

## Поиск резонансов в системах трех и четырех нейтронов в реакциях ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C})$ и ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})$ на ядрах ${}^7\text{Li}$

Д. В. Александров, Е. Ю. Никольский, Б. Г. Новацкий, С. Б. Сакута<sup>1)</sup>, Д. Н. Степанов

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 декабря 2004 г.

При энергии  ${}^7\text{Li}$  82 МэВ под углом  $2^\circ$  измерены спектры ядер  ${}^{11}\text{C}$  и  ${}^{10}\text{C}$  из реакций  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C})3n$  и  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})4n$  вплоть до энергий возбуждения 20–30 МэВ искомым мультинейтронам. Эксперимент выполнен на магнитном сепараторе, что позволило, убрав рассеянные частицы, резко поднять интенсивность пучка и провести измерения под малыми углами. Энергетические спектры хорошо описываются четырех- и пятичастичным фазовыми объемами. Указаний на существование не только ядерностабильных, но и резонансных ( $\Gamma < 3$  МэВ) состояний мультинейтронов не найдено. Получены верхние границы сечений образования ядерностабильных  ${}^3n$  (1.4 нб/ср) и  ${}^4n$  (0.1 нб/ср) в системе центра масс.

PACS: 25.70.Hi, 27.10.+h

**1. Введение.** Многочисленными экспериментальными и теоретическими исследованиями, проведенными в последние десятилетия, установлено, что не существует не только связанных, но и квазистационарных состояний динейтрона и тринейтрона (см. обзоры [1–3] и ссылки в них) со временем жизни, превышающим  $10^{-22}$  с. В настоящее время вопрос следует ставить только о резонансных состояниях в системе трех нейтронов. И здесь ситуация остается противоречивой. Так, в реакции  ${}^3\text{He}(\pi^-, \pi^+)3n$  и  ${}^4\text{He}(\pi^-, p)3n$  при энергии  $E_{\pi^-} = 140$  МэВ [4, 5] был обнаружен значительный рост сечений вблизи  $3n$  порога, который первоначально интерпретировался как взаимодействие трех нуклонов в конечном состоянии. Однако более поздний анализ показал, что наблюдаемое превышение сечений над распределением фазового пространства может с равным успехом объясняться взаимодействием двух нейтронов [6]. При исследовании реакций  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C})3n$  и  ${}^3\text{H}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})3n$  [7, 8] не обнаружено отклонений от распределения фазового пространства. Таким образом, вопрос о существовании резонансов в системе трех нейтронов все еще остается открытым.

Легчайшим нейтронным ядром, которое все же имеет шансы оказаться ядерностабильным, является  ${}^4n$ . Открытие такого ядра имело бы далеко идущие последствия для проблемы существования более тяжелых нейтронных ядер. Верхний предел энергии связи  ${}^4n$  составляет 3.1 МэВ и обусловлен ядерной стабильностью ядра  ${}^8\text{He}$ . Этот предел снижается до 1 МэВ с учетом известного экспериментального факта о преобладании процесса развала ядра  ${}^8\text{He}$  с выле-

том  ${}^6\text{He}$  над процессом с вылетом  $\alpha$ -частицы [9, 10]. Так как единственным каналом распада тетранейтрона ( ${}^4n$ ) является развал на четыре нейтрона, то  ${}^4n$  может существовать при сколь угодно малой энергии связи. Фактором, понижающим вероятность его распада, является малость фазового объема конечного состояния четырех частиц [1].

Хотя теоретические оценки указывают на отсутствие связанного тетранейтрона, полностью исключить такую возможность нельзя [1–3, 11, 12]. До сих пор имелась лишь одна экспериментальная работа, в которой сообщалось о существовании ядерностабильного тетранейтрона [13]. Все остальные дали отрицательный результат, начиная с работ [14, 15] и кончая недавними публикациями [16, 17], хотя исследования проводились разнообразными методиками с использованием пучков  $\pi^-$ -мезонов и тяжелых заряженных частиц, а также с применением активационной методики для поиска тетранейтрона в продуктах деления. Резонансы с  $T = 2$  в системе четырех нуклонов также не обнаружены.

