

## ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ЭКЗОТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ $0_2^+$ ЯДРА $^{12}\text{C}$ (СОСТОЯНИЯ ХОЙЛА)

*В. А. Маслов<sup>a</sup>, Р. А. Астабатьян<sup>a</sup>, С. А. Гончаров<sup>b</sup>, В. А. Дамаскин<sup>a</sup>,  
 А. Н. Данилов<sup>c</sup>, А. С. Демьянова<sup>c</sup>, З. Длоугы<sup>z</sup>, М. П. Иванов<sup>a</sup>,  
 Р. Калтакчиева<sup>a</sup>, А. А. Кулько<sup>a</sup>, С. М. Лукьянов<sup>a</sup>, А. А. Оглоблин<sup>c</sup>,  
 Ю. Э. Пенионжкевич<sup>a</sup>, Р. В. Ревенко<sup>a</sup>, Н. К. Скобелев<sup>a</sup>, Д. А. Тестов<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>b</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
 Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>c</sup> РНЦ «Курчатовский институт», Москва

<sup>z</sup> Институт ядерной физики, Ржеж, Чешская Республика

Представлены новые результаты работы, основной целью которой является изучение экзотического состояния ядра  $^{12}\text{C}$  (состояния Хойла). Несмотря на многочисленные исследования, структура этого состояния, лежащего над порогом развала на три альфа-частицы, мало изучена. Различные модели предполагают аномально большие размеры ядра в этом состоянии. Однако до недавнего времени не было предложено методов измерения радиусов ядер в нестабильных состояниях. Наилучшим способом решения этой задачи является измерение угловых распределений упругого и неупругого рассеяния  $^{12}\text{C}$  и определение радиусов ядер для основного и возбужденных состояний с помощью дифракционного метода. Данный метод определения радиусов основан на том факте, что сечения прямых ядерных реакций при достаточно больших энергиях ведут себя под малыми углами, как дифракция Фраунгофера на черном шаре. Радиус ядра, полученный с использованием данного метода, в дальнейшем будем называть дифракционным радиусом. В связи с этим был проведен эксперимент по измерению угловых распределений упругого и неупругого рассеяния  $^{12}\text{C}$  с энергией  $(121,5 \pm 0,5)$  МэВ на ядрах мишени из  $^{12}\text{C}$ . Упругое рассеяние  $^{12}\text{C}$  измерено в угловом диапазоне от  $18$  до  $50^\circ$  в с. ц. м. с неопределенностью по углу  $\Delta\theta = \pm 0,6^\circ$ . Измерено также сечение неупругого рассеяния  $^{12}\text{C}$  при возбуждении состояния  $2^+$  ( $4,44$  МэВ) и  $0^+$  ( $7,65$  МэВ) ядра  $^{12}\text{C}$ . Произведены оценки дифракционных радиусов для основного и возбужденных состояний. Обнаружено увеличение дифракционного радиуса ядра  $^{12}\text{C}$  для состояния  $7,65$  МэВ по сравнению с радиусом основного и первого возбужденного состояний.

New results from a series of experiments, dedicated to the study of the  $^{12}\text{C}$  exotic state (the so-called Hoyle state) are presented. In spite of the many investigations carried out formerly, the structure of this state, lying above the threshold for breakup into three alpha particles, is still unknown. The different models assume an abnormally large size of the nucleus in this excited state. However, until recently methods for measuring the radii of unbound states were not suggested. The best way to solve the problem seems to be the measurement of the angular distributions of elastic and inelastic scattering of  $^{12}\text{C}$  on different target nuclei and the determination of the radii of the ground and excited states with the help of diffraction scattering. The diffraction method of determination of the radii is based on the fact that the cross sections for direct reactions at high enough energies behave at small scattering angles as Fraunhofer diffraction on a black ball. Accordingly an experiment was performed aimed at measuring the elastic and inelastic angular distributions of  $^{12}\text{C}$  with an energy of  $(121.5 \pm 0.5)$  MeV on a  $^{12}\text{C}$  target. The elastic scattering was measured in the angular range from  $18$  to  $50^\circ$  in the c.m.

system with uncertainty in the angle measurement equal to  $\Delta\theta = \pm 0.6^\circ$ . The inelastic cross section was measured for the  $^{12}\text{C}$  excited states  $2^+$  (4.44 MeV) and  $0^+$  (7.65 MeV). Estimates were made for the diffraction radii for the ground and excited states. An increase was observed in the radius of the state at 7.65 MeV compared to those of the ground and first excited states.

