

P7-2003-132

Р. Калпакчиева, А. С. Деникин, Р. А. Астабатьян,
Д. С. Байбородин, И. Винцоур, Т. К. Жолдыбаев,
В. И. Загребаев, И. В. Кузнецов, С. П. Лобастов,
С. М. Лукьянов, Э. Р. Маркарян, В. А. Маслов,
Л. Михайлов, Ю. Ц. Оганесян, Ю. Э. Пенионжкевич,
Н. К. Скобелев, Ю. Г. Соболев, В. Ю. Угрюмов,
А. А. Хассан

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ${}^6\text{Li}$
НА ЯДРАХ ${}^{12}\text{C}$ ПРИ ЭНЕРГИИ 63 МэВ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

Введение

Изучение рассеяния тяжелых ионов на разных мишенях дает важную информацию о структуре ядер и механизмах ядерных реакций, в частности позволяет извлечь данные о параметрах ядро-ядерных столкновений. Получение данных по рассеянию ионов ${}^6\text{Li}$ представляет существенную часть исследований этого рода. Целый ряд работ [1-13] посвящен исследованию реакций упругого и неупругого рассеяния ядер ${}^6\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$ в широком диапазоне энергий пучка. Для описания экспериментально измеренных сечений упругого рассеяния часто используется оптическая модель с комплексным потенциалом, параметры которого подгоняются для наилучшего согласия экспериментальных и рассчитанных угловых распределений [7-16]. Как правило, авторам удается подобрать параметризацию оптического потенциала, дающую хорошее описание экспериментальных результатов по рассеянию ядер пучка в заданном диапазоне энергий столкновения и масс ядер мишени. Однако при других бомбардирующих энергиях без изменения параметров такого согласия не достигалось. Кроме того, трудно одновременно описать дифференциальные сечения рассеяния во всем диапазоне углов. Для описания многочисленных экспериментальных угловых распределений были использованы и другие теоретические подходы, такие как метод связанных каналов [6,11], дифракционная модель [3], S -матричный подход [17] и др. Получение параметров оптического потенциала для данной реакции дает возможность их использования в *DBWA*-расчетах.

При энергии 63 МэВ упругое и неупругое рассеяние измерялось для углового диапазона $\theta_{\text{с.м.}} \sim 25 - 50^\circ$ в системе центра масс (с.ц.м.) [3]. Авторы работ [3,7] получили неплохое согласие экспериментальных данных по упругому рассеянию с расчетами в рамках дифракционной и оптической моделей. В работе [6] были получены данные для близкого значения энергии (59,8 МэВ) и для углов $\theta_{\text{с.м.}} \sim 10 - 120^\circ$. Угловые распределения упругого рассеяния описывались в рамках оптической модели с тремя наборами параметров и методом связанных каналов с параметрами оптической модели. Ни один из них не давал хорошего согласия с экспериментом для всего измеряемого диапазона углов. Попытка использования в этой работе метода связанных каналов для описания данных по неупругому рассеянию также не привела к удовлетворительному результату.

В данной статье представлены результаты экспериментов по упругому и неупругому рассеянию ионов ${}^6\text{Li}$ с энергией 63 МэВ на ядрах ${}^{12}\text{C}$ в угловом диапазоне $10-95^\circ$ в с.ц.м. с использованием магнитного спектрометра МСП-144, размещенного на пучке

ускорителя У-400 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. В статье приводятся данные анализа экспериментальных результатов в рамках оптической модели и метода *DWBA*.

Экспериментальная методика

Исследование ядерных реакций и свойств атомных ядер, в частности, на границе стабильности, образующихся в ядерных реакциях с тяжелыми ионами с малыми сечениями, требует прецизионных методов измерения энергетических спектров изучаемых продуктов реакций. Эти методы должны обеспечить однозначную идентификацию ядер-продуктов с высокой степенью очистки от большого фона и точное определение возможных каналов реакций, в которых образуются интересующие нас ядра. Наиболее эффективной для решения таких задач является комбинация метода электромагнитного анализа продуктов реакций с техникой измерения потерь энергии частиц и их остаточной энергии (метод $\Delta E-E$) [18]. 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 позволял, кроме измерения ΔE и E , одновременно определять позицию и угол падения частиц - продуктов реакции на фокальную плоскость.

Магнитный спектрометр МСП-144

Широкодиапазонный магнитный спектрометр МСП-144 с двухступенчатыми полюсами был сконструирован в НИИЭФА Ю.Г. Басаргиным и др. [19]. В ОИЯИ было изготовлено несколько модификаций этого спектрометра, на которых был проведен ряд экспериментов на пучках тяжелых ионов [20-22]. Подробное описание используемого здесь варианта магнитного спектрометра МСП-144 с форсированной магнитной жесткостью дано в работе [23], основные параметры приведены в таблице. Магнитный спектрометр МСП-144 расположен на канале циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ (рис. 1).

