ОБЗОР

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Аналоги экзотического состояния Хойла ядра ¹²С

С. А. Гончаров^{1,*a*}, А. С. Демьянова^{2,*b*}, А. А. Оглоблин², А. Н. Данилов², Т. Л. Беляева³, В. Трзаска⁴

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра нейтронографии. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²НИЦ «Курчатовский институт». Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1.

³ Независимый Университет штата Мехико. Мексика, 5000, Толука.

⁴ Университет города Ювяскуля. Финляндия, FIN-40351, Ювяскуля, n/я 35.

E-mail: ^agsa@srd.sinp.msu.ru, ^ba.s.demyanova@bk.ru

Статья поступила 01.06.2015, подписана в печать 09.06.2015.

Проведен анализ экспериментальных данных по неупругому рассеянию альфа-частиц на ядрах ¹¹ В, ¹² С и ¹³ С с помощью модифицированной дифракционной модели и определены их радиусы в некоторых «аномальных» возбужденных состояниях. Показано, что так называемое состояние Хойла 0⁺₂ (7.65 МэВ) в ядре ¹² С является базовым для новой ротационной полосы 0⁺₂ – 2⁺₂ – 4⁺₂ (помимо полосы основного состояния), третьим членом которой является обнаруженное состояние 4⁺₂ (13.75 МэВ). Радиусы ядра ¹² С во всех трех указанных состояниях на 25–30% больше его радиуса в основном состоянии. Найдено, что в состояниях 1/2⁻ (8.86 МэВ) ядра ¹³ С и 3/2⁻ (8.56 МэВ) ядра ¹¹ В величины радиусов оказались близкими к радиусу ядра ¹² С в состоянии Хойла, а на состоянии 8.56 МэВ базируется похожая ротационная полоса. Указанные состояния ¹³ С и ¹¹ В могут рассматриваться как аналоги состояния Хойла. Предсказание модели альфа-частичного конденсата о том, что у ядра ¹¹ В таким аналогом является состояние 12.56 МэВ, имеющего при этом радиус, сравнимый с радиусом ядра урана, не подтвердилось.

Ключевые слова: неупругое рассеяние, легкие ядра, дифракционная модель, радиус ядра, возбужденные состояния.

УДК: 539.172.17. PACS: 21.10.Gv, 24.10.Ht, 25.55.Сі.

Введение

Современные кластерные модели ядер ушли далеко вперед от примитивных альфа-кластерных моделей середины прошлого века, все больше опираясь на первопринципы. Был предсказан целый ряд новых эффектов, что в свою очередь стимулировало развитие экспериментальных методов исследования и постановку экспериментов нового типа. Одним из наиболее значительных предсказаний теории явилась гипотеза о существовании возбужденных кластерных состояний ядер с аномально большими радиусами. Особую популярность в этом отношении приобрела модель альфа-частичной конденсации [1], согласно которой в ядрах могут существовать состояния, напоминающие бозе-конденсат в макроскопических объектах. Ядерные состояния с увеличенными размерами предсказывались и другими моделями, например антисимметризованной молекулярной динамики (АМД) [2], фермионной молекулярной динамики (ФМД) [3] и др. Все они довольно жестко связаны с предсказываемыми ими величинами радиусов, вследствие чего экспериментальное определение последних может являться критической проверкой теорий.

Экспериментальная проверка предсказаний таких ядерных моделей потребовала создания методов измерения радиусов ядер в короткоживущих возбужденных состояниях. Мы предложили [4] для этой цели модифицировать дифракционную модель неупругого рассеяния. В настоящее время ее применимость испытана [5] сравнением с двумя другими методами, использующими радужное рассеяние [6, 7] и реакции передачи [5, 8].

Основным объектом теоретического и экспериментального исследования экзотических кластерных состояний стало знаменитое состояние ядра ¹² С со спин-четностью $I^{\pi} = 0^+$ при энергии возбуждения 7.65 МэВ (состояние Хойла). Это состояние играет огромную роль в нуклеосинтезе, определяя элементный состав Вселенной.

В наших работах [4, 7] было показано, что состояние Хойла действительно имеет увеличенные размеры, хотя и не такие большие, как предсказывалось моделью альфа-частичной конденсации. Однако многие особенности структуры этого состояния до сих пор остаются загадкой. Один из нерешенных вопросов — имеются ли аналоги состояния Хойла как в самом ядре ¹² С, так и в соседних ядрах ¹¹ В и ¹³ С. Особый интерес к аналогам был вызван тем,

что именно для некоторых из них были предсказаны особенно большие размеры ядра по сравнению даже с состоянием Хойла.