Более чем сорокалетняя история исследований, казалось бы, свидетельствует о том, что ядерностабильного и квазистационарных состояний тетранейтрона не существует. Однако недавно появилась работа, в которой сообщалось о наблюдении 6 событий, связанных с образованием мультинейтронного кластера  ${}^4n$  в реакции фрагментации ядер вторичного радиоактивного пучка  ${}^{14}\text{Be}$  с энергией 35 МэВ/нуклон при их взаимодействии с углеродом [18]. Вслед за этой работой были опубликованы данные, полученные в эксперименте с пучком  ${}^8\text{He}$ , о наблюдении 12 событий, отвечающих связанному кластеру  ${}^4n$  в канале  $\alpha + {}^4n$  [19]. И, наконец, был проведен поиск ста-

<sup>1)</sup>e-mail: sakuta@dni.polyn.kiae.su

бильных и квазистационарных состояний тетранейтрона в реакции  $d(^8\text{He}, ^6\text{Li})4n$  [20]. Предварительный результат показывает, что спектр ядер  $^6\text{Li}$ , несмотря на низкую статистику, в области порога развала на  $4n$  заметно отличается от распределения пятичастичного фазового пространства и свидетельствует о наблюдении резонансноподобной структуры в спектре возбуждения  $^4n$  с энергией 2.5 МэВ.

Эти результаты вновь вызвали интерес к проблеме стабильности легких нейтронных систем.

Целью настоящей работы является исследование реакций  $^7\text{Li}(^7\text{Li}, ^{11}\text{C})3n$ ,  $^7\text{Li}(^7\text{Li}, ^{10}\text{C})4n$  под малыми углами с использованием новой методики на основе магнитного сепаратора. Существенное увеличение интенсивности пучка без увеличения загрузки электронной аппаратуры позволяет значительно повысить статистическую точность измеренных спектров и уменьшить фон случайных совпадений в широком диапазоне энергий, включая область, соответствующую ядерностабильным мультинейтронам.

Ранее эти же реакции исследовались нами под углом  $10^\circ$  при энергии  $^7\text{Li}$  82 МэВ в рамках стандартного  $\Delta E-E$ ,  $E-t$  анализа [8, 16]. Измеренные спектры ядер  $^{11}\text{C}$  и  $^{10}\text{C}$  хорошо описывались распределениями четырех- и пятичастичного фазового пространства, соответственно. Никаких особенностей, свидетельствующих о наличии связанного состояния и резонансов в указанных мультинейтронных системах, обнаружено не было.

**2. Экспериментальная методика.** Измерения выполнены на пучке трехзарядных ионов  $^7\text{Li}$ , ускоренных до энергии 82 МэВ на изохронном циклотроне РИЦ “Курчатовский институт”. Его интенсивность была около 0.3 мкА. Мишень изготовлялась распылением в вакууме металлического лития, обогащенного по изотопу  $^7\text{Li}$  до 99.9%, на тонкую ( $< 0.2$  мкм) органическую пленку. Толщина мишени составляла  $0.48$  мг/см<sup>2</sup> и определялась по потерям энергии  $\alpha$ -частиц от  $\alpha$ -источника  $^{228}\text{Th}$ . Перенос готовых мишеней в камеру рассеяния осуществлялся в специальном контейнере с вакуумным шлюзом, что сводило к минимуму окисление мишени.

Измерение спектров реакций  $^7\text{Li}(^7\text{Li}, ^{11}\text{C})3n$ ,  $^7\text{Li}(^7\text{Li}, ^{10}\text{C})4n$  проводилось с помощью магнитного сепаратора (МАСЕ) [21] с максимальной входной апертурой  $\pm 1^\circ$ . Основой установки является магнитооптическая система из двух дипольных и пяти квадрупольных магнитов, образующих двойной симметричный ахромат. Первая половина ахромата анализирует заряженные частицы, вылетающие из мишени, расположенной в центре блока мишени МАСЕ. Вторая половина является собирающей.