МСП-144 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. Положение фокальной плоскости спектрометра и телесный угол определялись с помощью α -частиц ^{244}Cm , размещенного в реакционной камере на месте мишени. В данном эксперименте телесный угол составлял $0,6$ мср.

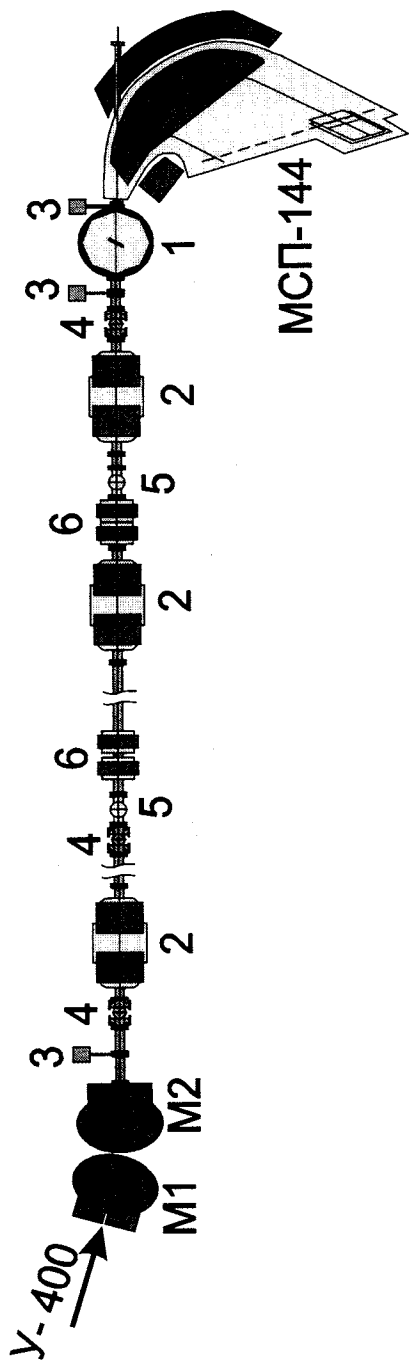


Рис. 1. Схема размещения МСП-144 на канале циклотрона У-400. 1 - камера рассеяния; 2 - линзы; 3 - шибера; 4 - блоки диагностики; 5 - вакуумные агрегаты; 6 - корректирующие магниты; М1, М2 - поворотные магниты

Параметры магнитного спектрометра МСП-144

Зазор в первой ступени (мм)	47
Зазор во второй ступени (мм)	30
Угол отклонения частиц (град)	110
Максимальный радиус (м)	1,25
Максимальная магнитная жесткость, $B\rho$ (Т·м)	1,56
Стабилизация по магнитному полю	10^{-5}
Максимальный телесный угол (мср)	~5
Угол наклона траекторий к фокальной линии (град)	41
Увеличение по горизонтали	0,3
Увеличение по вертикали	2,7
Отношение энергии продуктов E_{\max}/E_{\min}	5,2
Энергетическое разрешение, не хуже	5×10^{-4}
Дисперсия (м)	1,9
Длина траектории от мишени до фокального детектора (м)	3
Длина фокальной плоскости (м)	1,5

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

Фокальный детектор

Детектор, схематический вид которого показан на рис. 2, размещен в фокальной плоскости спектрометра и состоит из двух модулей - ионизационной камеры с сеткой Фриша и сегментированным анодом, двумя однопроволочными пропорциональными позиционными счетчиками и сцинтилляционного блока для регистрации длиннопробежных частиц, размещенного непосредственно за ионизационной камерой. В работе [23] дано детальное описание ионизационной камеры.

Эффективный размер фокального детектора определялся входной прямоугольной диафрагмой размером 190 x 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 (см. таблицу). 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 мм рт. ст., определяемом пробегом регистрируемых в ионизационной камере частиц.

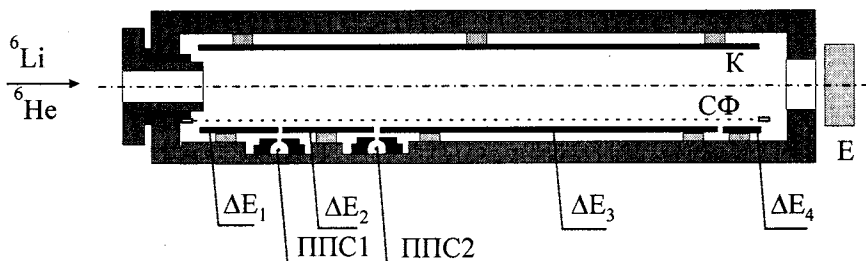


Рис. 2. Фокальный детектор магнитного спектрометра МСП-144. К – катод, СФ – сетка Фриша, ΔE_1 , ΔE_2 , ΔE_3 и ΔE_4 – электроды анода, Е – сцинтилляционный детектор, ППС1 и ППС2 – пропорциональные счетчики

Рабочая глубина ионизационной камеры составляет 500 мм, а активные глубины ΔE_1 , ΔE_2 , ΔE_3 и ΔE_4 плоских электродов сегментированного анода – соответственно 68, 89, 305 и 14 мм. Между анодными плоскостями ΔE_1 – ΔE_2 и ΔE_2 – ΔE_3 в зазорах (~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 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 [23].