PACS: 25.70.-z

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется изучению состояния ядра  $^{12}\text{C}$  с энергией возбуждения 7,65 МэВ ( $0_2^+$ ), называемого состоянием Хойла по имени астрофизика, его предсказавшего. Несмотря на многочисленные исследования, свойства этого состояния, лежащего над порогом развала на три альфа-частицы, до сих пор мало изучены. Новый интерес вызван тем обстоятельством, что современные кластерные модели ядер, например антисимметризованная молекулярная динамика, предсказывают у ядра в этом состоянии аномально большие размеры по сравнению с ядром в основном состоянии. Наиболее амбициозной из них является гипотеза об альфа-частичном бозе-конденсате, согласно которой состояние Хойла представляет газ почти невозмущенных альфа-частиц, благодаря чему радиус ядра в этом состоянии в 1,7 раза больше, чем в основном.

До недавнего времени не существовало методов экспериментального определения радиусов ядер в короткоживущих состояниях, лежащих над порогами испускания нуклонов или кластеров. Поэтому предсказания упомянутых моделей не могли быть проверены. Недавно был предложен метод определения радиусов ядер в таких состояниях по дифракционному рассеянию [1, 2]. Радиус ядра, полученный с использованием данного метода, в дальнейшем будем называть дифракционным радиусом. Состояние Хойла было исследовано в неупругом рассеянии  $^3\text{He}$  и альфа-частиц на  $^{12}\text{C}$ , и его радиус оказался примерно на 25 % больше, чем у ядра в основном состоянии.

Ввиду новизны и модельного характера метода возникла необходимость его проверки с помощью неупругого рассеяния более тяжелых ионов. Однако имеется весьма ограниченное количество экспериментов по возбуждению состояния  $0^+$  (7,65 МэВ) в реакциях с тяжелыми ионами. Проверка метода при анализе данных с использованием углеродных мишеней очень важна для экспериментов с радиоактивными пучками. В случае успеха появилась бы реальная возможность применить дифракционный метод для измерения радиусов радиоактивных ядер в их короткоживущих возбужденных состояниях. Однако для рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  известны только две работы [3, 4] в области энергий, где применим метод определения среднеквадратичных радиусов по дифракционному рассеянию. Как показано в [1, 2], для успешного применения этого метода важно знать энергетическую зависимость дифракционных радиусов.

С этой целью нами был проведен эксперимент по измерению угловых распределений упругого и неупругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при энергии 121,5 МэВ. Эксперимент проводился на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Исследование энергетических уровней, возбуждаемых в неупругих ядро-ядерных столкновениях, требует прецизионных методов измерения энергетических спектров изучаемых продуктов реакций. Эти методы должны обеспечить однозначную идентификацию ядер-продуктов, их разделение по массам и зарядам, что дает точное определение

возможных каналов реакций, в которых образуются интересующие нас ядра. Наиболее эффективным для решения таких задач является использование комбинации метода электромагнитного анализа продуктов реакций с техникой измерения потерь энергии частиц и их остаточной энергии (метод  $\Delta E - E$ ) [5]. Магнитный спектрометр способен собрать продукты реакций с высокой эффективностью и распределить их в соответствии с дисперсией по массе и заряду при достаточно хорошем разрешении по импульсу ( $\Delta p/p$ ). В то же время детектор в фокальной плоскости спектрометра позволяет, кроме измерения  $\Delta E$  и  $E$ , одновременно определять позицию и угол падения частиц — продуктов реакции — на фокальную плоскость. Более подробно данная методика изложена в работах [6–8].

