

Протонное гало в ядре ^{13}N

А. С. Демьянова⁺¹⁾, А. А. Оглоблин⁺, А. Н. Данилов⁺, Т. Л. Беляева^{*}, С. А. Гончаров[×], В. Трзаска[°]

⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^{*}Независимый Университет штата Мехико, 5000 Толуса, Мексика

[×]МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[°]JYFL, Department of Physics, University of Jyväskylä, FI-40014 Jyväskylä, Finland

Поступила в редакцию 17 августа 2016 г.

После переработки 5 сентября 2016 г.

Было показано, что с помощью реакции перезарядки ($^3\text{He}, t$) и модифицированной дифракционной модели можно определить радиусы возбужденных состояний ядер. Был определен радиус возбужденного состояния ядра ^{13}N с энергией возбуждения $E^* = 2.37$ МэВ, расположенного в сплошном спектре. Радиус этого состояния оказался близким радиусу зеркального состояния 3.09 МэВ ядра ^{13}C , имеющего нейтронное гало, но расположенного в дискретном спектре. Таким образом, было показано, что ядро ^{13}N в своем состоянии 2.37 МэВ имеет протонное гало. Анализ данных проводился с использованием дифференциальных сечений, взятых из опубликованных работ.

DOI: 10.7868/S0370274X16200029

Одним из наиболее ярких достижений в физике ядра в конце прошлого века было открытие нейтронного гало [1]. Его основная особенность состоит в том, что один или два нейтрона, имеющие небольшую энергию связи, находятся на аномально большом расстоянии от центра ядра. Этому способствует тот факт, что, как правило, валентные нейтроны занимают s -состояние, так что центробежный барьер отсутствует. В результате среднеквадратичный радиус ядер с гало увеличивается на 1–2 Фм по сравнению с обычными.

В настоящее время с большей или меньшей достоверностью известны около 20 состояний с нейтронным гало, которые можно разделить на три типа: гало в основных состояниях ядер (см. [2] и ссылки там), гало в возбужденных состояниях, расположенных в дискретном спектре ядер [3, 4], и гало в возбужденных состояниях, находящихся в континууме [5, 6]. Недавно были предложены три метода определения радиусов ядер, позволяющих идентифицировать гало даже в самых короткоживущих состояниях. Это модифицированная дифракционная модель (МДМ) [7], метод неупругого радужного рассеяния (НРР) [8, 9] и метод асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК) [3, 5]. Первые два метода опираются в значительной степени на эмпирическую систематику, тогда как третий обоснован теоретиче-

ски достаточно хорошо. Недавние исследования [5] показали на конкретном примере возбужденного состояния $1/2^+$, $E^* = 3.09$ МэВ ядра ^{13}C , что все три метода дали одинаковые и увеличенные по сравнению с другими значения радиуса этого состояния. Это подтвердило предсказания [10] и прежние данные [3] о наличии в этом состоянии нейтронного гало.

Образование протонного гало является значительно более редким процессом. Кулоновский барьер препятствует существенному отделению протона от основной части ядра. Надежно протонное гало идентифицировано только у двух ядер, ^8B [11, 12] и ^{17}F [13–15]. В обоих случаях состояния с гало относятся к дискретному спектру. Протонное гало в континууме до сих пор не наблюдалось, хотя некоторые соображения о возможном существовании протонного гало в первом возбужденном состоянии ($1/2^+$, $E^* = 2.37$ МэВ) ядра ^{13}N были приведены в теоретической работе [16].

В пользу того, что состояние 2.37 МэВ в ^{13}N имеет протонное гало, есть весьма сильный аргумент. Это состояние является зеркальным по отношению к состоянию 3.09 МэВ в ядре ^{13}C , которое, как отмечалось выше, имеет нейтронное гало. Как известно, структура зеркальных ядер подобна. Однако в данном случае ситуация может оказаться более сложной и представлять особый интерес. Дело в том, что в ядре ^{13}C нейтронное гало находится в дискретном спектре, а гипотетическое протонное в ядре ^{13}N – в

¹⁾e-mail: a.s.demyanova@bk.ru

сплошном, на 0.42 МэВ выше порога $^{13}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + p$ (рис. 1). Соответственно, волновые функции для ва-

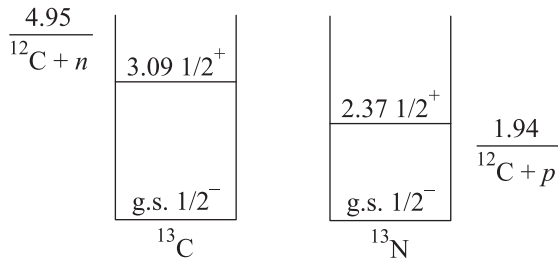


Рис. 1. Зеркальные возбужденные состояния ядер ^{13}C и ^{13}N с нейтронным и возможным протонным гало

лентных нейтрона и протона имеют совершенно разный вид. Поэтому структура данных зеркальных состояний, а также их радиусы, могут заметно различаться. К “обычным” состояниям зеркальных ядер это, естественно, не относится. Можно ожидать, что измерение радиуса состояния 2.37 МэВ позволит не только ответить на вопрос, существует ли в последнем протонное гало, но и затронуть более общие проблемы структуры состояний в континууме.

Целью настоящей работы было определить радиус первого возбужденного состояния ^{13}N и выяснить, действительно ли в нем имеется протонное гало. К сожалению, наиболее адекватный для этого метод АНК с использованием реакций передачи протона не применим для несвязанных состояний. Прямое применение МДМ в принципе возможно, но потребовало бы измерения сечений неупругого и упругого рассеяния с пучком радиоактивных ядер ^{13}N на мишени из ^3He . Необходимые данные отсутствуют, и перспектива их получения в ближайшее время невелика. По этой причине требовалось разработать новый подход. Мы решили использовать давно известную аналогию между неупругим рассеянием и реакциями перезарядки для зеркальных состояний (общий механизм реакций и подобная структура состояний) [17] и попытаться впервые применить МДМ к реакции $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ для определения радиуса состояния 2.37 МэВ.

Для анализа мы выбрали дифференциальные сечения реакции $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ (основное состояние, 2.37 МэВ) и неупругого рассеяния ионов ^3He на ^{13}C , измеренные при начальной энергии 43.6 МэВ и опубликованные в [18]. Также нами были выбраны необходимые для сравнения дифференциальные сечения по упругому рассеянию ионов ^3He на ^{13}C и реакции перезарядки $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ (основное состояние), измеренные при энергии 39.6 МэВ и опубликованные в нашей работе [19].

Цель МДМ состоит в определении т.н. дифракционных радиусов $R(\text{dif})$ по положениям минимумов (максимумов) угловых распределений под малыми углами (в дифракционной области) и получению по этим данным значений среднеквадратичных (СК) радиусов $\langle R^* \rangle$ изучаемых возбужденных состояний (подробности см. в [7]). Дифракционный радиус основного $R_{0,0}(\text{dif})$ получается из упругого рассеяния налетающей частицы, а возбужденного $R^*(\text{dif})$ – из неупругого. СК радиусы $\langle R_{0,0} \rangle$ и $\langle R^* \rangle$ этих состояний отличаются от соответствующих дифракционных на некоторую добавку, зависящую от динамических и структурных эффектов, не учитываемых дифракционными радиусами. Основное предположение, лежащее в основе МДМ, состоит в том, что эти добавки в упругом и неупругом каналах считаются одинаковыми. Тогда для СК радиуса возбужденного состояния получаем [7]:

$$\langle R^* \rangle = \langle R_{0,0} \rangle + [R^*(\text{dif}) - R_{0,0}(\text{dif})]. \quad (1)$$

Это выражение широко и успешно применялось нами для определения радиусов ядер в возбужденных состояниях (см., например, обзор [20]), в том числе и для состояния 3.09 МэВ ядра ^{13}C .

