

УДК 539.172

ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ РЕАКЦИИ НА ПУЧКАХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

© 2020 г. Н. К. Скобелев^{1, *}, Ю. Э. Пенионжкевич¹, В. Бурьян², Я. Мразек²

¹Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований,
Лаборатория ядерных реакций имени Г.Н. Флерова, Дубна, Россия

²Институт ядерной физики Академии наук Чешской Республики, Ржеж, Чешская Республика

*E-mail: skobelev@jinr.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

Зарядово-обменные реакции на пучках легких и тяжелых ионов представляют интерес для получения новых изотопов, а также для изучения свойств радиоактивных и стабильных атомных ядер. Зарядово-обменная реакция (${}^3\text{He}$, t) имеет определенное преимущество перед другими реакциями, так как в ней легче идентифицировать заряженные частицы t . Сечения реакций на ${}^3\text{He}$ достигают сотен мб при энергии пучка бомбардирующих частиц вблизи кулоновского барьера. Эти реакции приводят к возбуждению изобар-аналоговых и других одночастичных состояний в ядре-остатке.

DOI: 10.31857/S0367676520040304

ВВЕДЕНИЕ

Зарядово-обменными называются такие процессы в атомных ядрах, в которых изменяется только заряд ядра, а полное число нуклонов сохраняется. Интересно отметить, что первый зарядово-обменный процесс – бета-распад – был обнаружен еще до того, как были сформированы близкие к современным представления о строении атома. Создание ускорителей заряженных частиц позволило перейти к более детальному изучению ядерных реакций различного типа, включая зарядово-обменные. Первые исследования зарядово-обменных реакций проводились на пучках ускоренных протонов. Казалось бы, зарядово-обменные (p , n) реакции должны были дать богатую информацию о механизме этой реакции и изучению изобар-аналоговых состояний ядер, однако измерение энергетических спектров нейтронов не такая простая задача. К настоящему времени зарядово-обменные реакции были исследованы во многих реакциях, в которых помимо идентификации изобар-аналоговых и других возбужденных состояний была получена ценная информация об изменении кулоновского энергии при перестройке нуклонов во взаимодействующих ядрах и ее изменение для деформированных ядер, о зарядовых радиусах ядер [1, 2].

При описании квазиупругих процессов обычно используются понятия оптики [3]. В этом случае рассеяние частицы на ядре, состоящем из многих нуклонов, трактуется как прохождение

падающей волны через среду, оптические свойства которой определяются потенциалом, параметры которого подбираются из условия соответствия расчётных и экспериментальных данных.

Оптико-модельный анализ упругого и квазиупругого рассеяния на ядрах показал, что протонные и нейтронные потенциалы различаются, и это различие связано с избытком в ядрах числа нейтронов над числом протонов. Изобар-спиновый потенциал имеет разный знак для протонов и нейтронов [4]. Это обстоятельство приводит к тому, что ядерная часть протонного оптического потенциала (ОП) глубже, чем нейтронного ОП. Однако изобар-спиновый потенциал дает разные поправки к ОП для легких и тяжелых ядер.

К зарядово-обменным реакциям относятся реакции (p , n), (n , p), (${}^3\text{He}$, t) и другие. Реакции квазиупругого рассеяния нейтронов и протонов на ядрах приводят к возбуждению изобар-аналоговых и других одночастичных состояний. Наибольший интерес для изучения зарядово-обменных процессов, вызывает реакция (${}^3\text{He}$, t). Эта реакция имеет определенное преимущество перед (p , n) реакцией. Во-первых, в экспериментах легче идентифицировать заряженные частицы t , чем нейтроны в (p , n) реакциях. Во-вторых, в реакцию (${}^3\text{He}$, t) меньший вклад дают многоступенчатые процессы, поэтому более достоверной является извлекаемая информация о свойствах возбужденных состояний, которая позволяет проводить проверку модельных представлений об изобар-

Таблица 1. Оценка энергии возбуждения в реакциях (${}^3\text{He}, t$) при двух значениях энергии ${}^3\text{He}$. Q_{gg} , Q_{opt} , Q_{eff} рассчитаны, как по методике, описанной в [14]

Реакция	Энергия, E_{cm} , МэВ	Q_{gg} , МэВ	Q_{opt} , МэВ	Q_{eff} , МэВ
${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}$	10	-1.086	-3.75	2.67
	20		-7.5	6.14
${}^{45}\text{Sc}({}^3\text{He}, t){}^{45}\text{Ti}$	10	-2.081	-4.76	2.681
	20		-9.524	7.443
${}^{194}\text{Pt}({}^3\text{He}, t){}^{194}\text{Au}$	10	-2.567	-4.93	2.37
	20		-9.85	7.3
${}^{197}\text{Au}({}^3\text{He}, t){}^{197}\text{Hg}$	10	-0.618	-4.94	4.32
	20		-9.88	9.255

спиновом потенциале и изовекторном нуклон-ядерном взаимодействии [4, 5].