Продукты реакций анализировались магнитным спектрометром МСП-144. Для их идентификации использовался детектор, расположенный в фокальной плоскости спектрометра и представляющий собой газонаполненную ионизационную камеру. Калибровка фокального детектора проводилась рассеянным пучком  $^{12}\text{C}$  на мишени из ядер золота. Меняя магнитное поле спектрометра и изменяя положение пучка в фокальной плоскости магнитного спектрометра, калибровали координатную часть позиционно-чувствительного фокального детектора. Место попадания продуктов на фокальную плоскость определялось с помощью пропорциональных счетчиков. Угловое распределение упругого рассеяния ядер  $^{12}\text{C}$  измерялось в угловом диапазоне от  $18$  до  $50^\circ$  в с. ц. м. с неопределенностью по углу  $\Delta\theta = \pm 0,6^\circ$ . Измерялось также угловое распределение неупругого рассеяния  $^{12}\text{C}$  при возбуждении состояния  $0^+$  ( $7,65$  МэВ) ядра мишени  $^{12}\text{C}$ .

Пучок  $^{12}\text{C}$  был ускорен на циклотроне У-400 и выведен с энергией  $121,5$  МэВ. Он проходил через систему коллиматоров и попадал на мишень из углерода, имея размер  $3 \times 7$  мм. Самоподдерживающаяся углеродная мишень имела толщину  $100$  мкг/см $^2$ . Рассеянный на мишени  $^{12}\text{C}$  попадал на вход магнитного спектрометра, каждый раз устанавливаемого на определенный угол рассеяния относительно центра мишени с угловым раствором  $\Delta\theta = \pm 0,5^\circ$ . Прошедшие через объем спектрометра (давление остаточного газа в камере спектрометра  $\approx 10^{-5}$  мм Нг) рассеянные на углероде частицы фокусировались за счет ступенчатого изменения магнитного поля и собирались в фокальной плоскости спектрометра в зависимости от их импульсного и зарядового распределений. Каждому углу измерения, в соответствии с энергией рассеянных ионов  $^{12}\text{C}$ , отвечало свое значение магнитного поля в спектрометре. Обработка полученной информации проводилась с помощью модифицированной программы, описанной в работе [7]. Из всех регистрируемых продуктов реакции в двумерных матрицах выделялись локусы с событиями, соответствующими ядру  $^{12}\text{C}$ . Энергетическое разрешение секций ионизационной камеры составляло 3–6%. Поэтому энергетический спектр рассеянных ионов  $^{12}\text{C}$  определялся с учетом позиции попадания частиц на фокальную плоскость, т. е. на основе значений магнитной жесткости этих частиц ( $B\rho$  или  $Bx$ ).

В случае магнитного анализа связь энергии частиц с их магнитной жесткостью выражается формулой

$$E = k(Bx)^2 q^2 / A. \quad (1)$$

Детектор, схематический вид которого показан на рис. 1, размещен в фокальной плоскости спектрометра и состоит из ионизационной камеры с сеткой Фриша, сегментированным анодом, двумя однопроволочными пропорциональными позиционными счетчиками, и сцинтилляционного блока для регистрации длиннопробежных частиц, размещенного

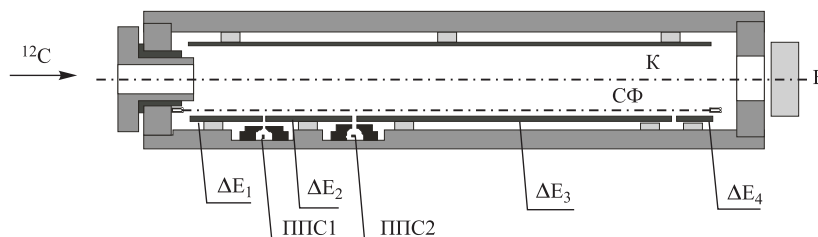


Рис. 1. Фокальный детектор магнитного спектрометра МСП-144. К — катод; СФ — сетка Фриша;  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ ,  $\Delta E_3$  и  $\Delta E_4$  — электроды анода; Е — сцинтилляционный детектор; ППС1 и ППС2 — пропорциональные счетчики

непосредственно за ионизационной камерой. В работе [9] дано детальное описание ионизационной камеры.

