

# Образование высоковозбужденных состояний ${}^6\text{He}$ в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$

Ю. Б. Гуров<sup>1)</sup>, В. С. Карпухин, С. В. Лапушкин, И. В. Лаухин, В. А. Печкуров, Н. О. Порошин,  
В. Г. Сандуковский\*, М. В. Телькушев, Б. А. Чернышев

Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

\*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 16 мая 2006 г.

Предложен новый метод для поиска высоковозбужденных состояний легких ядер. В системе двух тритонов было обнаружено существование достаточно узких резонансных состояний  ${}^6\text{He}$  с  $E_{x1} = 15.8 \pm 0.6$  МэВ,  $\Gamma_1 = 1.1 \pm 0.6$  МэВ и  $E_{x2} = 20.9 \pm 0.3$  МэВ,  $\Gamma_2 = 3.2 \pm 1.5$  МэВ. Также получено указание на существование состояния с  $E_{x3} = 31.1 \pm 1.0$  МэВ,  $\Gamma_3 = 6.9 \pm 2.3$  МэВ.

PACS: 25.80.Ls, 27.20.+n

Вопрос о природе высоковозбужденных состояний легких ядер вблизи границы нуклонной стабильности остается открытым. Одним из возможных механизмов образования таких состояний является возникновение резонансов во взаимодействии двух ядерных кластеров. Это предположение основывается на аналогии с основными состояниями легких ядер, которые в хорошем приближении можно рассматривать как связанные состояния кластеров. Заметим, что кластерная конфигурация ядер в основном и возбужденных состояниях может быть различна.

Возможными кандидатами на резонанс в системе двух тритонов являются высоковозбужденные состояния  ${}^6\text{He}$ , лежащие выше порога распада  ${}^6\text{He} \rightarrow t + t$  ( $E_x = 12.305$  МэВ). Такие состояния наблюдались в достаточно широком классе ядерных процессов. В реакции перезарядки  ${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{He}$  при  $E_n = 59.6$  МэВ были обнаружены широкие уровни при  $E_x = 15.5 \pm \pm 0.5$  МэВ,  $\Gamma = 4 \pm 1.5$  МэВ и  $E_x = 25 \pm 1$  МэВ,  $\Gamma = 8 \pm \pm 2$  МэВ [1]. В реакции перезарядки  ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$  при  $E({}^7\text{Li}) = 350$  МэВ наблюдались два широких состояния с  $E_x \approx 14.6$  МэВ и  $\approx 23.3$  МэВ [2].

В реакции подхвата  ${}^7\text{Li}(n, d){}^6\text{He}$  при  $E_n = 56.3$  МэВ наблюдалось широкое состояние при  $E_x = 15.6$  МэВ, при этом авторы не исключают возможности того, что наблюдаемый пик обусловлен суперпозицией трех состояний с  $E_x = 13.6$  МэВ, 15.4 МэВ и 17.7 МэВ [3]. В реакции подхвата на тяжелых ионах  ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$  при  $E({}^7\text{Li}) = 93$  МэВ наблюдались широкие структуры при  $E_x \sim 14$  МэВ и  $\sim 25$  МэВ [4].

В трехчастичном канале реакции  ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p^3\text{He}){}^6\text{He}$  при  $E_{\text{He}} = 120$  МэВ наблюдался пик при  $E_x \approx 16$  МэВ, а также были получены указания на существование состояний с  $E_x = 32$  МэВ и 36 МэВ [5]. В реакции радиационного захвата пионов  ${}^6\text{Li}(\pi^-, \gamma){}^6\text{He}$  были получены указания на три состояния при  $E_x = 15.6 \pm 0.5$  МэВ,  $E_x = 23.2 \pm 0.7$  МэВ и  $E_x = 29.7 \pm 1.3$  МэВ [6]. В реакции  ${}^6\text{Li}(e, \pi^-){}^6\text{He}$  были найдены состояния с  $E_x \approx 13.6$  МэВ,  $E_x \approx 17.7$  МэВ и  $E_x \approx 24.0$  МэВ [7].