Исследования зарядово-обменных процессов проводятся в настоящее время в основном, при возбуждении четно-четных ядер мишени, а также ядер с четной массой A в реакциях (${}^3\text{He}, t$), а также в реакциях на радиоактивных пучках ($t, {}^3\text{He}$), (${}^{10}\text{Be}, {}^{10}\text{B}$) и в инверсных реакциях (${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$). Зарядово-обменные реакции на пучках тяжелых ионов проявляются и при более высоких энергиях бомбардирующих частиц. Так в реакциях на пучках тяжелых ионов ${}^{18}\text{O}$ с ${}^9\text{Be}$ и ${}^{181}\text{Ta}$ были зафиксированы зарядово-обменные каналы (${}^{18}\text{O}, {}^{18}\text{F}$), (${}^{18}\text{O}, {}^{18}\text{N}$), а также (${}^{18}\text{O}, {}^{18}\text{C}$) при энергии ${}^{18}\text{O}$ от 10 до 35 МэВ/нуклон [6, 7].

Последнее время зарядово-обменные реакции исследуются при более высоких энергиях ускоренных частиц (≥ 150 МэВ/нуклон) и нацелены на изучение влияния структуры силовой функции зарядово-обменных процессов (ядерные реакции и бета распад) на возбуждение ядер и на интенсивности переходов при снятии возбуждения ядер [8–10].

Суммируя эти краткую информацию можно констатировать, что изучение зарядово-обменных реакций помогает пролить свет на:

- спин-изоспиновую зависимость свойств ядер при низких (структура ядра) и высоких энергиях возбуждения (гигантские резонансы);
- приложения в астрофизике (электронный захват, β -распад, нейтринные взаимодействия) и нейтринной физике;
- оценку изовекторной части эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия, включая тензорные вклады;
- (безнейтринный) двойной β -распад.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Остановимся подробнее на зарядово-обменных реакциях (${}^3\text{He}, t$) при низких энергиях уско-

ренных ионов ${}^3\text{He}$. Как уже говорилось, в основном, в этих реакциях изучалось возбуждение ядер с четной массой, как, например, ${}^{14}\text{N}({}^3\text{He}, t){}^{14}\text{O}$ [1], ${}^{32}\text{S}({}^3\text{He}, t){}^{32}\text{Cl}$ [11], ${}^{90}\text{Zr}({}^3\text{He}, t){}^{90}\text{Nb}$ [5] и др., где наблюдалась богатая информация о возбужденных состояниях остаточного ядра при энергии пучка ${}^3\text{He}$ в области 10–50 МэВ.

В одной из первых реакций по исследованию возбужденных состояний в ядрах с нечетной массой была реакция ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}$ [12]. Эксперименты были проведены при энергии пучка ${}^3\text{He}$ 10 МэВ. В этой реакции была получена скудная информация о возбужденных состояниях ядра ${}^9\text{B}$ в отличие от возбуждения ядра ${}^{10}\text{B}$, полученного в реакции ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, d){}^{10}\text{B}$. В этой же реакции ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}$ при энергии ${}^3\text{He}$ 30 МэВ мы также наблюдали практически только одно возбужденное состояние [13]. Но это и не удивительно, при такой энергии пучка ${}^3\text{He}$ эффективная энергия возбуждения ядра ${}^9\text{B}$ может достигать значения около 9 МэВ (см. табл. 1), а в этой области энергии возбуждения ${}^9\text{B}$ имеет всего два возбужденных состояния. Для сравнения в табл. 1 приведены оценки энергии возбуждения в каналах реакций на пучках ${}^3\text{He}$. В работе [15] были измерены энергетические спектры в ${}^9\text{B}$ в этой же реакции под углом 0° при энергии пучка ${}^3\text{He}$ 140 МэВ/нуклон. В области энергий возбуждения ядра ${}^9\text{B}$ до 10 МэВ и в этой работе получено интенсивное заселение основного состояния ядра и уровня с энергией 2.3 МэВ.

На пучке ускоренных ионов ${}^3\text{He}$ циклотрона У-120М Института ядерной физики в Ржеже (Чехия) нами были изучены реакции передачи на ядрах ${}^{45}\text{Sc}$ [16], ${}^{194}\text{Pt}$ и ${}^{197}\text{Au}$ [17]. Как показал анализ экспериментальных данных во всех этих реакциях проявляется канал реакций зарядового обмена (${}^3\text{He}, t$). Интегральные сечения таких реакций достигают значений сотни мб при энергии пучка бомбардирующих частиц вблизи кулоновского барьера реакций.

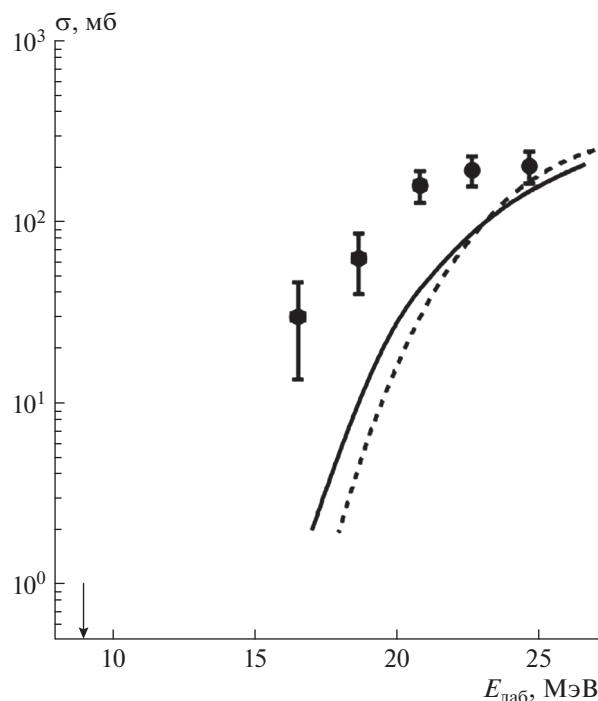


Рис. 1. Функция возбуждения реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, t)^{45}\text{Ti}$, стрелка — кулоновский барьер реакции. Точки — экспериментальные значения сечения реакции; кривые — расчеты по программам: ALICE-MP (сплошная линия) и RASE-4 (пунктирная линия) [15].

На рис. 1 представлена функция возбуждения реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, t)^{45}\text{Ti}$. Расчеты сечений реакции с образованием составного ядра с последующим

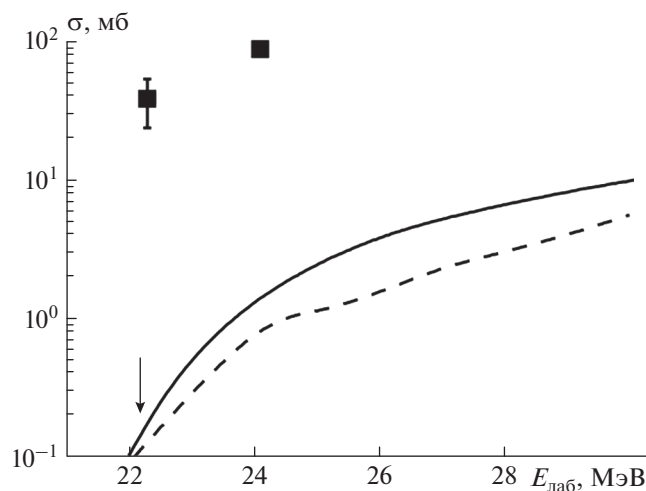


Рис. 2. Функция возбуждения реакции $^{194}\text{Pt}(^3\text{He}, t)^{194}\text{Au}$, стрелка — кулоновский барьер реакции. Точки — экспериментальные значения сечения реакции; кривые — расчеты по программам: RASE-4 (сплошная линия) и NRV (пунктирная линия) [16].

испарением трития в зависимости от энергии ^3He показаны на рис. 1. Они не могут объяснить полученную функцию возбуждения при малой энергии ^3He [16, 18]. Расчеты сечений реакции срыва нейтрона с ядра ^3He с подхватом его ядром ^{45}Sc и последующим испусканием протона из ядра ^{46}Sc , а также с включением реакции полного слияния ядер ^{45}Sc и ^3He также не могут достоверно воспроизвести наблюдаемую функцию возбуждения [18].

Еще более разительная картина наблюдается на тяжелых ядрах. На рис. 2 представлены данные для реакции $^{194}\text{Pt}(^3\text{He}, t)^{194}\text{Au}$. Кривыми также показаны расчетные значения сечения образования ^{194}Au в реакции слияния ^{194}Pt с ^3He с последующим испарением трития [17].

На рис. 3 представлена функция возбуждения $^{197}\text{Au}(^3\text{He}, t)^{197}\text{Hg}$, где приведены сечения образования ядра ^{197}Hg в основном и изомерном состояниях. Малое значение изомерного отношения (ИО) и его зависимость от энергии показывают, что эта реакция с образованием изомерных состояний и малым отношением ИО относится к классу периферических реакций с передачей энергии в неупругих процессах [17].

Реакция $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, t)^{45}\text{Ti}$ была исследована при энергии ^3He 140 МэВ/нуклон [9]. В работе представлена схема заселения различных состояний в ядре ^{45}Ti в зависимости от энергии возбуждения, измеренная под углом 0° . В работе четко зафиксировано заселение изобар-аналоговых состояний и ряда одночастичных состояний до энергии возбуждения 7.3 МэВ.

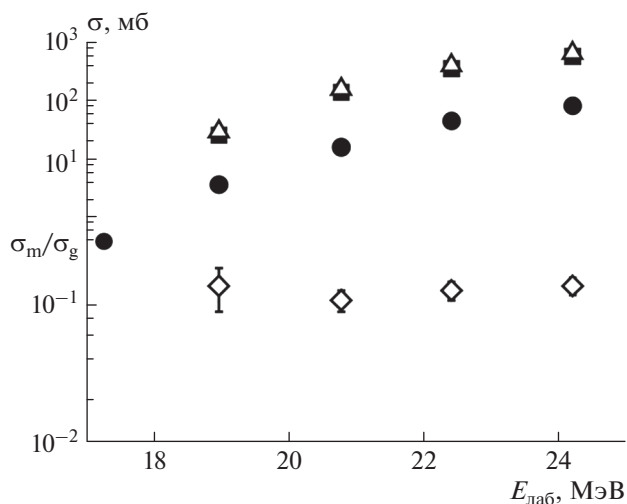


Рис. 3. Функции возбуждения реакции $^{197}\text{Au}(^3\text{He}, t)^{197}\text{Hg}$ с образованием ядер $^{197m, g}\text{Hg}$: (■ — $^{197g}\text{Hg}(1/2-)$, ● — $^{197m}\text{Hg}(13/2+)$ и Δ — $^{197(m+g)}\text{Hg}$); изомерные отношения (\diamond — σ_m/σ_g) для ^{197}Hg .

ОБСУЖДЕНИЕ

Зарядово-обменные реакции получили теоретическое описание в рамках модели Лейна [3, 4]. Оптико-модельный анализ упругого рассеяния на ядрах показал, что протонный и нейтронный оптические потенциалы (ОП) различаются, и это различие связано с избытком в ядрах числа нейтронов над числом протонов. Таким образом, протонный (p) и нейтронный (n) ОП могут быть записаны в виде:

$$V_{0p}(r) = V_0(r) - V_1(r) \frac{1}{4}(N - Z)/A, \quad (1)$$

$$V_{0n}(r) = V_0(r) + V_1(r) \frac{1}{4}(N - Z)/A. \quad (2)$$

Составляющая ОП $\pm V_1(\vec{r})(N - Z)/4A$ называется изобар-спиновым потенциалом, он имеет разный знак для протонов и нейтронов.

Кроме того, величины $V_1(r)$ и $V_0(r)$ тоже разного знака. Это обстоятельство приводит к тому, что ядерная часть протонного ОП глубже, чем нейтронного ОП. Из данного анализа в рамках оптической модели следует, что $V_0(r) \sim 50$ МэВ, в то время как $V_1(r) \sim 100$ МэВ. Однако, вследствие малости фактора $(N - Z)/4A$ изобар-спиновый потенциал дает небольшие поправки к ОП для легких и средних ядер, лишь для тяжелых ядер (например, ^{208}Pb) эти поправки достигают 10%.

Сечения заселения изобар-аналоговых одночастичных состояний должны определяться изобар-спиновым потенциалом и зависеть от нейтронного избытка $(N - Z)/4A$.

В других подходах [2, 4] связь протонного и нейтронного канала осуществляется взаимодействием (только для ядер с $N \geq Z$):

$$\Delta V_{pn}(r) = \frac{\sqrt{N - Z}}{2A} V_1(r). \quad (3)$$

Поэтому сечения заселения изобар-аналоговых состояний должны определяться изобар-спиновым потенциалом и зависеть от нейтронного избытка, как $(N - Z)/4A$ или $\frac{\sqrt{N - Z}}{2A}$. В экспериментах [2] наблюдаемые сечения заселения изобар-аналоговых состояний в четно-четных ядрах во многих случаях проявляли зависимость от параметра $\frac{\sqrt{N - Z}}{2A}$.

С другой стороны взаимодействие $\Delta V_{pn}(r)$ невелико и поэтому для описания угловых зависимостей зарядово-обменных реакций можно использовать метод искаженных волн [5, 19].

Зависимости заселения изобар-аналоговых состояний в реакции $(^3\text{He}, t)$ для различных ядер с четным массовым числом A при энергии ядер ^3He

24.6 МэВ были исследованы Бечетти и др. [2]. Экспериментальные исследования показали, что вероятности заселения изобар-аналоговых состояний с $\Delta I = 0$ могут быть простой функцией избытка нейтронов. Если избыток нейтронов для изотопов находится в одной и той же оболочке, то ожидается зависимость заселения изобар-аналоговых состояний (для переходов $0^+ \rightarrow 0^+$) от $(N - Z)/A^2$.

В энергетических спектрах, полученных в реакциях $^{56}\text{Fe}(^3\text{He}, t)^{56}\text{Co}$, $^{58}\text{Fe}(^3\text{He}, t)^{58}\text{Co}$ и $^{64}\text{Ni}(^3\text{He}, t)^{64}\text{Cu}$ ядер ^{56}Co , ^{58}Co и ^{64}Cu , наблюдалось несколько пиков в области энергии возбуждения, ожидаемых для основных аналоговых состояний. Кроме того, в работе [2] показано, что поперечные сечения для заселения этих состояний в ядрах ^{56}Co , ^{58}Co или ^{64}Cu меньше, чем ожидается из систематики $(N - Z)/A^2$, характерной при переходе $0^+ \rightarrow 0^+$.

Сечения заселения уровней для нечетных ядер вообще не соответствуют этой зависимости, для этих ядер разрешены другие переходы с $\Delta I \neq 0$.

Реакции $(^3\text{He}, t)$, являются интересными для изучения частично-дырочных состояний в широкой области масс ядер. Так для ядер вблизи оболочек с $N = 50$ и $Z = 40$, в частности, в реакции $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, t)^{90}\text{Nb}$ наблюдались частично-дырочные

состояния со спинами ($J^\pi = 2^+, 7^+$) при низкой энергии возбуждения 1.5–2 МэВ [5]. В этих же ядрах возбуждались и высоко лежащие состояния, имеющие частично-дырочную структуру, со значениями спинов, близкими к значениям для низколежащих состояний. Основная масса экспериментальных данных для реакций зарядового обмена была получена и проанализирована на ядрах-мишенях с четным массовым числом A . Это связано с тем, что в интерпретацию данных на нечетных ядрах должно быть включено также взаимодействие, отвечающее за сильный нечетно-четный эффект.

В работе [20] обсуждалось влияние распределения плотности нуклонов на реакции зарядового обмена. Было показано, что в реакциях зарядового обмена должна возникать разница в сечениях, когда во взаимодействующих ядрах имеет место различное поверхностное распределение нуклонной плотности (разность полной нейтронной и протонной плотностей) и превышение только нейтронной плотности). Поэтому интересны реакции однократной и двойной перезарядки со снарядами, имеющими структуру с гало. Такие эксперименты могут служить полезным инструментом для изучения содержания нейтронов и протонов, виртуально находящихся на поверхности ядра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следует отметить, что энергетические спектры трития мало измерялись в реакциях (${}^3\text{He}, t$) на ядрах с нечетным A при малой энергии ${}^3\text{He}$. На циклотроне в ИЯФ (Чехия, Ржеж) как продолжение работ по зарядово-обменным реакциям запланировано в ближайшее время провести прямые измерения одного из продуктов реакций зарядового обмена: ${}^{45}\text{Sc}({}^3\text{He}, t){}^{45}\text{Ti}$, ${}^{194}\text{Pt}({}^3\text{He}, t){}^{194}\text{Au}$ и ${}^{197}\text{Au}({}^3\text{He}, t){}^{197}\text{Hg}$ – трития-, изучить его энергетические и угловые спектры. При анализе энергетических спектров t будут определены, возбужденные состояния, которые заселяются в этих обменных реакциях в ядрах-остатках. Основываясь на имеющихся экспериментальных данных и вновь полученных в новых экспериментах, мы планируем провести анализ и сравнение сечений образования ядер ${}^{45}\text{Ti}$, ${}^{194}\text{Au}$ и ${}^{197}\text{Hg}$ и вероятностей заселения в них отдельных возбужденных состояний при низких и промежуточных энергиях пучка ${}^3\text{He}$. Интересно также провести анализ сечений этих реакций с образованием ядер ${}^{45}\text{Ti}$, ${}^{194}\text{Au}$ и ${}^{197}\text{Hg}$ и заселения в них изобар-аналоговых и других состояний в зависимости от $(N - Z)/4A$ и $\frac{N - Z}{A^2}$.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 17-12-01170) и гранта Полномочного представителя Чехии в ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ball G.C., Cerny J. // Preprint UCRL-17038. University of California. 1966.
2. Becchetti F.D., Dehnhard D., Dzubay T.G. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 168. P. 151.
3. Lane A.M. // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. P. 171.
4. Князьков О.М. // ЭЧАЯ. 1986. Т. 17. С. 318; Князьков О.М. // Sov. J. Part. Nucl. 1986. V. 17. № 2. P. 137.
5. Fields C.A., Ristinen R.A., Samuelson L.E. et al. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 385. P. 449.
6. Artukh A.G., Gridnev G.F., Gruszecki M. et al. // Nucl. Phys. A. 2002. V. 701. P. 96.
7. Lukyanov S.M., Zernyshkin V.A., Isssatayev T. et al. // LXIX Int. Conf. "NUCLEUS-2019". Book of abstr. (Dubna, 2019). P. 77.
8. Fujita Y., Rubio B. // AIP Conf. Proc. 2007. V. 915. P. 807.
9. Susoy G., Fujita H., Fujita Y., Adachi T., Algora A. et al. // AIP Conf. Proc. 2011. V. 435. P. 1377.
10. Наумов Ю.В., Быков А.А., Изосимов И.Н. // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. № 2. С. 420; Naumov Yu.V., Bykov A.A., Izosimov I.N. // Sov. J. Part. Nucl. 1983. V. 14. № 2. P. 175.
11. Jeanperrin C., Rosier L.H., Ramstein B. et al. // Nucl. Phys. A. 1989. V. 503. P. 77.
12. Crosby M.A., Legg J.C. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 95. P. 639.
13. Jansetov D.M., Lukyanov S.M., Mendibayev K. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2018. V. 77. Art. № 185089.
14. Скобелев Н.К. // ЯФ. 2016. Т. 79. № 4. С. 347; Skobelev N.K. // Phys. At. Nucl. 2016. V. 79. P. 534.
15. Scholl C., Fujita Y., Adachi T. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. Art. № 014308.
16. Скобелев Н.К., Кулько А.А., Пенионжкевич Ю.Э. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 7. С. 878; Skobelev N.K., Kulko A.A., Penionzhkevich Yu. E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. P. 795.
17. Скобелев Н.К., Пенионжкевич Ю.Э., Воскобойник Е.И. // Письма в ЭЧАЯ. 2014. Т. 11. № 2. С. 198; Skobelev N.K., Penionzhkevich Yu.E., Voskoboinik E.I. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2014. V. 11. P. 114.
18. Самарин В.В., Пенионжкевич Ю.Э., Науменко М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 723; Samarin V.V., Penionzhkevich Yu.E., Naumenko M.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. P. 637.
19. Madsen V.A., Brown V.R., Becchetti F.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 26. P. 454.
20. Loc B.M., Auerbach N., Khoa D.T. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. № 014311.