Эффективный размер фокального детектора определялся входной прямоугольной диафрагмой  $190 \times 20$  мм. Таким образом, его горизонтальный размер соответствовал 10% по импульсному захвату. Высота детектора обеспечивала попадание всех продуктов реакции из мишени размером по вертикали 5–6 мм. Входным окном детектора служила майларовая пленка толщиной 20 мкм, которая отделяла газовый объем детектора от вакуумного объема камеры магнитного спектрометра. Для механической поддержки пленки использовалась сетка из Ве–Си-проволоки (толщиной 200 мкм) с шагом в 2 мм. В качестве рабочего газа использовался химически чистый изобутан ( $C_4H_{10}$ ) при давлении от 20 до 500 Торр, определяемом пробегом регистрируемых в ионизационной камере частиц.

Рабочая глубина ионизационной камеры составляет 500 мм, а активные глубины  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ ,  $\Delta E_3$  и  $\Delta E_4$  плоских электродов сегментированного анода — 68, 89, 305 и 14 мм соответственно. Между анодными плоскостями  $\Delta E_1$ – $\Delta E_2$  и  $\Delta E_2$ – $\Delta E_3$  в зазорах ( $\sim 4$  мм) расположены два пропорциональных счетчика ППС1 и ППС2.

Позиции падающих на фокальную плоскость заряженных частиц измерялись первым пропорциональным счетчиком. Место попадания частиц на фокальную плоскость определялось с точностью не хуже 0,7–0,9 мм. Второй пропорциональный счетчик размещался за первым на расстоянии 60 мм и параллельно ему. Позиции определялись методом деления заряда. Угол падения частиц на фокальную плоскость определялся из разницы их позиций в первом и втором счетчиках.

Фокальный детектор позволял различать продукты реакций в соответствии с их массой ( $A/\Delta A = 40$ ) и атомным номером ( $Z/\Delta Z = 20$ ), определять их кинетическую энергию и угол падения на фокальную плоскость. Детали калибровок по позиции и энергии приведены в работе [9].

В экспериментах был использован широкодиапазонный магнитный спектрометр МСП-144 с двухступенчатыми полюсами, расположенный на канале циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ [7]. Магнитный спектрометр смонтирован на платформе, позволяющей осуществлять его плавное вращение по горизонтали относительно оси, проходящей через мишень на углы от  $-25$  до  $+145^\circ$ . Спектрометр связан с реакционной камерой лентой, что позволяло перемещать его по углам без нарушения вакуума.

Величина магнитного поля в каждом из двух зазоров спектрометра измерялась ядерным магнитометром. Стабилизация по магнитному полю (не хуже  $10^{-5}$ ) позволяла проводить длительные измерения с высокой точностью.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

С помощью данной методики были измерены угловые распределения упругого и неупругого рассеяния  $^{12}\text{C}$  на ядрах  $^{12}\text{C}$ . Обработка полученной информации проводилась с помощью модифицированной программы, описанной в работе [7]. На рис. 2 показан спектр  $^{12}\text{C}$ , измеренный под углом  $\theta_{\text{лс}} = 9^\circ$ . Пики в спектре соответствуют упругому рассеянию  $^{12}\text{C}$  на  $^{12}\text{C}$  (основное состояние — g. s.) и неупругому рассеянию с возбуждением состояний  $2^+$  (4,44 МэВ) и  $0^+$  (7,65 МэВ) в ядре мишени  $^{12}\text{C}$ . Ширина упругого пика на полувысоте составляла около 800 кэВ. Наименьший угол в лабораторной системе координат (л. с. к.), при котором проводились измерения, составлял  $9^\circ$ , поскольку при меньших углах имел место большой фон от рассеяния  $^{12}\text{C}$  на медных коллиматорах.