При необходимости для измерения энергии длиннопробежных заряженных частиц использовался большой сцинтилляционный

модуль, измеряющий полную энергию легких частиц, прошедших через фокальный детектор, таких как α , ${}^6\text{He}$ и др., с энергией до 16 МэВ/нуклон. Данный модуль состоит из пластического сцинтиллятора NE-102 и оптически связанных с ним двух фотоумножителей типа R329-02 фирмы "HAMAMATSU". Сигнал со сцинтилляционного детектора служил стоп-сигналом при измерении времени пролета продуктов реакций.

Таким образом, фокальный детектор позволял измерить 6 энергетических (4 - с ионизационной камеры и 2 - со сцинтиллятора), 2 временных и 4 позиционных сигнала для каждого регистрируемого продукта реакции.

Экспериментальные результаты

С помощью данной методики были измерены угловые распределения упругого и неупругого рассеяния ${}^6\text{Li}$ на ядрах ${}^{12}\text{C}$. Для дополнительной калибровки фокального детектора мы использовали данные по упругому и неупругому рассеянию ${}^{12}\text{C}$ на ${}^{12}\text{C}$ с энергией $E/A \geq 10$ МэВ [24]. Пучок ${}^6\text{Li}$ был ускорен на циклотроне У-400 и выведен с энергией 63 МэВ. Он проходил через систему коллиматоров и попадал на мишень из углерода, имея размер 3 x 7 мм. Самоподдерживающаяся углеродная мишень имела толщину 100 мкг/см². Рассеянный на ядрах мишени ${}^6\text{Li}$ 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 $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст.) 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 зависимости от энергии рассеянных ионов ${}^6\text{Li}$, соответствовало свое значение магнитного поля в спектрометре. Обработка полученной информации проводилась с помощью модифицированной программы, описанной в работе [23]. Из всех регистрируемых продуктов реакции в двумерных матрицах выделялись локусы с событиями, соответствующими ядру ${}^6\text{Li}$. Энергетическое разрешение секций ионизационной камеры составляло 3-6 %. Поэтому энергетический спектр рассеянных ионов ${}^6\text{Li}$ определялся с учетом позиции попадания частиц на фокальную плоскость, т.е. из значений магнитной жесткости этих частиц (*Вр или Vx*).

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

$$E = k(B \cdot x)^2 q^2 / A, \quad (1)$$

где E [МэВ] – энергия частицы, B [Т] – магнитное поле, x [м] – связанное с ρ расстояние от некой точки, q и A – эффективный заряд и массовое число частицы, k – коэффициент, полученный ранее из энергетических калибровок МСП-144 на пучках тяжелых ионов разных энергий и зарядовых состояний в широком диапазоне значений магнитной жесткости спектрометра аналогично работе [23].

Установив спектрометр под определенным углом, а затем варьируя магнитное поле, можно было менять место попадания упругорассеянных ионов ${}^6\text{Li}$ на фокальную плоскость и определять зависимость x от номера канала N .

На рис. 3 показан спектр ${}^6\text{Li}$, измеренный под углом $\theta = 27^\circ$. Пики в спектре при энергиях 56,3 и 52,0 МэВ соответствуют упругому рассеянию ${}^6\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$ и неупругому рассеянию с возбуждением состояния 2^+ (4,44 МэВ) в ядре мишени ${}^{12}\text{C}$. Ширина упругого пика на полувысоте составляла около 400 кэВ. Пик с энергией 58,0 МэВ соответствует рассеянию на примесях кислорода в мишени, т.е. в реакции ${}^{16}\text{O}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{16}\text{O}$ ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^{16}\text{O}$ в выходном канале находятся в основном состоянии.

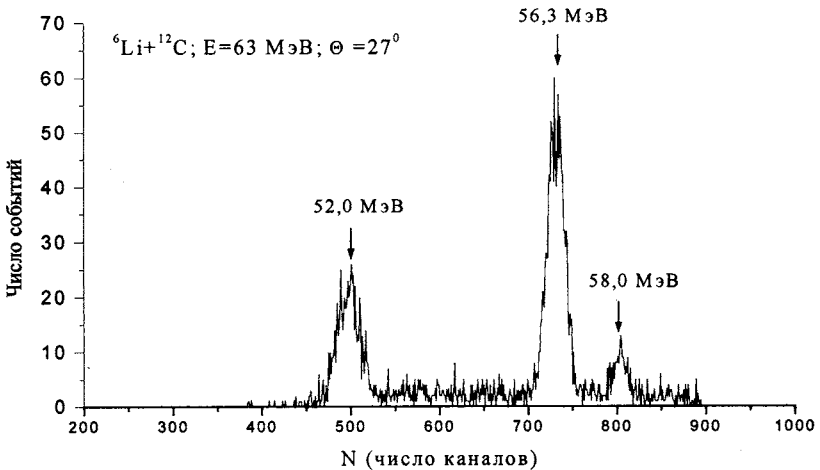


Рис. 3. Спектр рассеянного ${}^6\text{Li}$, измеренный под углом $\theta = 27^\circ$

Наименьший угол в лабораторной системе координат (л.с.к.), при котором проводились измерения, составлял 7° , поскольку при меньших углах имел место большой фон от рассеяния ${}^6\text{Li}$ на водороде, содержащемся в мишени.