Таким образом, экспериментальная ситуация с высоковозбужденными состояниями  ${}^6\text{He}$  оказывается весьма неопределенной. Можно выделить три области энергий возбуждения. Вблизи порога распада на два тритона во всех работах наблюдаются достаточно широкие состояния, которые в компиляции по структуре уровней ядер с  $A = 6$  соотносят с двумя уровнями:  $E_x = 14.6$  МэВ и  $E_x = 15.5$  МэВ [8]. Вторая группа состояний лежит в области энергий возбуждений 23 ÷ 25 МэВ. Заметим, что, как правило, в одном эксперименте наблюдается не более одного уровня в каждой области. Только в одной работе [5] получены указания на существование третьей группы уровней, лежащих выше порога распада  ${}^6\text{He}$  на свободные нуклоны. Следует подчеркнуть, что моды распада возбужденных состояний  ${}^6\text{He}$  во всех этих экспериментах не были определены.

Недавно измерения реакции перезарядки  ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})X$ , ранее выполненные при  $E({}^7\text{Li}) = 350$  МэВ [2], были повторены при энергии  $E({}^7\text{Li}) = 455$  МэВ [9, 10]. Спектры возбуждения остаточной системы ( $E_x \geq 10$  МэВ), полученные по измерениям энергетического спектра ионов  ${}^7\text{Be}$  (вылетающих прямо вперед), весьма близки – ши-

<sup>1)</sup>e-mail: Gurov@mephi.ru

рокие максимумы наблюдаются вблизи энергий  $E_x \sim 15$  МэВ и  $\sim 25$  МэВ. Авторы связывают эти особенности в спектре с возбуждениями гигантских дипольных резонансов. Новая информация по спектроскопии  ${}^6\text{He}$  была получена из корреляционных измерений канала реакции  ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})\text{X}$ . На двухмерном распределении  $(E_x, E_t)$  заметно заселяется область, соответствующая распаду остаточной системы  $X$  на два тритона. Спектр  $E_x$  достаточно хорошо воспроизводится распределением Брейт-Вигнера с резонансной энергией  $E_x = 18.0 \pm 1.0$  МэВ и шириной (FWHM), равной  $9.5 \pm 1.0$  МэВ. Отсутствие указаний на проявление резонанса в одночастичном спектре авторы объясняют преобладающим вкладом нерезонансных механизмов в образование  ${}^7\text{Be}$  в этой области энергий.

В настоящей работе экспериментальный поиск высоковозбужденных состояний  ${}^6\text{He}$  проводился в энергетических спектрах тритонов, образующихся в реакции поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов в реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$ . Измерения были выполнены на Лос-Аламосской мезонной фабрике с помощью многослойного полупроводникового спектрометра [11]. Заряженные частицы, образующиеся при поглощении остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами, регистрировались двумя полупроводниковыми телескопами, расположенными под углом  $180^\circ$  относительно друг друга. Энергетическое разрешение для тритонов было лучше 0.5 МэВ [11].

В интересующей нас области энергий возбуждения остаточной системы вторичные процессы вносят существенный вклад в инклюзивный спектр тритонов из реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)\text{X}$ . По этой причине исследовались только корреляционные данные, в которых один из телескопов регистрировал тритон, а второй – любую заряженную частицу ( $p, d, t, {}^3,4,6\text{He}$ ). На рис.1 представлен спектр недостающих масс, полученный из энергетического спектра тритонов для таких событий. За начало отсчета принята масса основного состояния  ${}^6\text{He}$ . Хорошо выделяются пики связанные с образованием  ${}^6\text{He}$  в основном и первом возбужденном состояниях, что позволяет выполнить абсолютную привязку шкалы с точностью лучшей 0.1 МэВ.

Выделение каналов реакции с образованием трех тритонов  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$  проводилось с помощью диаграммы Далица (рис.2). По осям отложены кинетические энергии тритонов, измеренные двумя телескопами. Спектрометр регистрировал частицы, разлетающиеся в узком конусе под углами, близкими к  $180^\circ$ , поэтому трехчастичный канал  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$  на диаграмме Далица проявляется только на кинематической границе. Важно отметить отсутствие в этой

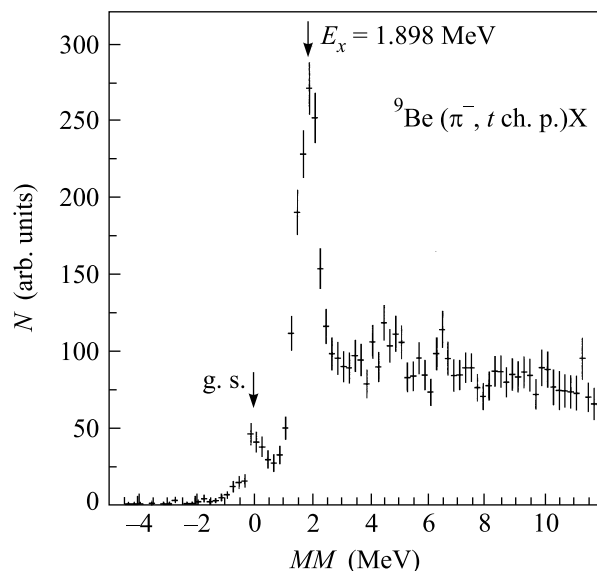


Рис.1. Спектр недостающих масс, полученный из энергетического спектра тритонов из реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, t \text{ charge particle})\text{X}$ . За начало отсчета принята масса основного состояния  ${}^6\text{He}$

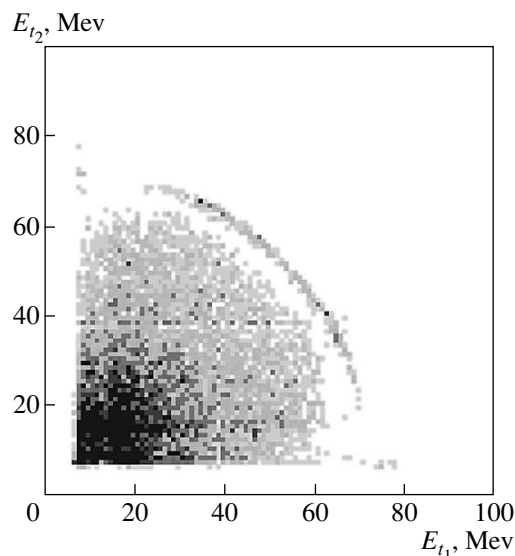


Рис.2. Диаграмма Далица для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)\text{X}$

области физического фона, обусловленного многочастичными ( $n \geq 4$ ) каналами реакции, что объясняется существенной разницей в энергии связи между тритоном и дейтроном ( $\cong 7$  МэВ) и достаточно высоким энергетическим разрешением спектрометра. Заметим, что в силу тождественности регистрируемых частиц диаграмма Далица симметрична относительно прямой  $E_{t1} = E_{t2}$ .

Основываясь на феноменологическом анализе экспериментальных данных по поглощению пионов легкими ядрами, можно предположить, что основной вклад в образование канала  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$  дают три механизма:

1) квазисвободное поглощение на внутриядерном кластере  ${}^6\text{Li}(\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow t + t)$ , при этом оставшийся тритон (“спектатор”) не принимает непосредственного участия в реакции и его энергия определяется внутриядерным ферми-движением. Такие события на диаграмме Далица соответствуют точкам, где  $E_{t1} \cong E_{t2}$ , а также  $E_{t1} \cong 0$  и  $E_{t2} \cong 0$  МэВ, но эти события не регистрируются спектрометром;

2) некогерентные вторичные взаимодействия, которые приводят к распределению по фазовому объему. Такие события соответствуют однородному распределению на диаграмме Далица;

3) взаимодействие частиц в конечном состоянии (ВКС), когда два тритона образуют резонансное (квазистационарное) состояние. Такие события при  $E_r \cong 0$  МэВ ( $E_x \cong 12.305$  МэВ) должны проявляться в области энергий  $E_{t1} \cong E_{t2}/4$  и  $E_{t2} \cong E_{t1}/4$  (соответственно для импульсов  $p_{t1} \cong p_{t2}/2$  и  $p_{t2} \cong p_{t1}/2$ ). С увеличением энергии возбуждения область диаграммы Далица, соответствующая этому механизму, расширяется.

На рис.3 представлен спектр недостающих масс, полученный из энергетического спектра тритонов из реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$ . За начало отсчета принята масса основного состояния  ${}^6\text{He}$ . Отчетливо проявляется резонансная структура спектра, обусловленная двухчастичными каналами реакции с образованием возбужденных состояний  ${}^6\text{He}$ , лежащими выше порога распада на два тритона.

Необходимо отметить следующие особенности в представленном спектре. В реакции  $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow t + {}^6\text{He}^* \rightarrow t_1 + (t_2 t_3)$  спектрометр регистрирует как тритоны  $t_1$  сопровождающие образование  ${}^6\text{He}$ , так и тритоны  $t_2, t_3$  от распада исследуемых состояний. В настоящей работе мы ограничиваемся рассмотрением энергий возбуждения  $E_x \leq 39$  МэВ. В этом случае энергия распадных тритонов будет заведомо ниже энергии тритонов  $t_1$ .

Структуры в спектре, обусловленные распадными тритонами, будут расположены в области больших значений недостающих масс и вследствие кинематических причин оказываются существенно более широкими по сравнению с пиками, обусловленными тритонами  $t_1$ . Рис.3 отчетливо демонстрирует корреляции в энергиях этих частиц.

Другая особенность связана с отбраковкой событий, в которых оба распадных тритона попадают в

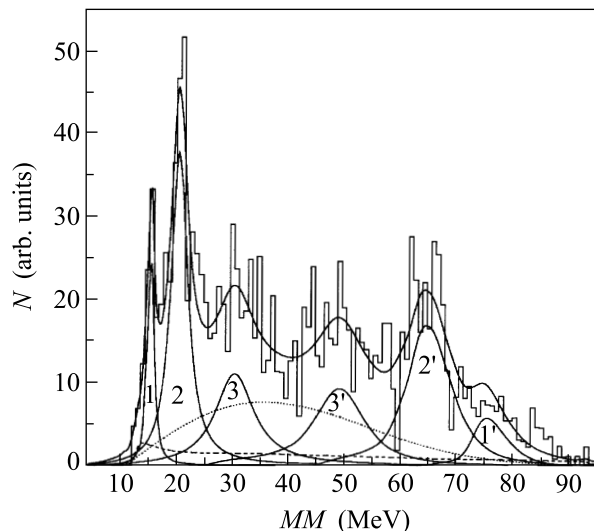


Рис.3. Спектр недостающих масс, полученный из энергетического спектра тритонов из реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$ . За начало отсчета принята масса основного состояния  ${}^6\text{He}$ . Гистограмма – экспериментальные данные. Пунктирная линия – спектр, соответствующий квазисвободному поглощению  $\pi^-$ -мезона на внутриядерном кластере  ${}^6\text{Li}$ . Штриховая линия – распределение по фазовому объему. Сплошные линии – полное описание и распределение по Брейт-Вигнеру, 1, 2, 3 – вклады в спектр от тритонов, сопровождающих образование соответствующего состояния  ${}^6\text{He}$ , 1', 2', 3' – вклады в спектр от распадных тритонов для соответствующих состояний  ${}^6\text{He}$

один из телескопов. Результаты численного моделирования показали, что при энергии возбуждения выше 1 МэВ над порогом ( $E_x \geq 13.3$  МэВ) доля таких событий от числа зарегистрированных пар не превышает 20% и слабо зависит от  $E_x$ .

Для выделения состояний  ${}^6\text{He}$  и определения их параметров мы использовали метод наименьших квадратов. В расчетах учитывались угловой захват и энергетическое разрешение спектрометра, а также фон случайных совпадений. Вклады различных механизмов, а также резонансные параметры распределения Брейт-Вигнера рассматривались при подгонке как свободные параметры.

На рис.3 видно, что механизмы реакции (1 и 2), не связанные с образованием  ${}^6\text{He}$ , не могут быть ответственны за пики, наблюдаемые в спектрах, при этом вклад распределения по фазовому объему весьма незначителен.

Статистически достоверного описания спектра (значение  $\chi^2/\text{NDP} = 1.0$  при числе степеней свободы  $\text{NDP} = 90$ ) удается достигнуть при введении состояний  ${}^6\text{He}$  со следующими значениями параметров:

$$E_{x1} = 15.8 \pm 0.6 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_1 = 1.1 \pm 0.6 \text{ МэВ},$$

$$E_{x2} = 20.9 \pm 0.3 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_2 = 3.2 \pm 1.5 \text{ МэВ},$$

$$E_{x3} = 31.1 \pm 1.0 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_3 = 6.9 \pm 2.3 \text{ МэВ}.$$

Подчеркнем, что эти параметры позволяют воспроизвести весь измеренный диапазон недостающих масс, включая область спектра, связанную с распадными тритонами.

Как было отмечено выше, возбужденное состояние, лежащее в области  $E_x = 15.4 \div 16.0$  МэВ, наблюдалось в нескольких работах, но ширины пиков в этих измерениях были существенно больше 1 МэВ [1, 3, 5, 6, 9, 10]. В работе [1] было высказано предположение о том, что наблюдаемое широкое состояние связано с возбуждением гигантского дипольного резонанса. В таком случае можно предположить, что в этой области энергий возбуждения находятся два состояния, имеющие разную природу возникновения.

Для состояния с  $E_x = 15.8$  МэВ энергетически открыты два канала распада:  $t + t$  и  $\alpha + 2n$ . На рис.4 представлен спектр недостающих масс, полу-

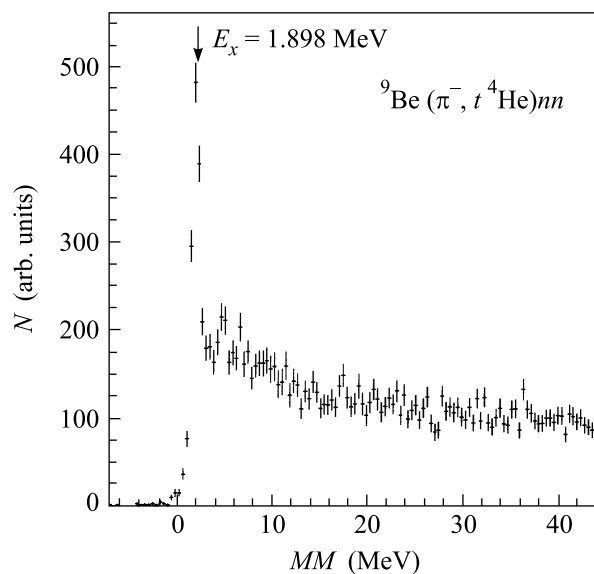


Рис.4. Спектр недостающих масс, полученный из энергетического спектра тритонов из реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, t\alpha)X$ . За начало отсчета принята масса основного состояния  ${}^6\text{He}$

ченный из энергетического спектра тритонов в реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, t\alpha)2n$ . В области  $E_x \approx 16$  МэВ наблюдается пик, однако его статистическая обеспеченность недостаточна для надежного определения параметров этого состояния. Результаты численного моделирования показали, что эффективность регистрации распада этого состояния  ${}^6\text{He}$  на  $\alpha nn$  более чем в три раза

меньше по сравнению с распадом  $tt$  (при изотропном распаде в системе центра масс). В связи с этим затруднительно сделать вывод о природе наблюдаемого на рис.4 пика.

В компиляции [8] отсутствует информация о состояниях  ${}^6\text{He}$  вблизи  $E_x \approx 21$  МэВ. Только в спектре, представленном в работе [5], заметно указание на уровень с  $E_x \cong 21$  МэВ и  $\Gamma \approx 1$  МэВ. В то же время, можно отметить результаты резонансного анализа упругого рассеяния  ${}^3\text{He}$  на  ${}^3\text{H}$  и радиационного захвата  ${}^3\text{He}$  на  ${}^3\text{H}$ , на основании которого были получены указания на существование уровней изобар-аналоговых состояний  ${}^6\text{Li}$  с изоспином  $T = 1$ :  $E_x = 17.985 \pm 0.025$  МэВ,  $\Gamma = 3.012 \pm 0.007$  МэВ,  $E_x = 24.799 \pm 0.054$  МэВ,  $\Gamma = 6.754 \pm 0.110$  МэВ,  $E_x = 24.890 \pm 0.055$  МэВ,  $\Gamma = 5.316 \pm 0.112$  МэВ,  $E_x = 26.590 \pm 0.065$  МэВ,  $\Gamma = 8.684 \pm 0.125$  МэВ [12]. Учитывая разницу в кулоновских энергиях изотопов лития и гелия ( $\Delta E_C = 3.56$  МэВ), получим, что эти уровни соответствуют энергиям возбуждения  ${}^6\text{He}$ : 14.43 МэВ, 21.24 МэВ, 21.33 МэВ и 23.03 МэВ. Видно, что второе и третье значения в пределах ошибок совпадают с величиной  $E_{x2} = 20.9 \pm 0.3$  МэВ. Однако ширины уровней  ${}^6\text{Li}$  существенно больше,  $\Gamma_2 = 3.2 \pm 1.5$  МэВ.

Заметим, что средняя величина энергий возбуждения в нашем эксперименте  $E_{cp} = (E_{x1} + E_{x2})/2 = 18.4$  МэВ удивительно хорошо совпадает со значением энергии возбуждения состояния  ${}^6\text{He}$ , наблюдаемого в работе [10] ( $E_x = 18.0 \pm 1.0$  МэВ,  $\Gamma \sim 9$  МэВ).

Уровень с  $E_{x3} = 31.1$  МэВ близок к состоянию с  $E \approx 32$  МэВ, наблюдаемому в работе [5], но оказывается существенно более широким. Возможно, наблюдаемая нами структура связана с несколькими узкими состояниями, которые не удастся различить вследствие недостаточной статистической обеспеченности данных.

В заключение отметим, что в настоящей работе предложен и успешно использован новый метод для поиска высоковозбужденных состояний легких ядер, являющихся резонансами в системе двух ядерных кластеров. Преимуществами метода являются высокое энергетическое разрешение и сильное подавление физического фона. В системе двух тритонов было обнаружено существование достаточно узких резонансных состояний  ${}^6\text{He}$  с  $E_{x1} = 15.8 \pm 0.6$  МэВ и  $E_{x2} = 20.9 \pm 0.3$  МэВ.

Работа выполнена при поддержке гранта CRDF (# NMO-011-0).

1. F. Brady, G. A. Needham, J. L. Romero et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 1320 (1983).

2. J. Janecke, T. Annakkage, G. P. A. Berg et al., Phys. Rev. C **54**, 1070 (1996).
3. F. P. Brady, N. S. P. King, B. E. Bonner et al., Phys. Rev. C **16**, 31 (1977).
4. С. Б. Сакута, Б. Г. Новицкий, Д. Н. Степанов и др., ЯФ **65**, 1819 (2002).
5. R. Franke, K. Kochskamper, B. Steinheuer et al., Nucl. Phys. A **433**, 351 (1985).
6. H. W. Baer, J. A. Bistirlich, K. M. Crowe et al., Phys. Rev. C **8**, 2029 (1973).
7. K. Shoda, M. Torikoshi, O. Sasaki et al., Phys. Rev. C **33**, 2179 (1986).
8. D. R. Tiley, C. M. Cheves, J. L. Godwin et al., Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).
9. H. Akimune, T. Yamagata, S. Nakayama et al., Phys. Rev. C **67**, 051302 (2003).
10. T. Yamagata, H. Akimune, S. Nakayama et al., Phys. Rev. C **71**, 064316 (2005).
11. M. G. Gornov, P. V. Morokhov, S. V. Lapushkin et al., NIM A **466**, 461 (2000).
12. A. Mondragon and E. Hernandez, Phys. Rev. C **41**, 1975 (1990).