Математическая обработка полученных одномерных спектров угловых распределений производилась для более точного выделения вероятностей заселения возбужденных состояний ядра углерода. Учитывая, что на одномерном спектре пики перекрываются, необходимо было провести математическое разделение огибающей одномерного спектра на три пика (рис. 3), принадлежащие уровням 7,65 МэВ, (4,44 + 4,44) МэВ (дважды возбужденному уровню как в налетающей частице, так и в ядре мишени) и 9,64 МэВ. При разложении данного участка спектра на три гауссиана подбирались только площади пиков, положения центров пиков и их ширина были фиксированными параметрами. Положения центров пиков вычислялись из кинематики с учетом потерь в мишени. Привязка к начальной энергии пучка производилась по пику упругого рассеяния. Ширина пика на полувысоте должна быть одинаковой для всех линий поглощения и рассеяния и в

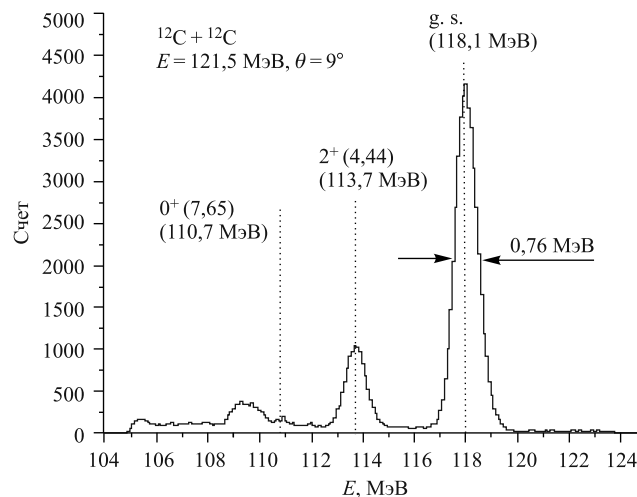


Рис. 2. Спектр рассеянного  $^{12}\text{C}$ , измеренного под углом  $\theta = 9^\circ$

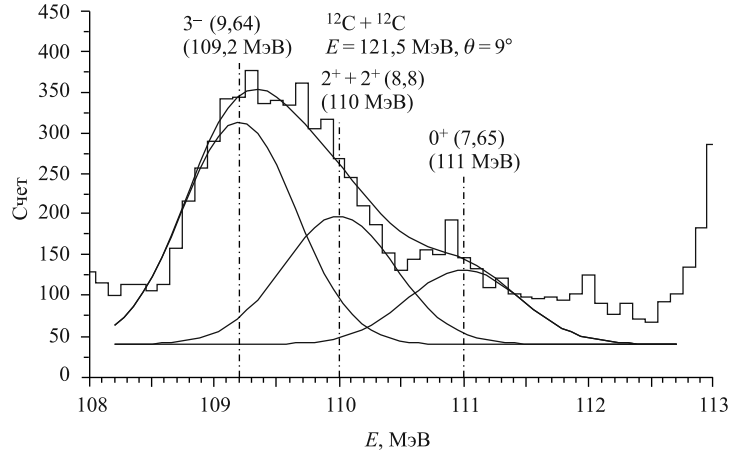


Рис. 3. Разложение на составляющие экспериментального спектра рассеянных частиц  $^{12}\text{C}$ , измеренного под углом  $\theta = 9^\circ$ . Представлена интересующая нас часть экспериментального спектра, которая подвергалась разложению на гауссианы

основном равняться разбросу по энергии пучка циклотрона, поэтому ширины всех трех пиков задавались равными ширине пика упругого рассеяния, которая непосредственно измерялась в эксперименте.

В результате проведенной обработки и анализа данных была получена информация о количестве упруго- и неупругорассеянных ядер  $^{12}\text{C}$  под каждым установленным нами углом рассеяния. Это позволило определить значения сечений рассеяния ядер  $^{12}\text{C}$  на  $^{12}\text{C}$  в угловом диапазоне  $\theta_{\text{лс}} = 9-25^\circ$  в л. с. к. (что в с. ц. м. соответствует углам  $\theta_{\text{цм}} \sim 18-50^\circ$ ) с точностью установки угла  $\delta\theta = 0,5^\circ$ .

На рис. 4 представлены полученные в данной работе экспериментальные результаты.

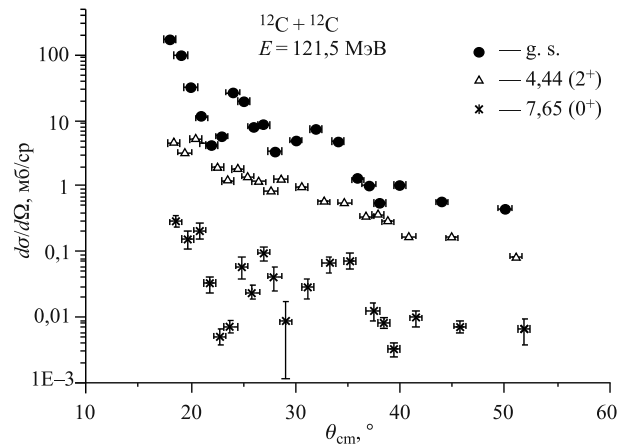


Рис. 4. Дифференциальные сечения упругого и неупругого (с возбуждением уровней  $2_1^+$  (4,44 МэВ) и  $0_2^+$  (7,65 МэВ)) рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при энергии  $E_{\text{л.с.}} = 121,5$  МэВ

### 3. АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Дифракционный метод определения радиусов основан на том факте, что угловые распределения прямых ядерных реакций при достаточно больших энергиях ведут себя под малыми углами, как дифракция Фраунгофера на черном шаре. Форма дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния в дифракционной модели определяется комбинациями цилиндрических функций Бесселя от аргумента  $x = qR$ , где  $q$  — переданный импульс, а  $R$  — подгоночный параметр, имеющий смысл радиуса:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{el}) &\sim \left| \frac{J_1(x)}{x} \right|^2, \quad \frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \rightarrow 0) \sim J_0^2(x), \\ \frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \rightarrow 2) &\sim \left\{ \frac{1}{4}J_0^2 + \frac{3}{4}J_2^2 \right\}, \quad \frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \rightarrow 3) \sim \left\{ \frac{3}{8}J_1^2 + \frac{5}{8}J_3^2 \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Эти выражения получены в адиабатическом предположении, согласно которому энергия возбуждения уровней в неупругом рассеянии должна быть значительно меньше начальной энергии столкновения. Из них следует так называемое правило фаз Блера, согласно которому сечения неупругого рассеяния в зависимости от переданного момента осциллируют в фазе или противофазе друг с другом и с сечением упругого рассеяния.

Радиальный параметр  $R_{\text{dif}}$  (назовем его дифракционным радиусом) может быть определен непосредственно из сопоставления наблюдаемых первых нескольких минимумов (максимумов) углового распределения с нулями (максимумами) функций Бесселя. Независимость  $R_{\text{dif}}$  от порядка экстремума является необходимым условием применимости дифракционной модели.

Выбранная нами модель [1, 2] предполагает, что среднеквадратичный радиус ядра  $\langle R^* \rangle$  в возбужденном состоянии может быть определен через разность дифракционных радиусов возбужденного и основного состояний с помощью соотношения

$$\langle R^* \rangle = \langle R_0 \rangle + [R_{\text{dif}}^* - R_{\text{dif}}(0)], \quad (3)$$

где  $\langle R_0 \rangle$  есть среднеквадратичный радиус основного состояния исследуемого ядра.

Мы определили дифракционные радиусы ядер  $^{12}\text{C}$  в основном и двух возбужденных уровнях (4,44 МэВ и 7,65 МэВ) на основе нашего эксперимента  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при  $E_{\text{lab}} = 121,5$  МэВ.

Дифракционные радиусы были рассчитаны по фиксированным положениям трех максимумов и трех минимумов угловых распределений для основного состояния, по двум минимумам и двум максимумам для состояния 4,44 и по трем минимумам и двум максимумам для состояния 7,65. Средние значения дифракционных минимумов и максимумов приведены в таблице. Как и ожидалось, дифракционные радиусы основного и первого возбужденного состояния 4,44 МэВ совпадают, что является косвенным подтверждением применимости используемого метода для определения «истинных» радиусов ядер.

Из рис. 4 видно хорошее согласие угловых распределений, полученных для основного состояния реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , с расчетами по оптической модели.

Обнаружено увеличение дифракционного радиуса для состояния 7,65 на  $\sim 0,5$  фм по сравнению с радиусами ядра в основном и в первом возбужденном состоянии. Этот результат находится в хорошем согласии как с имеющимися данными по рассеянию

**Дифракционные радиусы для основного и двух возбужденных состояний (4,44 и 7,65 МэВ) в  $^{12}\text{C}$ , полученные в эксперименте  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при  $E_{\text{lab}} = 121,5$  МэВ для каждого минимума и максимума угловых распределений**

Реакция	Уровень	Положение дифракционных минимумов, ° с. ц. м.	Положение дифракционных максимумов, ° с. ц. м.	Среднее значение $R_{\text{dif}}$ , фм
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , 121,5 МэВ	g. s.	22,04	17,53	6,35±0,09
		29,41	24,97	
		37,89	32,27	
	4,44	19,5	21,5	6,26±0,10
		26,3	29,1	
	7,65	23	26,95	6,86±0,11
		30,44	34,88	
		39,64		

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при больших энергиях [3, 4], так и с данными, полученными при рассеянии более легких частиц на ядрах  $^{12}\text{C}$  [1, 2], и хорошо согласуется с теоретическими расчетами [10]. Проведенные измерения позволили определить зависимость полученных дифракционных радиусов от энергии в рассеянии  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  (рис. 5). Она оказалась такой же, как и для других ионов [1, 2]. Таким образом, показана применимость неупругого дифракционного рассеяния тяжелых ионов для определения радиусов ядер в короткоживущих возбужденных состояниях.

Это обстоятельство, особенно тот факт, что результат получен для ядер  $^{12}\text{C}$ , открывает возможность применения дифракционного метода для определения радиусов возбужденных состояний ядер, получаемых в виде радиоактивных пучков. Дело в том, что во многих экспериментах с ними удобно использовать мишени именно из углерода, а не гелия (использование последних требует применения так называемых активных мишеней).

В качестве примера, иллюстрирующего указанную возможность, на рис. 6 приведен дифракционный радиус первого возбужденного состояния  $^{14}\text{Be}$  ( $2^+$ ,  $E^* = 1,54$  МэВ), полученный из единственных известных нам данных [11] по неупругому рассеянию  $^{14}\text{Be}$  с энергией 68 МэВ/А на ядре  $^{12}\text{C}$ . Для сравнения приводятся дифракционные радиусы,

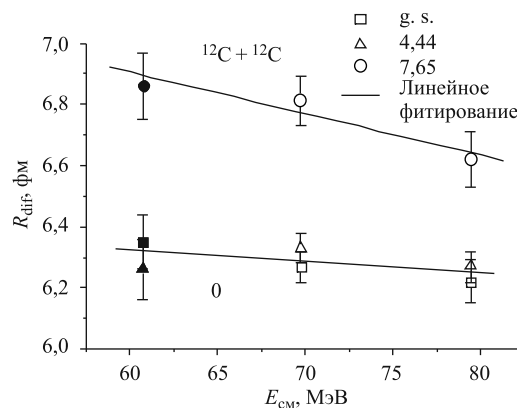


Рис. 5. Дифракционные радиусы ядра  $^{12}\text{C}$  в основном и в возбужденных состояниях 4,44 и 7,65 МэВ, темными символами показаны данные настоящей работы