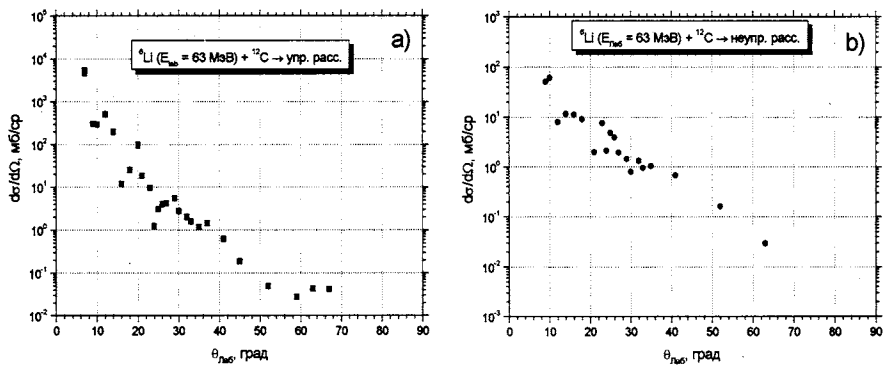


Рис. 4. Угловое распределение упругого (а) и неупругого (б) рассеяния ${}^6\text{Li}$ в реакции ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ при энергии $E_{6\text{Li}} = 63$ МэВ. Неупругое рассеяние происходит при возбуждении 2^+ (4,44 МэВ)-состояния в ${}^{12}\text{C}$

В результате проведенной обработки и анализа данных была получена информация о количестве упруго- и неупругорассеянных ядер ${}^6\text{Li}$ под каждым установленным нами углом рассеяния. Это позволило определить значения сечений рассеяния ядер ${}^6\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$ в угловом диапазоне $7 - 67^\circ$ в л.с.к. (что соответствует в с.с.м. углам $\theta_{\text{с.м.}} \sim 10 - 95^\circ$) с точностью установки угла $\delta\theta = 0,2^\circ$. На рис. 4 представлены полученные в данной работе экспериментальные результаты. Неупругое рассеяние ядер ${}^6\text{Li}$, приводящее к возбужденному состоянию 2^+ (4,44 МэВ) в ядрах мишени ${}^{12}\text{C}$, было измерено для углов $7 - 63^\circ$ в л.с.к. ($\theta_{\text{с.м.}} \sim 11 - 91^\circ$). Как видно из рис. 4, дифракционная область в случае неупругого рассеяния находится в противофазе с упругим рассеянием, что, в принципе, и ожидается для неупругого рассеяния ядерного состояния с той же четностью, как и у основного состояния.

Анализ и обсуждение экспериментальных результатов

Большое количество экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию ${}^6\text{Li}$ (см., например, [1]) позволяет получить и исследовать систематические зависимости параметров

феноменологического оптического потенциала (ОП) от массы и заряда мишени и энергии столкновения. Целью такого исследования может быть построение глобального оптического потенциала, параметры которого выбраны таким образом, чтобы воспроизводить сечение упругого рассеяния на различных ядрах мишени как можно в более широкой области энергий столкновения. Феноменологический ядроядерный оптический потенциал удобно представить в виде суммы кулоновской и ядерной частей:

$$U(r) = -V_0 f_R(r) - iW_0 f_I(r) + V_C(r). \quad (2)$$

Кулоновская часть потенциала взаимодействия (2) обычно описывается взаимодействием точечного заряда с равномерно заряженной сферой радиуса $R_C = r_C A_T^{1/3}$. Радиальные формфакторы $f_x(r)$ ядерной части ОП, как правило, выбираются в вудс-саксоновской форме

$$f_x(x) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_x}{a_x}\right) \right].$$

Глубина реальной части ядерного потенциала V_0 зависит от энергии столкновения, массы и заряда ядра мишени. Эту зависимость можно выразить в виде (см., например, [15])

$$V_0 = V_1 + V_2 E_{lab} + V_3 \left(\frac{N-Z}{A} \right) + V_4 \frac{Z}{A^{1/3}}, \quad (3)$$

здесь и далее зарядовые, нейтронные и массовые числа относятся к ядру мишени. Параметры V_i в выражении (3) считаются постоянными. Изотопическая поправка V_3 в рассматриваемом здесь случае равна нулю, так как изоспин ${}^6\text{Li}$ равен нулю. Глубина мнимой части потенциала W_0 параметризуется по-разному различными авторами. В данном случае нами была выбрана следующая форма:

$$W_0 = W_1 + W_2 E_{lab} + W_3 A + W_4 A^2. \quad (4)$$

Радиусы формфакторов, входящих в выражение (2), зависят от масс сталкивающихся ядер и для легких частиц (p , n , α , ${}^6\text{Li}$) записываются обычно в виде $R_x = r_x A^{1/3}$. Параметры r_x считаются постоянными, как и параметры диффузности a_R и a_I .

В работе [15] глобальный оптический потенциал в форме (2) был построен на основе анализа 44 наборов данных по упругому рассеянию ядер ${}^6\text{Li}$ на мишенях с массой в диапазоне от 24 до 208 и при энергиях столкновения от 13 до 156 МэВ. Автору [15] удалось параметризовать оптический потенциал в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 V_0 &= 109,5 \text{ МэВ}, \\
 r_R &= 1,326 \text{ фм}, \quad a_R = 0,811 \text{ фм}, \\
 W_0 &= 58,16 - 0,328A + 0,00075A^2 \text{ МэВ}, \\
 r_I &= 1,534 \text{ фм}, \quad a_I = 0,884 \text{ фм},
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

т.е. исключить его зависимость от энергии столкновения, а также зависимость глубины реальной части от массы и заряда ядра мишени. Оптический потенциал с параметрами (5) достаточно хорошо описывает сечение упругого рассеяния ${}^6\text{Li}$ в указанном диапазоне масс и энергий. Однако этот ОП не пригоден для анализа рассеяния ${}^6\text{Li}$ на легких ядрах. Эти данные исключались из рассмотрения при получении параметризации (5). Для некоторых ядер (например, ${}^{40}\text{Ca}$) при энергии 30 – 40 МэВ оптическая модель с параметрами (5) также плохо описывает сечение упругого рассеяния в силу проявления эффекта “аномального рассеяния” на большие углы. Такое поведение сечений упругого рассеяния характерно для сравнительно легких ядер в области низких энергий и связано с сильно выраженной кластерной структурой этих ядер, что может приводить к возбуждению квазимолекулярных состояний. С ростом энергии столкновения влияние структурных особенностей сталкивающихся ядер на сечение упругого рассеяния постепенно уменьшается.

Наша задача состояла в том, чтобы построить глобальный оптический потенциал в форме (2), позволяющий описать упругое рассеяние ядер ${}^6\text{Li}$ на мишенях с массой от 12 до 208 при энергиях от 35 до 100 МэВ. Экспериментальные данные, использованные для подгонки параметров ОП, и ссылки на оригинальные работы могут быть найдены в [1,2,15]. В результате обработки этих данных была получена следующая параметризация оптического потенциала (2):

$$\begin{aligned}
 V_0 &= 164,46 - 0,339E_{lab} + 2 \frac{Z}{A^{1/3}} \text{ МэВ}, \\
 R_R &= 1,276A^{1/3} \text{ фм}, \\
 a_R &= 0,811 \text{ фм}, \\
 W_0 &= 4,542 + 0,33E_{lab} - 0,26A + 0,0014A^2 \text{ МэВ}, \\
 R_I &= 1,92A^{1/3} - 0,014A \text{ фм}, \\
 a_I &= 0,88 \text{ фм}.
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

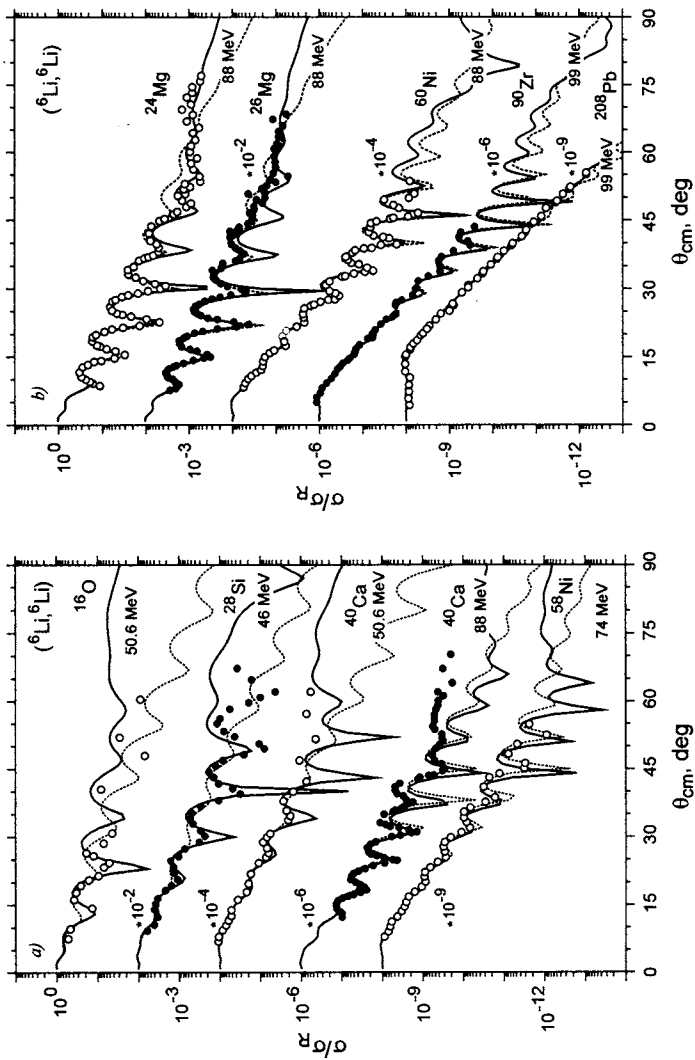


Рис. 5. Сравнение рассчитанных и измеренных [1,2] дифференциальных сечений упругого рассеяния ядер ${}^6\text{Li}$ на различных ядрах мишени при разных значениях энергии. Сплошная кривая — сечение, рассчитанное по оптической модели с потенциалом (6), пунктирная кривая — расчет с оптическим потенциалом (5)

Видно, что глубина реальной части в (6) и (5) отличается примерно на 50 МэВ. Это отражает факт существования дискретной неоднозначности оптического потенциала (см., например, [2]), при этом потенциалы с параметрами (6) и (5) соответствуют двум соседним минимумам функции χ^2 . На рис. 5 приведено сравнение с различными экспериментальными данными дифференциальных сечений упругого рассеяния, рассчитанных в рамках оптической модели с использованием потенциалов (6) и (5), представленных сплошными и пунктирными кривыми соответственно. Можно утверждать, что построенный нами оптический потенциал с параметрами (6) не хуже, чем потенциал с параметрами (5) (а в некоторых случаях лучше), воспроизводит сечение упругого рассеяния ${}^6\text{Li}$. Более того, оптический потенциал (6), в отличие от (5), позволяет удовлетворительно описать сечение упругого рассеяния на более легком ядре ${}^{12}\text{C}$. Результаты таких расчетов приведены на рис. 6. Отклонение расчетных кривых от экспериментальных данных при низких энергиях объясняется, по всей видимости, резонансным характером рассеяния легких ионов в этой области энергий. С ростом энергии наблюдается улучшение согласия между рассчитанными и измеренными сечениями. Для примера на рис.6 пунктирной кривой изображено сечение рассеяния, рассчитанное при энергии 36 МэВ с оптическим потенциалом (5). Видно значительное расхождение в области больших углов, что объясняется переоценкой для данного случая глубины W_0 мнимой части потенциала в (5).

Между тем оптический потенциал с параметрами (6) не свободен от недостатков. Подгонка параметров потенциала производилась на основе данных по рассеянию ${}^6\text{Li}$ только на четных ядрах. При низких энергиях (≤ 35 МэВ) заметно недооценивается величина W_0 , а при высоких энергиях (> 100 МэВ) величина W_0 завышена. Такое поведение глубины мнимой части потенциала связано с так называемой «пороговой аномалией» (см., например, [25]). С увеличением энергии столкновения растет число открытых неупругих каналов реакции, которые дают вклад в мнимую часть оптического потенциала. Как следует из эксперимента, это приводит к почти линейному увеличению W_0 с ростом энергии в надбарьерной области. При больших энергиях происходит «насыщение» и величина W_0 изменяется незначительно. Параметризация (6) дает правильное значение W_0 именно в области линейного роста и неприменима при больших энергиях. В области

низких околорезонансных и подрезонансных значений энергии микроскопический оптический потенциал определяется в первую очередь структурными особенностями сталкивающихся ядер, поэтому трудно подобрать универсальную параметризацию в форме (2) для этого диапазона энергий. По-видимому, по этой же причине, как и в работе [15], наблюдается расхождение рассчитанных и измеренных сечений упругого рассеяния на ядре ^{40}Ca (рис. 5,а) в области больших углов. Еще одним недостатком потенциала является небольшая переоценка (примерно на 5%) радиуса R_I в области $A \sim 50 - 100$.

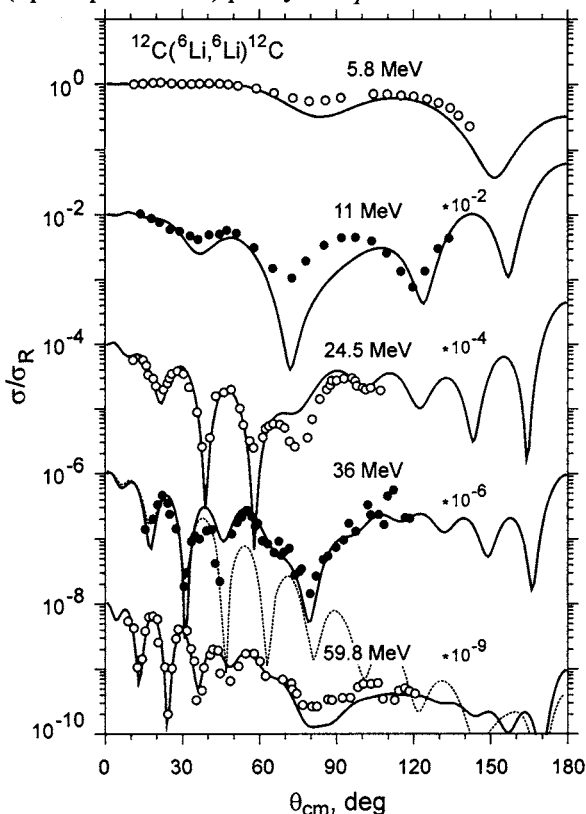


Рис. 6. Сравнение экспериментально измеренного и рассчитанного по оптической модели дифференциального сечения упругого рассеяния ^6Li на ядрах ^{12}C при разных энергиях столкновения. Сплошные кривые – расчет с потенциалом (6), пунктирная кривая – расчет сечения при энергии 36 МэВ с потенциалом (5). Экспериментальные данные (кружки) взяты из работ [2,4-6]

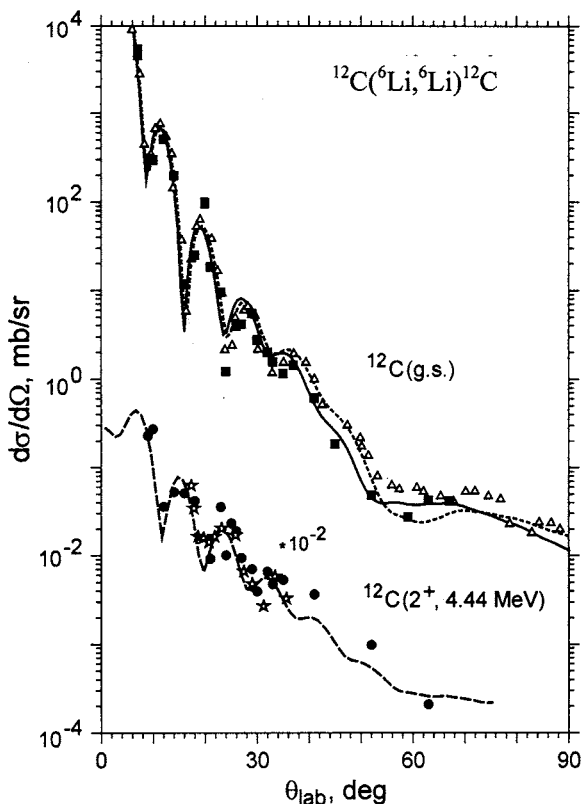


Рис. 7. Измеренные и расчетные дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния ${}^6\text{Li}$ на ядрах ${}^{12}\text{C}$. Темные символы – экспериментальные данные при $E = 63$ МэВ, полученные в данной работе, сплошная и пунктирная кривые – дифференциальное сечение упругого рассеяния, рассчитанное по оптической модели с потенциалом (6) для $E = 63$ и $59,8$ МэВ соответственно. Штриховая кривая – дифференциальное сечение неупругого рассеяния ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}^*(2^+, 4,44 \text{ МэВ})$, рассчитанное методом DWBA с величиной $\langle\beta_2\rangle = 0,33$. Треугольники – сечения упругого рассеяния, измеренные в работе [6] для данной реакции при энергии $59,8$ МэВ, звездочки – сечения неупругого рассеяния при энергии 63 МэВ, измеренные в работе [3]

Таким образом, нами был построен феноменологический оптический потенциал в форме (2) с параметрами (6), который дает

удовлетворительное описание упругого рассеяния ядер ${}^6\text{Li}$ на ядрах мишени различной массы в диапазоне энергий от 35 до 100 МэВ. Используя этот ОП, мы получили хорошее согласие с измеренными нами дифференциальными сечениями упругого рассеяния ${}^6\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$ при энергии 63 МэВ (см. рис. 7). С использованием тех же параметров потенциала в рамках метода искаженных волн (код VENUS [26]) нами были проведены расчеты сечения неупругого рассеяния ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}^*$ (2^+ , 4,44 МэВ), которые также показали хорошее согласие с данными, полученными в настоящей работе и в работе [3].

Заключение

Завершение первой фазы проекта DRIBs [27] - получение интенсивных пучков легких радиоактивных ядер – позволяет нам приступить к изучению ядерных реакций на радиоактивных пучках ${}^6\text{He}$ с энергией 12 МэВ/нуклон с использованием представленной здесь установки на базе магнитного спектрометра МСП-144.

К числу первоочередных экспериментов на комплексе DRIBs относятся опыты по изучению упругого и неупругого рассеяния ядер ${}^6\text{He}$ на различных ядрах-мишенях, исследованию реакций зарядового обмена и многонуклонных передач, а также изучению квазистационарных состояний легчайших ядерных систем вблизи границы устойчивости.

Измерение углового распределения упругорассеянных ионов ${}^6\text{Li}$ является важным шагом для дальнейшей реализации запланированных экспериментов по упругому рассеянию ядер ${}^6\text{He}$, полученного в качестве радиоактивного пучка на установке DRIBs.

Анализ упругого рассеяния и определение параметров оптического потенциала для ${}^6\text{Li}$ важны для проведения предстоящих экспериментов по упругому рассеянию ${}^6\text{He}$. Расчеты показали (сплошная и штриховая кривые на рис. 8), что сечения упругого рассеяния в реакциях ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ и ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$ должны лишь незначительно отличаться, если оптические потенциалы ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ одинаковы. Это объясняется слабым влиянием кулоновских сил при данной энергии столкновения. Таким образом, экспериментальное измерение сечения упругого рассеяния ${}^6\text{He}$ на ${}^{12}\text{C}$ и его сравнение с данными по упругому рассеянию ${}^6\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$ при той же энергии может дать прямое указание на различие в оптических потенциалах этих ядер, что, в свою очередь, позволит сделать выводы об отличиях в структуре ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Расчеты показали, в частности, что сечение упругого рассеяния ${}^6\text{He}$ на ядрах ${}^{12}\text{C}$ в большей степени чувствительно к варьированию радиусов

взаимодействия. Пунктирная кривая на рис. 8, рассчитанная при увеличении радиуса мнимой части оптического потенциала на 20%, дает представление о величине ожидаемого эффекта.

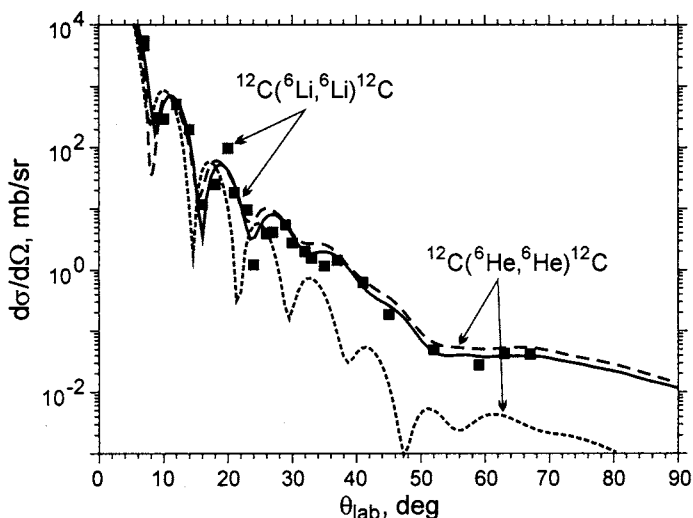


Рис. 8. Дифференциальные сечения упругого рассеяния ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ на ядрах ${}^{12}\text{C}$ при энергии 63 МэВ. Сплошная и штриховая кривые – сечения упругого рассеяния, рассчитанные по оптической модели с параметрами потенциала (6), для ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ соответственно. Пунктирная кривая – сечение рассеяния ${}^6\text{He}$, рассчитанное с параметрами (6), но при $R_I(\text{He}) = 1,2R_I(\text{Li})$. Символы – данные для реакции ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ (настоящая работа)

Для получения количественной информации по этим реакциям мы планируем прецизионные измерения энергетических спектров образовавшихся продуктов реакций с радиоактивным пучком ${}^6\text{He}$ с использованием широкодиапазонного магнитного спектрометра МСП-144 в сочетании с модернизированной системой детекторов.

Авторы благодарят группу эксплуатации У-400 и ионных источников за обеспечение бесперебойной работы ускорителя на пучке ускоренных ионов ${}^6\text{Li}$ и других сотрудников Лаборатории ядерных реакций, оказавших неоценимую помощь в осуществлении модернизации, запуска и эксплуатации МСП-144.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ – грант 01-02-22001, INTAS - грант 00-00463, а также грантов Полномочных представителей Болгарии и Чехии в ОИЯИ.

Литература

1. J. Cook, Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1981, v. 26, p. 19.
2. J.E. Poling et al., Phys. Rev., 1976, v. C 13, p. 648 and references therein.
3. R.W. Ollerhead et al., Phys. Rev., 1964, v. B 134, p. 74.
4. V.V. Davydov et al., Yad. Fiz., 1968, v. 7, p. 758.
5. P. Schumacher et al., Nucl. Phys., 1973, A 212, p. 573.
6. H.G. Bingham et al., Phys. Rev., 1975, v. C 11, p. 1913.
7. P.K. Bindal et al., Phys. Rev., 1974, v. C 9, p. 2154.
8. L.T. Chua et al., Nucl. Phys., 1976, A 273, p. 246.
9. Ю.А. Глухов и др., ЯФ, 1981, т. 34, с. 312.
10. P. