

УДК 539.172

## ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ РЕАКЦИИ НА ПУЧКАХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

© 2020 г. Н. К. Скобелев<sup>1, \*</sup>, Ю. Э. Пенионжкевич<sup>1</sup>, В. Бурьян<sup>2</sup>, Я. Мразек<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Институт 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 ( $\geq 150$  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,  $\beta$ -распад, нейтринные взаимодействия) и нейтринной физике;
- оценку изовекторной части эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия, включая тензорные вклады;
- (безнейтринный) двойной  $\beta$ -распад.

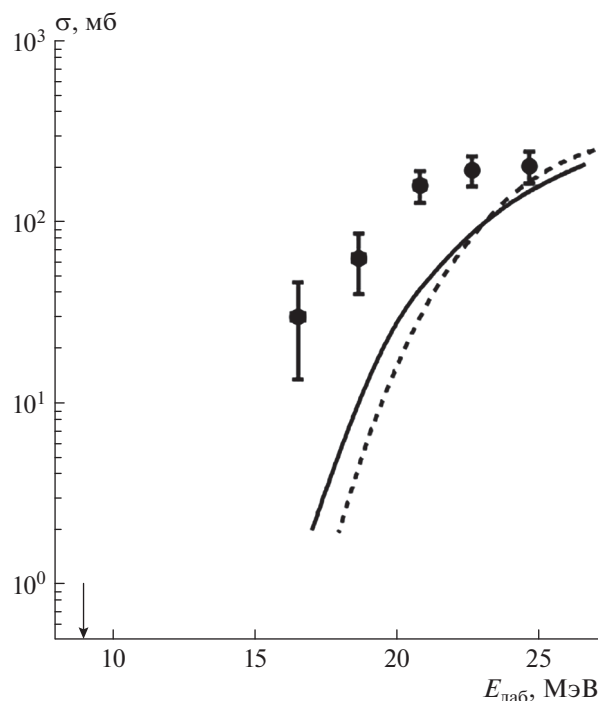
### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

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.

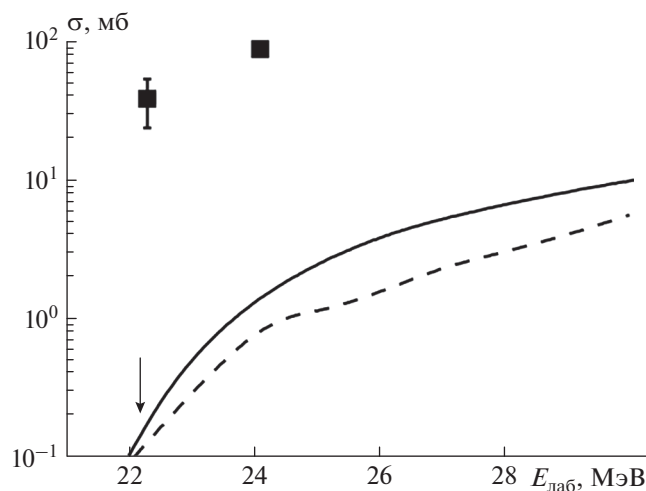
В одной из первых реакций по исследованию возбужденных состояний в ядрах с нечетной массой была реакция  ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}$  [12]. Эксперименты были проведены при энергии пучка  ${}^3\text{He}$  10 МэВ. В этой реакции была получена скудная информация о возбужденных состояниях 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  $0^\circ$  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



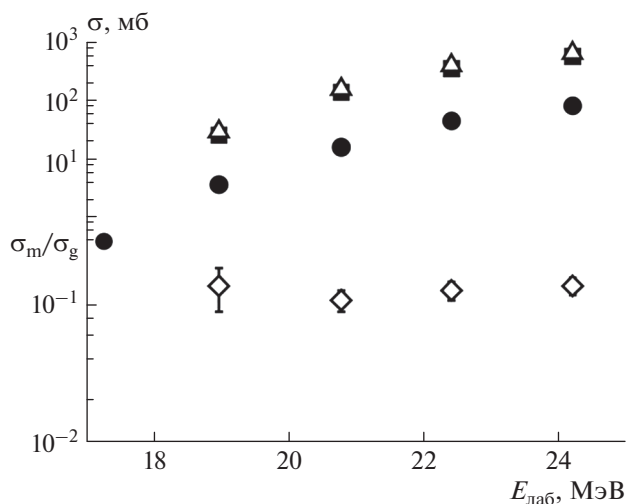
**Рис. 2.** Функция возбуждения реакции  $^{194}\text{Pt}(^3\text{He}, t)^{194}\text{Au}$ , стрелка — кулоновский барьер реакции. Точки — экспериментальные значения сечения реакции; кривые — расчеты по программам: RASE-4 (сплошная линия) и NRV (пунктирная линия) [16].

испарением трития в зависимости от энергии  $^3\text{He}$  показаны на рис. 1. Они не могут объяснить полученную функцию возбуждения при малой энергии  $^3\text{He}$  [16, 18]. Расчеты сечений реакции срыва нейтрона с ядра  $^3\text{He}$  с подхватом его ядром  $^{45}\text{Sc}$  и последующим испусканием протона из ядра  $^{46}\text{Sc}$ , а также с включением реакции полного слияния ядер  $^{45}\text{Sc}$  и  $^3\text{He}$  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  $^{194}\text{Au}$  в реакции слияния  $^{194}\text{Pt}$  с  $^3\text{He}$  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  $^{197}\text{Hg}$  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  $^3\text{He}$  140 МэВ/нуклон [9]. В работе представлена схема заселения различных состояний в ядре  $^{45}\text{Ti}$  в зависимости от энергии возбуждения, измеренная под углом  $0^\circ$ . 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  $\Delta$  —  $^{197(m+g)}\text{Hg}$ ); изомерные отношения ( $\diamond$  —  $\sigma_m/\sigma_g$ ) для  $^{197}\text{Hg}$ .

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,  $^{208}\text{Pb}$ ) 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  $^3\text{He}$

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  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Co}$  и  $^{64}\text{Cu}$ , 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  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Co}$  или  $^{64}\text{Cu}$  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.