В случае применения МДМ к определению радиусов с помощью реакции $(^3\text{He}, t)$ минимумы (максимумы) угловых распределений последней считаются дифракционными. Как и в случае неупругого рассеяния, эти экстремумы сопоставляются с квадратами экстремумов функций Бесселя $J_L^2(qR_{\text{dif}})$ соответствующего порядка L (здесь L – переданный момент, а q – переданный импульс). СК радиус возбужденного состояния получается путем применения соотношения (1) подобно тому, как это делалось ранее с рассеянием.

Применительно к нашей задаче $\langle R^* \rangle$ и $\langle R_{0,0} \rangle$ в соотношении (1) обозначают СК радиусы изучаемого возбужденного и основного состояний ^{13}N . Последний известен из экспериментов с радиоактивными пучками [21] 2.31 ± 0.04 Фм. Дифракционный радиус $R^*(\text{dif})$ состояния 2.37 МэВ предполагается получить из анализа данных реакции $(^3\text{He}, t)$ [18]. Что касается дифракционного радиуса $R_{0,0}(\text{dif})$ основного состояния, то он, согласно МДМ, должен быть получен из упругого рассеяния $^3\text{He} + ^{13}\text{C}$, что, как отмечалось выше, нереально. Замена может быть проведена двумя способами, и оба были опробованы в настоящей работе.

Первый из них состоит в использовании упругого рассеяния $^3\text{He} + ^{13}\text{C}$, второй – реакции $(^3\text{He}, t)$ между основными состояниями ^{13}C и ^{13}N . Рассмотрим их. Поскольку радиусы зеркальных основных состояний

равны ($\langle R_{0,0}(^{13}\text{C}) \rangle = 2.28 \pm 0.04$ Фм, $\langle R_{0,0}(^{13}\text{N}) \rangle = 2.31 \pm 0.04$ [21]), их диффракционные радиусы должны отличаться только на небольшую поправку, которая учитывает тот факт, что для тритона и ядра ^3He кулоновское взаимодействие в выходных каналах различно.

Таким образом, в соответствии с аналогией [17] и соотношением (1) диффракционный радиус состояния 2.37 МэВ ядра ^{13}N равен

$$\langle R^*(^{13}\text{N}) \rangle = \langle R_{0,0}(^{13}\text{N}) \rangle + [R^*(^{13}\text{N})(\text{dif}) - R'_{0,0}(^{13}\text{N})(\text{dif})]. \quad (2)$$

Согласно [22], “подправленный” диффракционный радиус основного состояния ^{13}N , который и следует использовать в анализе, равен

$$R'_{0,0}(^{13}\text{N})(\text{dif}) = n/k + \{[R_{0,0}(^{13}\text{C})(\text{dif})]^2 + [n/k]^2\}^{1/2}, \\ n/k = Z_1 Z_2 e_2 / 2E. \quad (3)$$

На рис. 2 приведены дифференциальные сечения реакции $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ с образованием состояния 2.37 МэВ в ядре ^{13}N , неупругого рассеяния

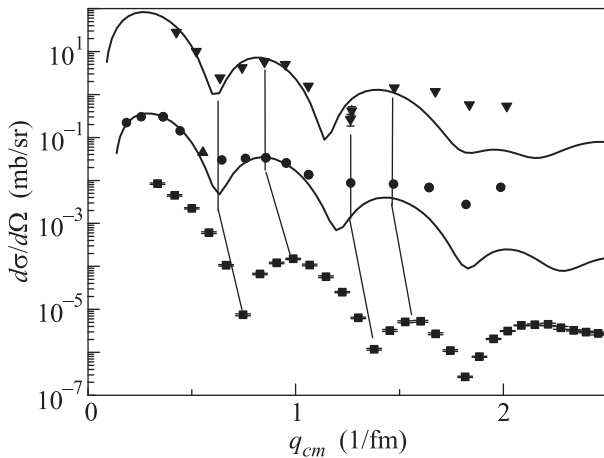


Рис. 2. Представлены дифференциальные сечения реакции $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ с образованием основного состояния 2.37 МэВ в ядре ^{13}N (кружки) и неупругого рассеяния $^{13}\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{He}')^{13}\text{C}$ с возбуждением зеркального уровня 3.09 МэВ в ядре ^{13}C (треугольники, сечение умножено на 10) при энергии 43.6 МэВ [18], и упругого рассеяния $^{13}\text{C} + ^3\text{He}$ при энергии 39.6 МэВ [19] (квадраты, сечение умножено на $2 \cdot 10^{-6}$) в зависимости от переданного импульса. Показаны статистические ошибки, там, где не видны, они в пределах точки. Линии соединяют минимумы и максимумы, использованные для определения диффракционных радиусов. Кривые представляют результаты расчетов методом искаженных волн

$^{13}\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{He}')^{13}\text{C}$ с возбуждением зеркального уровня 3.09 МэВ в ядре ^{13}N при энергии 43.6 МэВ [18],

и упругого рассеяния $^{13}\text{C} + ^3\text{He}$ при 39.6 МэВ [19] совместно с нашими расчетами методом искаженных волн. Чтобы сечения, измеренные при разных энергиях, можно было сравнивать, они приведены в зависимости не от углов, а от переданных импульсов. Расчеты проводились с помощью кода DWUCK4 [23] с использованием стандартного микроскопического подхода, в котором формфактор основан на одночастичных волновых функциях мишени и конечного ядра, а для нуклон-нуклонного взаимодействия выбрана гауссова форма. Одночастичные волновые функции мишени и конечного ядра вычислялись с помощью стандартной процедуры подгонки глубины ямы по фиксированной одночастичной энергии связи, заложенной в DWUCK4. В том числе и для одночастичных состояний в непрерывном спектре, в случае которых в DWUCK4 автоматически выполняется процедура регуляризации на основе техники, изложенной в [24].

Сечения реакции $(^3\text{He}, t)$ и неупругого рассеяния $(^3\text{He}, ^3\text{He}')$ хорошо воспроизводятся расчетами по методу искаженных волн, подтверждая диффракционную природу максимумов и минимумов. Как и ожидалось, диффракционная структура обоих угловых распределений довольно близка, следствием чего являются практически совпадающие величины диффракционных радиусов (табл. 1). Минимумы/максимумы угловых распределений сдвинуты в сторону меньших переданных импульсов (углов), указывая на увеличенные радиусы зеркальных возбужденных состояний относительно основного. Принимая для СК радиуса основного состояния ^{13}N указанное выше значение $\langle R_{0,0} \rangle = 2.31$ Фм, получаем для СК радиуса состояния 2.37 МэВ ядра значение $\langle R^* \rangle = 2.91 \pm 0.14$ Фм.

Второй способ замены упругого рассеяния $^3\text{He} + ^{13}\text{N}$ состоит в использовании реакции $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ с образованием основного состояния ^{13}N . Он проще в том отношении, что не надо вводить поправок в выходном канале, но сама аналогия между реакцией $(^3\text{He}, t)$ и упругим рассеянием менее очевидная и, во всяком случае, требует проверки.

Дифференциальные сечения реакции $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ (основное состояние) приведены на рис. 3 при двух значениях энергии – 43.6 [18] и 39.6 МэВ [19] в сравнении с упругим рассеянием.

Дифференциальные сечения реакции $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ (основное состояние) и упругого рассеяния $^{13}\text{C} + ^3\text{He}$ не обнаруживают диффракционные осцилляции, а при самых больших углах признаки радужного рассеяния. Переходы между основны-

Таблица 1. Дифракционные радиусы, полученные из анализа реакции $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ и рассеяния $^{13}\text{C} + ^3\text{He}$

Реакции	Начальная энергия (МэВ)	Состояния	Дифракционные радиусы (Фм)
$^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$	43.6	Основное состояние ($\Delta L = 0$)	5.43 ± 0.14
$^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$	43.6	2.37 МэВ ($\Delta L = 1$)	5.94 ± 0.12
$^{13}\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{He}')^{13}\text{C}$	43.6	3.09 МэВ ($\Delta L = 1$)	5.89 ± 0.06
$^{13}\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{13}\text{C}$	39.6	Упругое	5.22 ± 0.09
$^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$	39.6	Основное состояние ($\Delta L = 0$)	5.44 ± 0.18

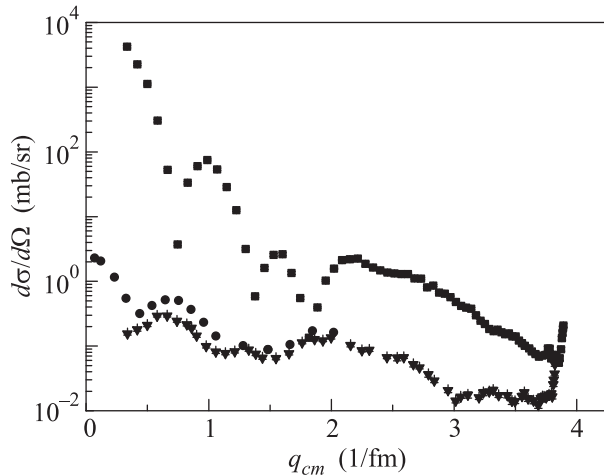


Рис. 3. Дифференциальные сечения реакции $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ (основное состояние) при энергии 43.6 МэВ [18] (кружки) и 39.6 МэВ [19] (треугольники) и упругого рассеяния $^{13}\text{C} + ^3\text{He}$ при энергии 39.6 МэВ [19] (квадраты) в зависимости от переданного импульса. Статистические ошибки указаны. Практически они в пределах точек

ми состояниями $1/2^-$ ядер ^{13}C и ^{13}N происходят без передачи углового момента ($L = 0$). Соответственно, сечения реакций и упругого рассеяния в дифракционной области находятся в противофазе с хорошей точностью. В противоположность ситуации, показанной на рис. 2, не наблюдается сдвига минимумов/максимумов сечений реакций относительно упругого рассеяния, свидетельствуя о близости радиусов основных состояний ^{13}C и ^{13}N . Дифракционный радиус основного состояния ^{13}N оказался равным 5.44 ± 0.18 Фм и 5.43 ± 0.14 Фм для энергий 39.6 и 43.6 МэВ, соответственно. Усредненное значение 5.44 ± 0.16 Фм находится в разумном согласии с соответствующей величиной радиуса 5.22 ± 0.09 Фм основного состояния ^{13}C . “Второй” вариант метода определения радиуса, безусловно, перспективен, но ошибки пока велики.

В заключение отметим, что МДМ впервые была применена к определению радиусов возбужденных состояний ядер с помощью реакций перезарядки ($^3\text{He}, t$) и был продемонстрирован успех этого нового подхода.

Был определен радиус возбужденного состояния ядра ^{13}N с энергией возбуждения $E^* = 2.37$ МэВ, расположенного выше порога диссоциации $^{13}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + p$. Радиус этого состояния оказался равным радиусу зеркального состояния 3.09 МэВ ядра ^{13}C , имеющего нейтронное гало, но расположенного ниже порога развала $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + n$.

Таким образом, было показано, что ядро ^{13}N имеет в своем состоянии 2.37 МэВ протонное гало. Это третий случай наблюдения протонного гало в ядрах и первый случай обнаружения его не в дискретном спектре, а в области континуума.

Работа была поддержана грантами РФФИ # 14-02-00560 в части анализа реакции ($^3\text{He}, t$) и РНФ # 14-12-00079 в части анализа упругого и неупругого рассеяния.