Сепарированные частицы фокусируются в конце установки на детектор в пятно размером  $\leq 15$  мм. В измерениях применялся телескоп кремниевых детекторов, состоящий из тонкого (30 мкм) и толстого (0.5 мм) счетчиков для измерения удельной ионизации ( $\Delta E$ ) и полной энергии ( $E$ ), который формировал двухмерный спектр  $\Delta E-E$ . Счетчик  $E$  был включен в схему двухмерного анализа  $E-t$  с пролетной базой 4 м. Привязка осуществлялась к ВЧ циклотрона. Временное разрешение составляло  $\sim 2$  нс. Ядра  $^{10}\text{C}$  и  $^{11}\text{C}$  из реакций  $^7\text{Li}(^7\text{Li}, ^{11}\text{C})3n$ ,  $^7\text{Li}(^7\text{Li}, ^{10}\text{C})4n$  отбирались по совпадению соответствующих областей в двухмерных спектрах  $\Delta E-E$  и  $E-t$ . Общее энергетическое разрешение составляло 400 кэВ. Поскольку МАСЕ с эффективностью 100% может пропускать частицы в интервале 10–15% от средней энергии детектируемой частицы при данной магнитной жесткости сепаратора, то полный энергетический спектр получался “сшивкой” парциальных спектров, полученных при различных режимах настройки МАСЕ по перекрывающимся участкам на компьютере. При определенной настройке каждый сорт частиц имеет свой энергетический диапазон, и это дает возможность достичь надежного разделения изотопов Ве, В, С. Достоинство этой методики состоит и в том, что МАСЕ сепарирует интересующие нас ядра от рассеянных частиц, что позволяет существенно поднять интенсивность пучка без увеличения загрузки электронной аппаратуры, и, следовательно, резко снизить фон случайных наложений.

**3. Результаты измерений и обсуждение.** Спектры ядер  $^{11}\text{C}$  и  $^{10}\text{C}$ , вылетающих под углом  $2^\circ$  в лабораторной системе, показаны на рис.1 и 2. В верхней части рисунков приведена шкала энергий возбуждения в системах трех и четырех нейтронов, начиная от нулевой энергии связи. Измеренные спектры похожи друг на друга. В обоих случаях наблюдается непрерывный рост сечений вплоть до энергии возбуждения 20–30 МэВ. Для калибровки использовались реакции  $(^7\text{Li}, ^{11}\text{C})$  и  $(^7\text{Li}, ^{10}\text{C})$  на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , спектры которых были получены под тем же углом. Измерения, проведенные ранее [8, 16], показали, что сечения образования  $^8\text{Li}$  и  $^{12}\text{B}$  в основных состояниях под углом  $10^\circ$  составляют, соответственно, 150 и 100 нб/ср в системе центра масс. В случае вылета  $^{10}\text{C}$  с образованием остаточных ядер  $^9\text{Li}$  и  $^{13}\text{B}$  сечения равны 20 и 230 нб/ср. Положения основных состояний указанных ядер на рисунках отмечены стрелками. Отсутствие каких-либо пиков в этих местах указывает на то, что возможные примеси углерода и кислорода в мишени незначительны и не искажают спектров ядер  $^{11}\text{C}$  и  $^{10}\text{C}$ , вылетающих в результате

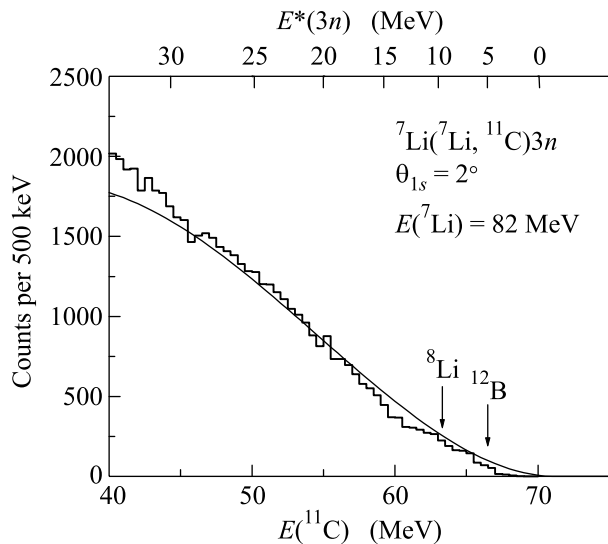


Рис.1. Энергетический спектр ядер  $^{11}\text{C}$  из реакции  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C})3n$ , полученный на магнитном сепараторе MACE под углом  $2^\circ$ . Стрелки на рисунке указывают положения основных состояний ядер  ${}^8\text{Li}$  и  ${}^{12}\text{B}$ , образующихся в реакциях  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C}){}^8\text{Li}$  и  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C}){}^{12}\text{B}$ . Сплошная кривая – расчет для четырехчастичного фазового объема

взаимодействия  ${}^7\text{Li} + {}^7\text{Li}$ . Так как энергии ядер, образующихся на наиболее вероятных примесях в мишени, по крайней мере, на 3 МэВ меньше энергий  ${}^{11}\text{C}$  и  ${}^{10}\text{C}$ , соответствующих нулевым энергиям связи  ${}^3n$  и  ${}^4n$ , то счет в области  $E_x \sim 0$  может быть вызван только фоном случайных совпадений. В настоящих измерениях, благодаря магнитному сепаратору, этот фон практически отсутствовал.

Энергетический спектр ядер  ${}^{11}\text{C}$  из реакции  $({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C})$  вплоть до энергий возбуждения 30 МэВ хорошо воспроизводится расчетом для четырехчастичного фазового объема  ${}^{11}\text{C} + 3n$  (рис.1). Фоновые события в области нулевой энергии связи  ${}^3n$  определяют верхнюю границу сечения образования ядерностабильного тринейтрона в 1.4 нб/ср в системе центра масс. Это существенно меньше оценки 70 нб/ср (система центра масс), полученной в работе [22], в которой та же реакция была исследована под углом  $\theta_{ls} = 7.4^\circ$  при энергии пучка 79.6 МэВ, близкой к энергии пучка в настоящем эксперименте.

Таким образом, в спектре ядер  ${}^{11}\text{C}$  из реакции  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C})3n$  под углом  $2^\circ$  не обнаружено не только квазистационарных, но и резонансных состояний с ширинами  $\Gamma \leq 3$  МэВ в системе трех нуклонов вплоть до энергии возбуждения 30 МэВ.

Спектр ядер  ${}^{10}\text{C}$  из реакции  $({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})$  хорошо описывается пятичастичным фазовым объемом  ${}^{10}\text{C} + 4n$

в предположении невзаимодействующих нейтронов (сплошная кривая на рис.2). Заметим, что интег-

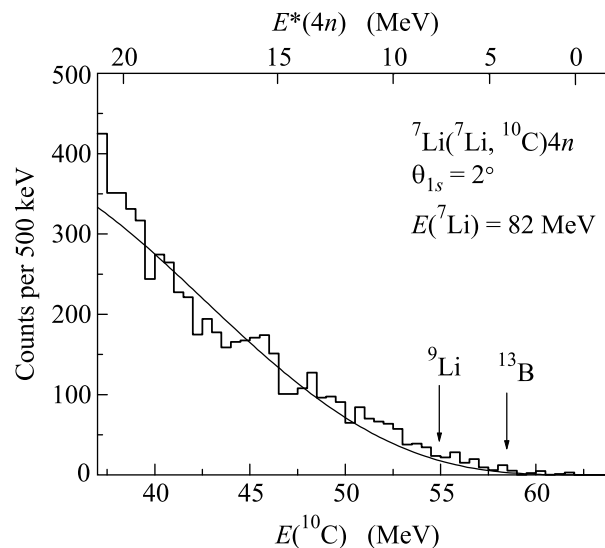


Рис.2. То же, что и рис.1, но для реакции  $({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})$

ральный выход ядер  ${}^{10}\text{C}$  превысил на порядок число событий, полученных в измерениях под углом  $10^\circ$  [16]. События, зарегистрированные в области нулевой энергии связи тетранейтрона, соответствуют верхнему пределу сечения образования связанного или квазистационарного состояний тетранейтрона, равному 0.1 нб/ср в системе центра масс, что на данный момент является рекордным для исследуемой реакции. Ранее эта реакция изучалась с помощью стандартных  $\Delta E-E$  и  $E-t$  методик в работах [16, 22], где были получены оценки 2 нб/ср и 30 нб/ср, соответственно.

В связи с сообщениями об обнаружении ядерностабильного тетранейтрона в реакциях фрагментации радиоактивных пучков  ${}^{14}\text{Be}$  и  ${}^8\text{He}$  [18, 19] мы провели оценочные расчеты сечения образования четырехнейтронного кластера методом искаженных волн в реакции  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})4n$ , предполагая механизм подхвата трех протонов ядром  ${}^7\text{Li}$  ( $\Delta L = 0$ ). Волновые функции связанных состояний трехпротонного кластера в ядрах  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^{10}\text{C}$  вычислялись с потенциалом Вудса-Саксона, имеющим радиусы  $R = 2.1$  Фм и 2.3 Фм, соответственно, и диффузность 0.65 Фм. Расчет искажений во входном и выходном каналах проводился с оптическими потенциалами, найденными из анализа упругого рассеяния в системах  ${}^7\text{Li} + {}^6\text{Li}$  [23] и  ${}^{12}\text{C} + \alpha$  [24]. Спектроскопические факторы для  ${}^7\text{Li}(3p + 4n)$  и  ${}^{10}\text{C}({}^7\text{Li} + 4n)$  полагались равными единице. Результаты расчета, выполненного по программе DWUCK5, приведены на рис.3. Как видно из ри-

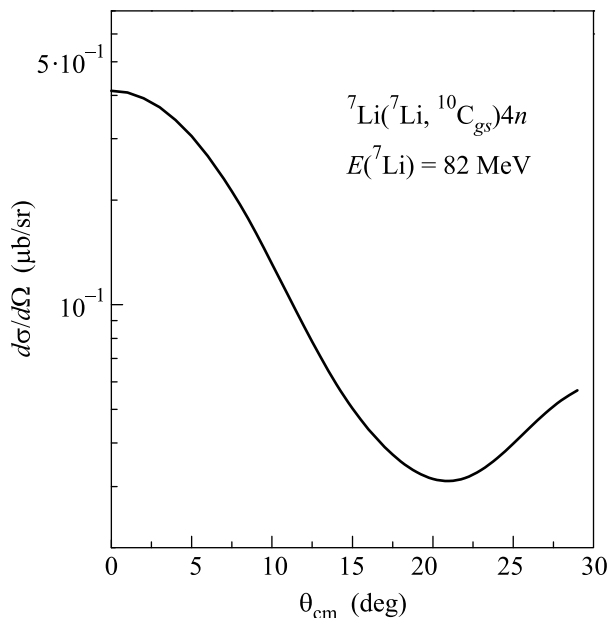


Рис.3. Угловое распределение для реакции  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C}_{gs})4n$ , рассчитанное методом искаженных волн

сунка, под малыми углами сечение образования тетранейтрона может составлять 400 нб/ср. Малая величина объясняется сильной эндотермичностью реакции ( $Q = -18.17$  МэВ), а также большим значением переданного импульса ( $0.85$  Фм $^{-1}$  под  $0^\circ$ ), что ведет к кинематическому подавлению переходов с переданным орбитальным моментом  $\Delta L = 0$ . Полученную нами величину следует рассматривать лишь как верхнюю границу. Во-первых, спектроскопические факторы, входящие в выражение для сечения, должны быть заведомо меньше единицы. Во-вторых, ядерностабильный тетранейтрон должен иметь малую энергию связи и довольно большие размеры. Как было указано в [1], испускание такого тетранейтрона затруднено на фактор подавления порядка  $F = (\varepsilon/E)^{9/2}$  по отношению к обычным сечениям (здесь  $\varepsilon$  – энергия связи тетранейтрона,  $E$  – соотносимая с радиусом реакции характерная энергия  $E = \hbar^2/2mr^2 \sim 1$  МэВ). Следовательно, расчетная величина сечения может оказаться на порядок меньше.

Таким образом, полученный нами верхний предел сечения образования ядерностабильного тетранейтрона скорее всего указывает на его отсутствие.

**4. Заключение.** В настоящей работе предпринят поиск ядерностабильных, а также квазистационарных состояний и резонансов в  ${}^3n$  и  ${}^4n$ . С этой целью при  $E({}^7\text{Li}) = 82$  МэВ под углом  $\theta_{cm} = 2^\circ$ , были измерены энергетические спектры реакций  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C})3n$  и  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})4n$  вплоть до энергий возбуждения мультинейтронов 20–30 МэВ. При

высокой интенсивности пучков стабильных ядер (несопоставимой с пучками радиоактивных) и при ожидаемой достаточно большой величине сечения реакций настоящие исследования имеют значительные преимущества по сравнению с экспериментами на радиоактивных пучках. Комбинация магнитного сепаратора с  $\Delta E-E$  и  $E-t$ -методиками позволила: 1) провести измерения вблизи  $0^\circ$  и увеличить интенсивность пучка без увеличения загрузки электронной аппаратуры, тем самым увеличив статистическую точность измеренных спектров; 2) достичь надежного разделения изотопов углерода; 3) уменьшить фон случайных совпадений.

В результате получены новые верхние границы сечений образования ядерностабильных  ${}^3n$  ( $(d\sigma/d\Omega)_{cm} = 1.4$  нб/ср) и  ${}^4n$  ( $(d\sigma/d\Omega)_{cm} = 0.1$  нб/ср) под малыми углами. Измеренные энергетические спектры хорошо описываются четырехчастичным ( ${}^{11}\text{C} + 3n$ ) и пятичастичным ( ${}^{10}\text{C} + 4n$ ) фазовыми объемами. Несмотря на высокую чувствительность, достигнутую в настоящих измерениях, квазистационарные состояния в системах трех и четырех нейтронов не обнаружены.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 04-02-16365).

1. А.И. Базь, В.И. Гольданский, В.З. Гольдберг, Я.Б. Зельдович, *Легкие и промежуточные ядра вблизи границ нейтронной стабильности*, М.: Наука, 1972.
2. S. Fiarman and S.S. Hanna, Nucl. Phys. **A251**, 1 (1975).
3. A. A. Ogloblin and Yu. E. Penionzhkevich, In *Nuclei Far From Stability, Treatise on Heavy-Ion Science*, Ed. D. A. Bromley, Plenum, NY, 1989, Vol. 8, p. 261.
4. J. Sperinde, D. Fredrickson, R. Hinkins et al., Phys. Lett. **32B**, 185 (1970).
5. L. Kaufman, V. Perez-Mendez, and J. Sperinde, Phys. Rev. **175**, 1358 (1968).
6. G. C. Phillips, Phys. Lett. **33B**, 260 (1970).
7. J. Cerny, R. B. Weisenmiller, N. A. Jelley et al., Phys. Lett. **53B**, 247 (1977).
8. Д. В. Александров, Ю. А. Глухов, Е. Ю. Никольский и др., ЯФ **45**, 1217 (1987).
9. R. R. Warner, R. A. Patty, P. M. Voyles et al., Phys. Rev. **C54**, 1700 (1996).
10. R. R. Warner, M. H. McKinnon, N. C. Shaner et al., Phys. Rev. **C62**, 1024608 (2000).
11. S. Fiarman and W. E. Meyerhof, Nucl. Phys. **A206**, 1 (1973).
12. D. R. Tilley and H. R. Weller, Nucl. Phys. **A541**, 1 (1992).

13. В. А. Агеев, И. Н. Вишнеvский, В. И. Гаврелюк и др., Препринт ИЯИ-85-4, Киев: ИЯИ АН УССР, 1985.
14. J. Schiffer and R. Vandenbosch, *Phys. Lett.* **5**, 292 (1963).
15. O. D. Brill, N. I. Venikov, A. A. Kurashov et al., *Phys. Lett.* **12**, 51 (1964).
16. Д. В. Александров, Ю. А. Глухов, Е. Ю. Никольский и др., **47**, 3 (1988).
17. A. V. Belozyorov, C. Borcea, Z. Dlouhy et al., *Nucl. Phys.* **A477**, 1273 (1988).
18. F. M. Marqués, M. Labiche, N. A. Orr et al., *Phys. Rev.* **C65**, 044006 (2002).
19. V. Bouchat, F. M. Marqués, F. Hanappe et al., *Int. Symp. On Exotic Nuclei* (EXON-2004), Peterhof, Lake Ladoga, Russia, July 5–12, 2004, p. 52.
20. D. Beaumel, E. Becheva, Y. Blumenfeld et al., *Int. Symp. On Exotic Nuclei* (EXON-2004), Peterhof, Lake Ladoga, Russia, July 5–12, 2004, p. 53.
21. В. В. Буранов, Н. И. Веников, А. М. Добычин и др., Препринт № 4816/2, ИАЭ, Москва, 1989.
22. J. Cerny, *Proc. of the Int. Conf. on Reaction between Complex Nuclei*, vol. 2. Invited Papers. North-Holland Publishing Company–Amsterdam, 1974, p. 483.
23. S. B. Sakuta, Yu. A. Glukhov, A. T. Rudchik et al., *Nucl. Phys.* **A587**, 355 (1995).
24. D. R. Ober and O. E. Johnson, *Phys. Rev.* **170**, 924 (1968).