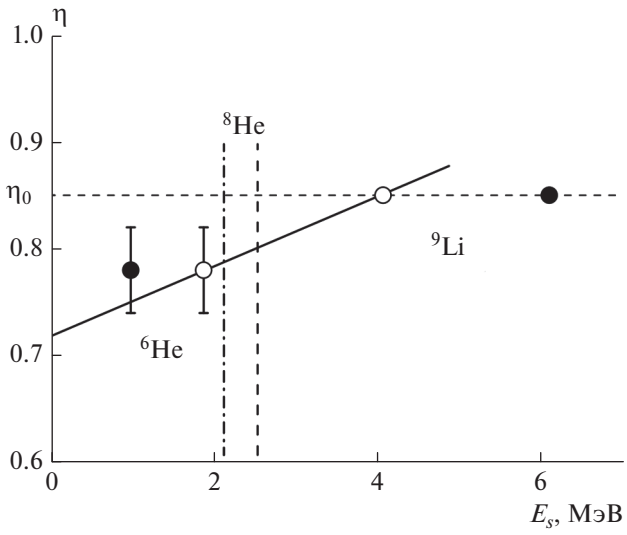

Рис. 5. Зависимость поправки η для реакций ^{6}He + ^{28}Si и ^{9}Li + ^{28}Si от энергии E_s отделения одного (○) и двух (●) внешних нейтронов ядер ^{9}Li и ^{6}He. Сплошная линия – результат линейной интерполяции. Вертикальные линии соответствуют энергии отделения одного (штриховая линия) и двух (штрих-пунктирная линия) нейтронов от ядра ^{8}He.

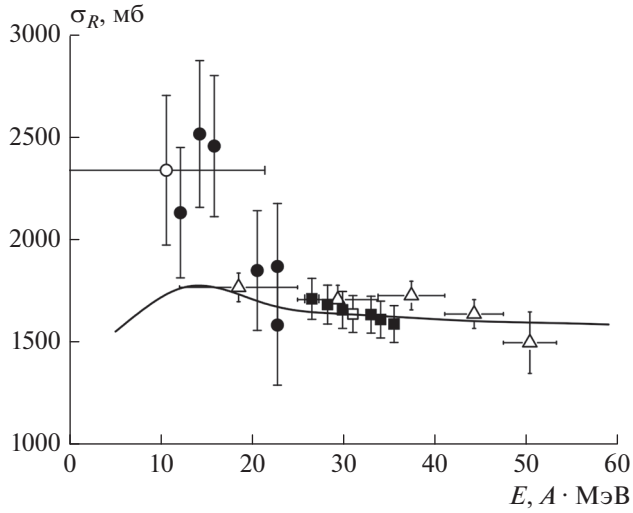

Рис. 6. Экспериментальная энергетическая зависимость полного сечения реакции ^{8}He + ^{28}Si: ● – результаты данной работы, △ [6], ○ [19], ■ [20], □ [21]. Кривая – результаты сглаживания сплайнами экспериментальных данных для реакции ^{6}He + ^{28}Si (см. рис. 4).

чить с помощью значений энергии E_s отделения одного нейтрона (2 МэВ, [16–18]) интервальную оценку поправки $\eta = \langle\eta\rangle \pm \delta\eta$ для реакции ^{8}He + ^{28}Si. С учетом энергии связи одного и двух (2.5 МэВ, [16–18]) нейтронов ядра ^{8}He были получены значения $\langle\eta\rangle = 0.79$, $\delta\eta = 0.03$.

Числа N_k срабатываний k детекторов для потока I_0 ядер ^{8}He при экспозиции с мишенью приведены в табл. 3. Значения сечения для реакции ^{8}He + ^{28}Si также приведены в табл. 3. Полученные полные сечения реакции ^{8}He + ^{28}Si показаны на рис. 6 в сравнении с кривой для реакции ^{6}He + ^{28}Si, полученной сглаживанием экспериментальных данных.

Видно, что значения полного сечения реакции ^{8}He + ^{28}Si при энергии около 20 A · МэВ оказались близкими к значениям полного сечения реакции ^{6}He + ^{28}Si. В диапазоне 12–16 A · МэВ полное сечение реакции ^{8}He + ^{28}Si существенно выше полного сечения реакции ^{6}He + ^{28}Si. Возможной причиной образования такого максимума для реакции ^{8}He + ^{28}Si является влияние внешних нейтронов на энергетическую зависимость оптического потенциала. Похожий максимум наблюдался в реакции ^{9}Li + ^{28}Si, для которой была обнаружена особенность в энергетической зависимости полного сечения в виде значительного повышения сечения (“бампа”) в диапазоне энергий 10–30 A · МэВ [10] (рис. 4*а*). Теоретически это было объяснено следствием увеличения плотности вероятности на-

Таблица 3. Числа N_k срабатываний k детекторов и полные сечения реакции σ_R для различных энергий E и потока I_0 ядер ^{8}He при экспозициях с мишенью

E, A · МэВ	I_0	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	σ_R, мб
12.3 ± 0.4	119471	172	75	55	20	4	2134 ± 318
14.4 ± 0.4	66494	104	40	35	10	6	2518 ± 358
16.0 ± 0.4	256911	411	176	102	49	13	2459 ± 344
20.7 ± 0.3	361352	478	229	143	76	20	1852 ± 292
22.9 ± 0.3	302720	371	184	115	57	18	1586 ± 293
22.9 ± 0.3	346282	475	199	129	55	23	1872 ± 307

хождения внешних нейтронов ядра-снаряда в области между поверхностями ядер при их сближении. В работе [10] энергетическая зависимость оптического потенциала была получена в рамках микроскопического комплексного фолдинг-потенциала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе измерены полные сечения реакций ^{6,8}He + ^{28}Si и ^{9}Li + ^{28}Si в диапазоне энергии пучка 12–39 $A \cdot$ МэВ методом трансмиссии с регистрацией мгновенного нейтронного и гамма-излучения. Полученные экспериментальные полные сечения реакции ^{8}He + ^{28}Si находятся в согласии с опубликованными результатами и при этом охватывают ранее неисследованный диапазон низких энергий. Обнаружено, что в относительно узком диапазоне 12–16 $A \cdot$ МэВ полное сечение реакции ^{8}He + ^{28}Si существенно выше полного сечения реакции ^{6}He + ^{28}Si.

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 с описанной методикой обработки данных расширяет возможности метода трансмиссии по измерению полного сечения реакции.

Авторы выражают благодарность научной группе установки ACCULINNA за всемерную помощь при проведении экспериментов на пучках фрагмент-сепаратора.

Работа была поддержана грантом 17-12-01170 Российского научного фонда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Пенионжкевич Ю.Э., Калпакчиева Р.Г.* Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Дубна: ОИЯИ, 2016. 383 с.
2. *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.
3. *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.
4. *Лукьянов К.В., Земляная Е.В., Лукьянов В.К. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. С. 382; *Lukyanov K.V., Zemlyanaya E.V., Lukyanov V.K. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2008. V. 72. P. 356.
5. *Tanihata I., Hirata D., Kobayashi T. et al.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 289. P. 261.
6. *Warner R.E., Patty R.A., Voyles P.M. et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1700.
7. *Warner R.E.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 298.
8. *Anne R., Arnell S.E., Bimbot R. et al.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 250. P. 19.
9. *Соболев Ю.Г., Иванов М.П., Пенионжкевич Ю.Э.* // ПТЭ. 2012. № 6. С. 13; *Sobolev Yu.G., Ivanov M.P., Penionzhkevich Yu.E.* // Instrum. Exp. Tech. 2012. V. 55. P. 618.
10. *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.
11. *Rodin A.M., Stepantsov S.V., Bogdanov D.D. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. 2003. V. 204. P. 114.
12. *Соболев Ю.Г., Иванов М.П., Пенионжкевич Ю.Э. и др.* // ПТЭ. 2011. № 4. С. 5; *Sobolev Yu.G., Ivanov M.P., Penionzhkevich Yu.E. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2011. V. 54. P. 449.
13. LISE++ code. http://lise.nscl.msu.edu/.
14. *Tarasov O.B., Bazin D.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. 2008. V. 266. P. 4657.
15. *Угрюмов В.Ю., Кузнецов И.В., Бялковский Э. и др.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 17; *Ugryumov V.Yu., Kuznetsov I.V., Bialkowski E. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. P. 16.
16. *Загребаев В.И., Деникин А.С., Карпов А.В. и др.* // Сетевая база знаний NRV по ядерной физике низких энергий. http://nrv.jinr.ru/.
17. *Карпов А.В., Деникин А.С., Алексеев А.П. и др.* // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 520; *Karpov A.V., Denikin A.S., Alekseev A.P. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 749.
18. *Karpov A.V., Denikin A.S., Naumenko M.A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2017. V. 859. P. 112.
19. *Villari A.C.C., Mittig W., Plagnol E. et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 345.
20. *Chen Li, Yan-Lin Ye, Wen-Long Zhan et al.* // High Energy Phys. Nucl. Phys. 2007. V. 31. P. 52.
21. *Chen Li, Wen-Long Zhan, Guo-Qing Xiao et al.* // High Energy Phys. Nucl. Phys. 2005. V. 29. P. 944.