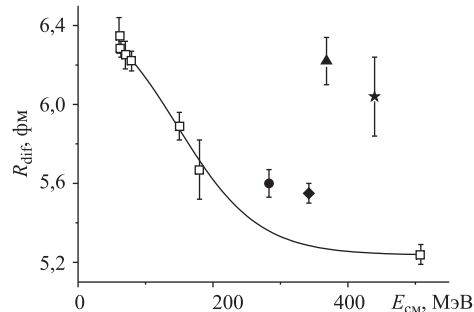


Рис. 6. Дифракционные радиусы, полученные из упругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  (светлые квадраты) и  $^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  (кружок) [12], квазиупругого рассеяния  $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  (ромб) и  $^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  (треугольник) [13],  $^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  (звезда) с возбуждением уровня  $2^+_1$  ядра  $^{14}\text{Be}$  [11]

полученные из упругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  и  $^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  [12] и квазиупругого рассеяния  $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  [13]. В квазиупругом рассеянии в отмеченных работах упругий канал включает в себя вклады от возбужденных уровней  $^{12}\text{C}$  (4,44 МэВ,  $2^+$  и 9,64 МэВ,  $3^-$ ). Из-за скудости имеющихся данных преждевременно делать какие-либо физические выводы. Отметим только, что дифракционный радиус первого возбужденного состояния  $^{14}\text{Be}$  определен впервые. Во всяком случае, ясно, что изучение дифракционного, а также радужного рассеяния ядер  $^{12}\text{C}$  может иметь богатые перспективы для определения радиусов короткоживущих нестабильных состояний.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было проведено измерение угловых распределений упругого и неупругого (с возбуждением в ядре  $^{12}\text{C}$  уровней 4,44, 7,65 МэВ) рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при энергии  $E = 121,5$  МэВ в угловом диапазоне от  $18$  до  $50^\circ$  в системе центра масс.

По положению дифракционных минимумов и максимумов были определены дифракционные радиусы указанных состояний ядра  $^{12}\text{C}$ . Значение дифракционного радиуса для состояния Хойла  $0^+_2$  оказалось больше на 0,5 фм, чем для основного состояния, что согласуется с данными [2], полученными при рассеянии альфа-частиц и  $^3\text{He}$  на ядрах  $^{12}\text{C}$ . Полученные результаты, во-первых, свидетельствуют о применимости дифракционного метода к определению радиусов короткоживущих состояний ядер с помощью неупругого рассеяния тяжелых ионов и, во-вторых, подтверждают факт аномального увеличения среднеквадратичного радиуса состояния Хойла. Показана перспективность использования рассеяния пучков радиоактивных ядер на мишени из  $^{12}\text{C}$  для определения их радиусов в возбужденных состояниях. Впервые определен дифракционный радиус первого возбужденного состояния ядра  $^{14}\text{Be}$ .

Работа была частично поддержана грантом РФФИ 07-02-00251а.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Demyanova A. S. et al. // J. Mod. Phys. E. 2008. V. 17. P. 2118.
2. Danilov A. N. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 054603.
3. Kubono S. et al. // Phys. Lett. B. 1985. V. 163. P. 75.

4. *Fulton et al.* // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 136. P. 322.
5. *Orhel T. R. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1988. V. 272. P. 734.
6. *Калтакчиева Р. и др.* Сообщ. ОИЯИ Р7-2003-132. Дубна, 2003.
7. *Майдиков В. З. и др.* // *ПТЭ.* 1979. №4. С. 68.
8. *Скобелев Н. К.* // *ЭЧАЯ.* 1989. Т. 20. С. 1439.
9. *Belozorov A. V. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1998. V. 411. P. 343.
10. *Fedotov S. I., Kartavtsev O. I., Malykh A. V.* // *Eur. Phys. J. A.* 2005. V. 26. P. 201.
11. *Sugimoto et al.* // *Phys. Lett. B.* 2007. V. 654. P. 160–164.
12. *Tostevin J. A. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1998. V. 630. P. 340–351.
13. *Zahar M. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1994. V. 49. P. 1540.

Получено 25 февраля 2010 г.