В настоящей работе мы проанализировали некоторые результаты измерений дифференциальных сечений неупругого рассеяния $\alpha + {}^{12}$ С, 13 С, 11 В при энергии альфа-частиц 65 [9–11] и 110 МэВ [12] (в случае 12 С). Измерения были выполнены на циклотроне Университета города Ювяскула, Финляндия. В качестве детекторов были использованы наборы $\Delta E \cdot E$ -телескопов. Полное энергетическое разрешение составляло 200 кэВ при использовании системы монохроматизации пучка. Радиусы ядер в различных состояниях определялись по экспериментальным данным с использованием модифицированной дифракционной модели (МДМ) [4] и в некоторых случаях метода неупругого радужного рассеяния (НРР) [7].

1. Состояние Хойла ядра ¹²С

За последние несколько лет появились многочисленные теоретические работы, посвященные исследованию структуры состояния Хойла. Сводка расчетных величин среднеквадратичного радиуса (возможно, неполная) приведена в табл. 1 вместе со значением, полученным путем применения МДМ к анализу экспериментальных данных при восьми значениях энергии [4] (колонка 10). Разброс предсказаний довольно большой, но почти все теоретические модели ожидают значительного увеличения размеров в состоянии Хойла по сравнению с основным состоянием (2.34 Фм). Наилучшее согласие с экспериментом дает один из вариантов АМД [18]. Наибольшие величины радиусов предсказывает модель альфа-частичной конденсации (колонки 1 и 3).

Сильное расхождение предсказаний модели альфа-частичной конденсации с опытом не означает автоматически опровержения этой модели. Дело в том, что в отличие от других теорий модель альфа-частичной конденсации предсказывает и другой важный параметр состояния — вероятность $W_s(\alpha)$ нахождения всех трех альфа-частиц в состоянии с нулевым моментом. Теория предсказывает вероятность $W_s(\alpha) = 0.7 - 0.8$ [20], а эксперимент дал довольно близкую величину $W_s(\alpha) = 0.6$ [21]. Так как величины радиуса и $W_s(\alpha)$ связаны друг с другом [20], то, опуская подробности, полученный результат можно трактовать как проявление рудиментарного альфа-частичного конденсата («призрака» конденсата). Тем важнее становится необходимость исследовать и другие состояния, генетически связанные с состоянием Хойла.

2. Вращательные полосы в ядре ¹²С

В ядре ¹²С давно известна вращательная полоса основного состояния 0^+ (0.00 МэВ) — 2^+ (4.44 МэВ) — 4⁺ (14.08 МэВ). Идея существования ротационной полосы, основанной на состоянии Хойла, логично следует из самой первой модели этого состояния [22] как цепочки из трех альфа-частиц. Недавние эксперименты [23, 24] идентифицировали в ¹²С уровень 2⁺ при энергии возбуждения 9.6-9.8 МэВ, который может быть вторым членом обсуждаемой вращательной полосы. С другой стороны, другая модель [15] рассматривает состояние Хойла как вибрационное, а в модели альфа-частичной конденсации оно является почти сферическим. В этом последнем случае уровень 2⁺ образуется переходом одной альфа частицы из s-орбиты на следующую d-орбиту, и ядро приобретает при этом аномально большой радиус $\sim 6 \ \Phi \text{M} \ [14, 20].$

Недавно нами был определен радиус 2⁺/₂-состояния, оказавшийся ~ 3.1 Фм [25], т.е. практически таким же, как и в состоянии Хойла. Среднеквадратичный радиус, полученный в предположении жесткого ротатора, оказался близким к этому значению (2.7 Фм). Оба эти факта говорят в пользу предположения о том, что состояния 02 и 22 действительно являются членами второй ротационной полосы в ¹² С. Однако для того чтобы сделать окончательное заключение о существовании данной полосы, необходима идентификация соответствующего 42-состояния. Некоторые указания на существование такого состояния были получены в работе [26], в которой было заявлено о наблюдении состояния 4⁺ с большой шириной Г = 1.7 МэВ при энергии возбуждения $E^* = 13.3$ МэВ.

Для идентификации состояния 4_2^+ мы использовали не только данные [9] при 65 МэВ, но и полученные ранее данные по неупругому рассеянию альфа частиц при энергии 110 МэВ [12]. Типичные спектры при обеих энергиях показаны на рис. 1, *а* и *б* соответственно. При разложении спектров на компоненты учитывались все известные состояния 12 С в диапазоне энергий возбуждения 11–15.5 МэВ с ширинами, приведенными в [27]. Включение нового состояния с $E^* = (13.75 \pm 0.12)$ МэВ и $\Gamma = (1.4\pm0.15)$ МэВ значительно уменьшило величину χ^2 . Наилучшее описание достигалось в дополнительном предположении, что дифференциальное

Таблица 1

Среднеквадратичный радиус ядра ¹²С в состоянии Хойла

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Литература	[13]	[2]	[14]	[15]	[3]	[16]	[17]	[18]	[19]	Эксп. [4]
R _{rms} , Φ_{M}	3.83	3.27	4.31	3.47	3.38	3.22	3.53	2.90	2.4	2.89 ± 0.04



Рис. 1. Примеры альфа-частичных спектров при $E_{\rm lab} = 65~{\rm M}$ эВ, $\theta_{\rm lab} = 30.8^\circ$ (*a*) и $E_{\rm lab} = 110~{\rm M}$ эВ, $\theta_{\rm lab} = 43.6^\circ$ (*b*), пунктирной линией обозначен фон. Показано разложение спектра по функциям Гаусса для известных уровней $^{12}{\rm C}$ и нового состояния при энергии возбуждения 13.75 МэВ

сечение известного уровня 13.35 МэВ с $I^{\pi} = 2^{-}$ (согласно [27]) совпадает с сечением образования соседнего состояния 2^{-} (11.83 МэВ). Однако в последнее время появляется все больше данных о том, что состояние 13.35 МэВ на самом деле имеет $I^{\pi} = 4^{-}$ (см., напр., [28] и цит. лит.). Поэтому проведенные разложения следует рассматривать только, как один из возможных вариантов.

На рис. 2 показаны угловые распределения, полученные при энергии 110 МэВ и соответствующие возбуждению состояния 4⁺ (14.08 МэВ) и нового состояния 4⁺ (13.75 МэВ). Представлены также стандартные расчеты методом искаженных волн (сплошные кривые). В нем использовались параметры оптических потенциалов во входном и выходном каналах с учетом их зависимости от энергии [21] и неупругие форм-факторы коллективной модели в виде производной входного оптического потенциала. Хорошего согласия с таким форм-фактором получено не было.

Для дальнейшего анализа сечения образования уровня 14.08 МэВ мы привлекли данные работы [29], в которой было измерено сечение образования состояния 4+ (10.36 МэВ) в неупругом рассеянии $\alpha + {}^{16}$ О при почти той же энергии в системе центра масс — 83.2 МэВ ($E_{lab} = 104$ МэВ), что и в работе [12] для $\alpha + {}^{12}$ С 82.5 МэВ $(E_{lab} = 110 \text{ M} \Rightarrow \text{B})$. Этот уровень также является третьим членом вращательной полосы в ядре ¹⁶ О. Оба угловых распределений практически совпадают по форме в перекрывающемся диапазоне углов (рис. 3). Расчеты методом искаженных волн, выполненные в [29], также не смогли описать сечение образования состояния 4⁺. Однако расчеты методом связанных каналов, проделанные в [29] и показанные на рис. 3, хорошо описывают эксперимент.

Это делает обоснованным интерпретацию минимумов и максимумов под малыми углами как дифракционных. Действительно, МДМ воспроизводит их положения вполне удовлетворительно (рис. 3). Однако это согласие достигается при значении дифракционного радиуса $R_{\rm dif} \approx 4.2~$ Фм, который примерно на 1 Фм меньше дифракционного радиуса для основного состояния, определенного из дифференциального сечения упругого рассеяния.

Основное предположение, лежащее в основе МДМ, состоит в том, что среднеквадратичный радиус ядра в возбужденном состоянии можно представить как

$$\langle R^* \rangle = \langle R^0 \rangle + \Delta,$$
 (1)

где

$$\Delta = [R_{\rm dif}^* - R_{\rm dif}^0], \qquad (2)$$

Очевидно, что отрицательный знак разности $\Delta = (R_{\rm dif}^* - R_{\rm dif}^0)$ не может означать такого сильного уменьшения истинного радиуса возбужденного состояния относительно основного уже хотя бы потому, что уровень 4⁺ в ¹²С является членом вращательной полосы основного состояния. Изменение дифракционного радиуса можно объяснить передачей в реакции неупругого рассеяния большого углового момента при значительном изменении энергии рассеянной частицы (этот эффект не мог наблюдаться в предыдущих применениях МДМ, и будет обсужден в отдельной публикации). Однако из-за того, что разность Δ оказалась отрицательной, мы не можем определить среднеквадратичный радиус для



Рис. 2. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{12}$ С с возбуждением уровней 4⁺ (14.08 МэВ) (*a*) и 4⁺ (13.75 МэВ) (*b*) при $E_{lab} = 110$ МэВ. Сплошные кривые отвечают расчетам по методу искаженных волн с L = 4



Рис. 3. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{16}$ О с возбуждением уровня 4⁺ (10.36 МэВ) при энергии $E_{lab} = 104$ МэВ (открытые круги) [29]; сплошная кривая — расчет методом связанных каналов [29]. Сплошные квадраты — экспериментальное сечение неупругого рассеяния $\alpha + {}^{12}$ С с возбуждением уровня 4⁺ (14.08 МэВ) при $E_{lab} = 110$ МэВ. Пунктирная кривая — расчет по дифракционной модели с переданным моментом L = 4 и радиусом $R_{dif} = 4.2$ Фм

состояния 14.08 МэВ с помощью прямого использования MДM, т.е. путем добавления Δ к радиусу основного состояния.

На рис. 2, б были приведены дифференциальные сечения возбуждения нового состояния с $E^* = 13.75$ МэВ. Общий характер углового распределения близок к полученному при возбуждении состояния 14.08 МэВ (рис. 2, *а* и рис. 3). Это позволяет предположить, что и в данном случае имеет место передача момента L = 4, и, следовательно, спин-четность этого состояния $I^{\pi} = 4^+$. Заметим, что если бы соответствующая группа в спектре была связана с уровнем 4^- , то такое подобие было бы маловероятным, так как возбуждение состояния с аномальной четностью не может происходить в результате одноступенчатого процесса.

Дифракционный радиус состояния 13.75 МэВ можно оценить относительно дифракционного радиуса состояния 14.08 МэВ. Он оказался $\approx 5.0 \, \Phi$ м, т.е. на 0.8 Фм больше, чем для состояния 14.08 МэВ. Это значение достаточно хорошо согласуется с разностями радиусов в возбужденных состояниях 0_2^+ , 2_2^+ (0.6 Фм, 0.8 Фм соответственно [25]) и для основного состояния 12 С.

Таким образом, есть основания считать, что состояние 13.75 МэВ является третьим членом вращательной полосы, базирующейся на состоянии Хойла (рис. 4). Однако учитывая оговорки, сделанные выше при описании процедуры выделения состояния 13.75 МэВ, полученные результаты требуют дополнительной проверки. Это относится и к значению энергии возбуждения состояния 4⁺₂ (13.75 или 13.3 МэВ), а также к определению спин-четности состояния 13.35 МэВ (2⁻ или 4⁻).

*Е**, МэВ



Рис. 4. Состояния, относящиеся к ротационным полосам основного состояния (черные квадраты) и состояния Хойла (полые кружки) в ядре ¹² С. Для наглядности точка для состояния 4⁺ (13.75 МэВ) вынесена правее. Сплошные линии соответствуют линейной аппроксимации этих точек. Звездочками обозначены состояния 3⁻ (9.64 МэВ) и 13.35 МэВ (предполагаемое значение $I^{\pi} = 4^{-}$)

В проблеме возбужденных состояний ядра ¹² С имеется и ряд других открытых вопросов. В работе [30] сообщалось, что известное состояние 0_3^+ с $E^* = 10.3$ МэВ и шириной $\Gamma = 3$ МэВ на самом деле является комбинацией двух состояний 0^+ при $E^* = 9.4$ и 10.8 МэВ. Обсуждать влияние этого результата на имеющиеся представления о структуре ядра ¹² С мы считаем преждевременно.

Недавно было заявлено [28] об обнаружении состояния 5⁻ (22.4 МэВ), что еще больше осложнило вопрос о структуре возбужденных вращательных состояний. Была высказана гипотеза [28], что это новое состояние совместно с уровнями 3- (9.64 МэВ) и 4- (13.35 МэВ), показанными на рис. 4, образует ветвь отрицательной четности в единой вращательной полосе, базирующейся на основном состоянии. Однако при этом возникает вопрос, как согласовать одинаковость моментов инерции членов этой единой полосы с тем фактом, что радиус в состоянии 3был определен равным 2.88±0.11 Фм [4], т. е. существенно больше, чем радиусы в состояниях положительной четности. Заметим, что учет упомянутого выше возможного влияния центробежного барьера привел бы к еще большему увеличению радиуса. Увеличенный радиус в состоянии 3- по сравнению с основным предсказывался также и некоторыми кластерными моделями (см. табл. 4 в работе [4]).

Таким образом, в структуре высоковозбужденных состояний ядра ¹² С, являющегося ключевым для всей проблемы кластеризации нуклонов в легких ядрах, остается много неясностей, требующих дальнейшего исследования.

3. Аналог состояния Хойла в ядре ¹³С

В течение длительного времени ядра ¹³С и ¹¹В считались хорошими примерами проявления оболочечных эффектов в легких ядрах. До энергий возбуждений 8–10 МэВ весь спектр уровней воспроизводился различными вариантами оболочечной модели. Появившиеся новые кластерные модели предсказывают существование в этих ядрах состояний со значительно более сложной структурой, в частности таких, которые получаются из состояния Хойла удалением протона (¹¹В) и добавлением нейтрона (¹³С). Вопрос состоит в том, в какой мере эти состояния сохраняют первоначальную кластерную конфигурацию, т. е. могут рассматриваться как аналоги состояния Хойла.

В работе [31] было высказано предположение, что в состояниях ядра 13 С $1/2^-$ (8.86 МэВ) и $1/2^+$ (11.00 МэВ) валентный нейтрон занимает соответственно $1p_{1/2}$ и $2s_{1/2}$ орбиты, а остовом является состояние Хойла.

Измеренные дифференциальные сечения при начальной энергии 65 МэВ [10], ведущие к возбуждению состояния 1/2- (8.86 МэВ), представлены на рис. 5 совместно с расчетами на основе метода искаженных волн, где использовались параметры оптических потенциалов [21] во входном и выходном каналах с учетом их зависимости от энергии, определенные по данным упругого рассеяния, а также неупругие форм-факторы коллективной модели в виде производной потенциала Вудса-Саксона со свободными параметрами. Указанные сечения сравниваются с сечениями при той же энергии, ведущие к возбуждению состояния Хойла в ¹² С. В обоих случаях наблюдается подобие в поведении дифракционной части сечений, соответствующих переданному моменту L = 0. Среднеквадратичный радиус в состоянии 8.86 МэВ, определенный с помощью МДМ, оказался равным 2.68 ± 0.10 Фм (дифракционный радиус $R_{\rm dif} = 5.66 \pm 0.10$ Фм), что немного меньше, чем в состоянии Хойла (2.89 ± 0.04 Фм). Все это позволяет рассматривать эти состояния как аналоги.

В обоих угловых распределениях были идентифицированы радужные минимумы (минимумы Эйри), их положения указаны стрелками. Для состояния 8.86 МэВ радужный минимум расположен при угле несколько большем, чем в случае упругого рассеяния, и меньшим, чем для состояния Хойла, что находится в качественном согласии с результатами МДМ-анализа.

Следует отметить еще одну особенность состояния 8.86 МэВ. Оно практически не возбуждается в реакциях передачи альфа-частицы ⁹Be(⁶Li, *d*)¹³C



Рис. 5. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}$ С при $E_{lab} = 65$ МэВ, ведущие к состоянию 8.86 МэВ в 13 С (полые кружки, 1). Сплошная кривая отвечает расчетам по методу искаженных волн с L = 0. Для сравнения показано дифференциальное сечение неупругого рассеяния с возбуждением состояния Хойла в 12 С (черные треугольники, 2). Стрелками обозначены положения радужных минимумов



Рис. 6. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{11}$ В, $E_{lab} = 65$ МэВ с возбуждением состояния 8.56 МэВ (открытые квадраты) и неупругого рассеяния $\alpha + {}^{12}$ С при $E_{lab} = 65$ МэВ с возбуждением состояния Хойла (черные треугольники)

и ⁹Ве(⁷Li, t) ¹³С [32, 33]. Это означает, что его структура не соответствует конфигурации ⁹Ве + α . Возможно, что указанное различие связано с положением валентного нейтрона. Считается (см., напр., [34]), что в ядре ⁹Ве нейтрон входит в кластер ⁵Не. В состоянии 8.86 МэВ — аналоге состояния Хойла — нейтронная орбита может «охватывать» весь остов.

4. Аналог состояния Хойла в ядре ¹¹ В

Первоначально предполагалось [2], что аналогом состояния Хойла в 11 В является состояние $3/2^{-}$ с $E^* = 8.56$ МэВ, не описывающееся ни в одном из вариантов оболочечной модели. Различ-

ные теоретические подходы (АМД [2, 35], метод ортогонального условия (МОУ) [3]), рассматривая состояние 8.56 МэВ как кластерное со структурой $2\alpha + t$, предсказывали для него радиус, увеличенный по сравнению с основным состоянием. Впоследствии была высказана идея [36], что истинным аналогом состояния Хойла является состояние с $E^* = 12.56$ МэВ. Мы исследовали возбужденные состояния ¹¹В в работах [37, 38].

На рис. 6 приведены дифференциальные сечения (в зависимости от переданного импульса) неупругого рассеяния $\alpha + {}^{11}$ В при энергии $E_{lab} = 65$ МэВ с возбуждением состояния 8.56 МэВ в сравнении с такими же данными для неупругого рассеяния

1 / /	• •	5 1	/ 3 \ /		
	МДМ, наст. работа	МДМ [38]	АМД [35]	МОУ [36]	МДМ, сост. Хойла ядра ¹² С [4]
<i>R</i> _{rms} , Фм	2.87 ± 0.13	2.99 ± 0.18	3.1	3.0	2.89 ± 0.04

Таблица 2 Среднеквадратичный радиус ядра ¹¹В в состоянии 3/2₃ (8.56 МэВ)

 $\alpha + {}^{12}$ С с возбуждением состояния Хойла. Они оказались практически совпадающими.

Мы проанализировали в рамках МДМ имеющиеся экспериментальные данные и сравнили их с теоретическими предсказаниями (табл. 2).

МДМ-анализ, выполненный в настоящей работе, дал для состояния 8.56 МэВ величину среднеквадратичного радиуса, которая в пределах ошибок совпадает с результатом предыдущего МДМ-анализа [38] данных, опубликованных ранее [37, 39, 40], и весьма близка как к предсказаниям теоретических моделей, так и к среднеквадратичному радиусу в состоянии Хойла.

Еще одним свидетельством в пользу генетической связи состояния 8.56 МэВ и состояния Хойла является сходство базирующихся на них вращательных полос. АМД-расчеты [35] предсказывают существование вращательной полосы, построенной на состоянии 8.56 МэВ. Там же и в работе [41] было высказано предположение, что эту полосу образует последовательность состояний 10.33 МэВ (5/2⁻) — 11.60–13.14 МэВ (9/2⁻) (в скобках указаны предполагаемые спин-четности).

В нашем эксперименте наблюдались все состояния, принадлежащие этой полосе. Эта вращательная полоса приведена на рис. 7 вместе с вращательной полосой в ядре ¹² С, базирующейся на состоянии Хойла.



Рис. 7. Вращательная полоса $K = 3/2^{-}$ в ядре ¹¹ В, основанная на состоянии 8.56 МэВ (черные треугольники, линия 1). Для сравнения приведена вращательная полоса [9], базирующаяся на состоянии Хойла в ядре ¹² С (черные кружки, линия 2)

Обращают на себя внимание несколько особенностей зависимости энергий возбуждения от J(J+1), показанной на рис. 7. Во-первых, моменты инерций этих полос сравнимы. Во-вторых, для всех состояний полос были получены аномально большие радиусы. В большинстве случаев они примерно на 0.7–1.0 Фм превышают среднеквадратичный радиус ¹¹ В в основном состоянии.

Таким образом, и радиусы, и моменты инерции рассматриваемых состояний оказываются близкими к соответствующим величинам, относящимся к состоянию Хойла в ядре ¹² С, что позволяет рассматривать состояние 8.56 МэВ ядра ¹¹В как аналог состояния Хойла.

Особо следует остановиться на проблеме состояний ¹¹В в области энергий возбуждения 12.0–12.9 МэВ. Ранее считалось, что здесь имеется единственное состояние 12.56 МэВ с $I^{\pi} = 1/2^+$ и изоспином T = 3/2 [27]. В работе [36] было высказано предположение, что состояние 12.56 МэВ на самом деле имеет изоспин T = 1/2, «гигантский» радиус $R_{\rm rms} \approx 6$ Фм, сопоставимый с радиусом ядра урана (!), и является истинным аналогом состояния Хойла.

В эксперименте [37] мы наблюдали состояние с $E^* = 12.6 \pm 0.1$ МэВ и вероятным значением $I^{\pi} = 3/2^+$. Поскольку исследовалось неупругое рассеяние альфа-частиц, этому состоянию естественно приписать T = 1/2. В реакции ⁷Li(α, α') [41], исследованной с высоким разрешением, было обнаружено состояние с $E^* = 12.63 \pm 0.04$ МэВ, а состояние с $E^* = 12.56$ МэВ вообще не наблюдалось. Помимо очевидного значения T = 1/2, состоянию 12.63 МэВ было приписано $I^{\pi} = 3/2^+$ либо 9/2⁺. Таким образом, скорее всего в работах [37] и [41] наблюдалось одно и то же состояние ¹¹В.

Наш МДМ-анализ показал, что состояние 12.6 МэВ имеет «нормальную» величину среднеквадратичного радиуса $R_{\rm rms} = 2.24 \pm 0.37$ Фм. Таким образом, предсказания [36] об аномальном значении радиуса ядра ¹¹В в рассматриваемом состоянии не подтвердились, и оно не является аналогом состояния Хойла.

Заключение

Проведен анализ дифференциальных сечений неупругого рассеяния альфа-частиц с энергией 65 МэВ на ядрах ¹² С, ¹³ С, ¹¹ В и 110 МэВ на ¹² С. С помощью Модифицированной дифракционной модели (МДМ) были определены радиусы этих ядер в некоторых возбужденных состояниях, структура которых привлекает к себе большое внимание в последнее десятилетие. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что у известного состояния Хойла 0⁺ (7.65 МэВ) в ядре ¹²С, имеющего увеличенные по сравнению с основным состоянием размеры, действительно существуют аналоги как в самом ядре ¹²С, так и в соседних ядрах ¹³С и ¹¹В. Было показано, что состояние Хойла является базовым для новой ротационной полосы (помимо известной полосы основного состояния). Было идентифицировано новое состояние 4⁺ в ядре ¹²С с энергией возбуждения 13.75 МэВ (третий член ротационной полосы) и показано, что его радиус близок к радиусу в состоянии Хойла и второго члена полосы 2⁺ (9.8 МэВ).

Состояния $1/2^-$ (8.86 МэВ) в 13 С и $3/2^-$ (8.56 МэВ) в 11 В обнаруживают большое сходство с состоянием Хойла. Угловые распределения с возбуждением этих состояний оказались близкими, а радиусы в пределах ошибок одинаковыми. Также были получены данные о том, что на состоянии 8.56 МэВ в 11 В базируется ротационная полоса, похожая на полосу состояния Хойла (близкие значения радиусов и моментов инерции). Все эти соображения говорят в пользу того, что эти состояния в ядрах 13 С и 11 В могут рассматриваться как аналоги состояния Хойла.

В то же время остается ряд открытых вопросов. Сравнение полученных результатов с предсказаниями теоретических моделей продемонстрировало в ряде случаев неплохое согласие, однако наблюдались и существенные расхождения. В частности, относительно получившей широкую известность модели альфа-частичного конденсата можно сказать, что если он и проявляется в рассматриваемых ядрах, то в рудиментарном виде.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РНФ (грант 14-12-00079) и РФФИ (гранты 14-02-00560 и 14-02-90459).

Список литературы

- Tohsaki A., Horiuchi H., Shuck P., Röpke G. // Phys. Rev. Lett. 2001. 87. P. 192501.
- 2. Kanada-En'yo Y. // Phys. Rev. C. 2007. 75. P. 024302.
- Chernykh M., Feldmeier H., Neff T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. 98. P. 032501.
- Danilov A.N., Belyeva T.L., Demyanova A.S. et al. // Phys. Rev. C. 2009. 80. P. 054603.
- Belyaeva T. L., Perez-Torres R., Ogloblin A.A. et al. // Phys. Rev. C. 2014. 90. P. 064610.
- Ohkubo S., Hirabayashi Y. // Phys. Rev. C. 2007. 75. P. 044609.
- Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Goncharov S.A., Belyaeva T.L. // Int. J. of Modern Physics E. 2008. 17. P. 2118.
- Liu Z.H., Lin C.J., Zhang H.Q., Li Z.C. et al. // Phys. Rev. C. 2001. 64. P. 034312.
- Ogloblin A.A., Demyanova A.S., Danilov A.N. et al. // EPJ Web of Conferences. 2014. 66. P. 02074.

- Demyanova A.S., Danilov A.N., Dmitriev S.V. et al. // EPJ Web of Conferences. 2014. 66. P. 02027.
- Danilov A.N., Demyanova A.S., Ogloblin A.A. et al. // EPJ Web of Conferences. 2014. 66. P. 03007.
- Demyanova A.S., Glukhov Yu.A., Belyaeva T.L. et al. // Nuclear Physics A. 2008.805. Р. 489; Демьянова А.С., Беляева Т.Л., Данилов А.Н. и др. // Ядерная Физика. 2009. 72, № 10. С. 1668. (Demyanova A.S., Belyaeva T.L., Danilov A.N. et al. // Physics of Atomic Nuclei. 2009. 72. N 10, Р. 1611).
- Funaki Y., Horiuchi H., von Oertzen W., Röpke G. et al. // Phys. Rev. C. 2009. 80. P. 064326.
- Yamada T., Schuck P. // Eur. Phys. J. A. 2005. 26. P. 185.
- 15. Kamimura M. // Nucl. Phys. A. 1981. 351. P. 456.
- Gai M. // EPJ Web of Conferences. 2012. 38. P. 15001.
 Furutachi N., Kimura M. // Phys. Rev. C. 2011. 83. P. 021303.
- 18. Suhara T., Kanada-En'yo Y. // PTP. 2010. 123. P. 303.
- Epelbaum E., Krebs H., Lee D., Meissner U.-G. // Phys. Rev. Lett. 2011. 106. P. 192501.
- 20. Yamada T., Schuck P. // Phys. Rev. C. 2004. 69. P. 024309.
- Belyaeva T.L., Danilov A.N., Demyanova A.S. et al. // Phys. Rev. C. 2010. 82. P. 054618.
- 22. Morinaga H. // Phys. Rev. 1956. 101. P. 254.
- Freer M., Fujita H., Buthelezi Z. et al. // Phys. Rev. C. 2009. 80. P. 041303.
- Itoh M., Akimune H., Fujiwara M. et al. // Phys. Rev. C. 2011. 84. P. 054308.
- Ogloblin A.A., Belyaeva T.L., Danilov A.N. et al. // Eur. Phys. J. A. 2013. 41. P. 46.
- 26. Freer M., Almaraz-Calderon S., Aprahamian A. et al. // Phys. Rev. C. 2011. 83. P. 034314
- 27. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1990. 506. P. 1.
- Marin-Lambarri D.J., Bijker R., Freer M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. 113. P. 012502.
- Harakeh M.N., Arends A.R., de Voigt M.J.A. et al. // Nucl. Phys. A. 1976. 265. P. 189.
- Itoh M., Akimune H., Fujiwara M. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2013. 436. P. 012006.
- Kawabata T., Sasamoto Y., Maeda Y. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2008. 17. P. 2071.
- Goldberg V.Z., Davidov V.V., Ogloblin A.A. et al. // Proc. of Soviet Academy of Science. Ser. Fiz. 1971. 35. P. 1663.
- 33. Aslanoglou X., Kemper K.W., Farina P.C., Trcka D.E. // Phys. Rev. C. 1989.40. P. 73.
- Togashi T., Murakami T., Kato K. // Int. J. Mod. Phys. E. 2008. 17. P. 2081.
- Suhara T., Kanada-En'yo Y. // Phys. Rev. C. 2012. 85. P. 054320.
- Yamada T., Funaki Y. // Phys. Rev. C. 2010. 82. P. 064315.
- 37. Данилов А.Н., А.С. Демьянова, Дмитриев С.В. и др. // Ядерная физика. 2015 (в печати).
- Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Danilov A.N. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2011. 20, P. 915.
- Буртебаев Н., Бактыбаев М.К., Дуйсебаев Б.А. и др. // Ядерная физика. 2005. 68, № 8. С. 1356. (Burtebaev N., Baktybaev М.К., Duisebaev B.A. et al. // Phys. of Atom. Nuclei. 2005. 68, N 8. С. 1303).
- 40. Kawabata T., Akimune H., Fujita H. et al. // Phys. Lett. B. 2007. **646**. P. 6.
- Yamaguchi H., Hashimoto T., Hayakawa S. et al. // Phys. Rev. C. 2011. 83. P. 034306.

- 42. Charity R.J., Komarov S.A., Sobotka L.G. et al. // Phys. Rev. C. 2008. **78**. P. 054307.
- 43. Soic N., Freer M., Donadille L. et al. // Nucl. Phys. A. 2004. **742**, P. 271.
- 44. Curtis N., Ashwood N.I., Catford W.N. et al. // Phys. Rev. C. 2005. 72. P. 044320.
- Analogues of the exotic Hoyle state in the ¹²C nucleus

S. A. Goncharov^{1,a}, A. S. Demyanova^{2,b}, A. A. Ogloblin², A. N. Danilov², T. L. Belyaeva³, W. Trzaska⁴

¹Department of Neutronography, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²NRC Kurchatov Institute. Kurchatov sq. 1, Moscow 123182, Russia.

³ Universidad Autonoma del Estado de Mexico. Toluca 5000, Mexico.

⁴JYFL. Jyvaskyla, Finland.

E-mail: ^agsa@srd.sinp.msu.ru, ^ba.s.demyanova@bk.ru.

Experimental data on inelastic scattering of alpha particles by the ¹¹ B, ¹² C, and ¹³ C nuclei are analyzed using the modified diffraction model and the radii of these nuclei in some "abnormal" excited states are found. It is shown that the (7.65 MeV) Hoyle state in the ¹² C nucleus is the base state for a new $0^+_2 - 2^+_2 - 4^+_2$ rotational band (in addition to the ground-state band), in which the third member is the discovered (13.75 MeV) state. The radii of the ¹² C nucleus in the above-mentioned three states are 25–30% larger than its ground state radius. It is found that the radii of the $1/2^-$ (8.86 MeV) state in the ¹³ C nucleus and the $3/2^-$ (8.56 MeV) state in the ¹¹ B nucleus are close to the radius of the Hoyle state in ¹² C and that a similar rotational band is based on the 8.56 MeV state. The above ¹³ C and ¹¹ B states can be regarded as analogues of the Hoyle state. The prediction of the alpha-condensation model that a similar analogue in ¹¹ B is the 12.56 MeV state with a radius that is comparable with the nuclear radius of uranium was not confirmed.

Keywords: inelastic scattering, light nuclei, diffraction model, nuclear radius, excited states. PACS: 21.10.Gv, 24.10.Ht, 25.55.Ci. *Received 1 June 2015*.

English version: Moscow University Physics Bulletin 5(2015).

Сведения об авторах

- 1. Гончаров Сергей Антонович доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-24-92, e-mail: gsa@srd.sinp.msu.ru.
- 2. Демьянова Алла Сергеевна доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (499) 196-93-09, e-mail: a.s.demyanova@bk.ru.
- 3. Оглоблин Алексей Алексеевич доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (499) 196-99-77, e-mail: ogloblina@bk.ru.
- 4. Данилов Андрей Николаевич инженер; тел.: (499) 196-93-09, e-mail: danilov1987@mail.ru.
- 5. Беляева Татьяна Леонидовна канд. физ.-мат. наук, профессор; e-mail: tbl@uaemex.mx.
- 6. Трзаска Владислав доктор, доцент; e-mail: wladyslaw.h.trzaska@jyu.fi.