1. I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, and T. Kobayashi, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985).
2. I. Tanihata, H. Savajols, and R. Kanungodet, Progress in Particle and Nuclear Physics **68**, 215 (2013).
3. Z. H. Liu, C. J. Lin, H. Q. Zhang, Z. C. Li, J. S. Zhang, Y. W. Wu, F. Yang, M. Ruan, J. C. Liu, S. Y. Li, and Z. H. Peng, Phys. Rev. C **64**, 034312 (2001).
4. T. L. Belyaeva, R. Perez-Torres, A. A. Ogloblin, A. S. Demyanova, S. N. Ershov, and S. A. Goncharov, Phys. Rev. C **90**, 064610 (2014).
5. A. A. Ogloblin, A. N. Danilov, T. L. Belyaeva, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, and W. Trzaska, Yad. Fiz. **74**, 1581 (2011).
6. A. A. Ogloblin, A. N. Danilov, T. L. Belyaeva, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, and W. Trzaska, Phys. Rev. C **84**, 054601 (2011).
7. A. N. Danilov, T. L. Belyaeva, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, and A. A. Ogloblin, Phys. Rev. C **80**, 054603 (2009).

8. S. Ohkubo and Y. Hirabayashi, Phys. Rev. C **70**, 041602(R) (2004).
9. A. S. Demyanova, A. A. Ogloblin, S. A. Goncharov, and T. L. Belyaeva, Int. J. Mod. Phys. E **17**, 2118 (2008).
10. T. Yamada and Y. Funaki, Int. J. Mod. Phys. E **17**, 2101 (2008).
11. T. Minamisono, T. Ohtsubo, I. Minami, S. Fukuda, A. Kitagawa, M. Fukuda, K. Matsuta, Y. Nojiri, S. Takeda, H. Sagawa, and H. Kitagawa, Phys. Rev. Lett. **69**, 2058 (1992).
12. F. Negroita, C. Borcea, F. Carstoiu et al. (Collaboration), Phys. Rev. C **54**, 1787 (1996).
13. R. Lewis and A. C. Hayes, Phys. Rev. C **59**, 1211 (1999).
14. Zh. Dongmei, Zh. Yongnan, Y. Daqing et al. (Collaboration), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34**, 523 (2007).
15. E. Ryberg, Ch. Forssen, H.-W. Hammer, and L. Platter, arXiv: 1308.5975v1 [nucl-th] 27 Aug 2013.
16. M. A. Guo-Liang, M. A. Yu-Gang, W. Kun et al. (Collaboration), Chin. Phys. Lett. **20**(7), 1021 (2003).
17. A. M. Lane, Nucl. Phys. **35**, 676 (1962).
18. R. J. Peterson, Nucl. Phys. A **377**, 41 (1982).
19. A. S. Demyanova, A. A. Ogloblin, S. N. Ershov, F. A. Gareev, R. S. Kurmanov, E. F. Svinareva, S. A. Goncharov, V. V. Adodin, N. Burtebaev, J. M. Bang, and J. S. Vaagen, Physika Scripta T **32**, 89 (1990).
20. A. A. Ogloblin, A. N. Danilov, T. L. Belyaeva, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, and W. Trzaska, Yad. Fiz. **79**, 1 (2016).
21. A. Ozawa, I. Tanihata, T. Kobayashi, Y. Sugahara, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, D. Olson, W. Christie, and H. Wieman, Nucl. Phys. A **608**, 63 (1996).
22. G. R. Satchler, *Introduction to nuclear Reactions*, MACMILLAN EDUCATION LTD, Houndmills, Basingstoke, Hampshire RG21 2XS and London (1990).
23. P. D. Kunz, *The code DWUCK4*, University of Colorado report, 1974; extended version of J. R. Comfort (unpublished).
24. C. M. Vincent and H. T. Fortune, Phys. Rev. C **7**, 865 (1973).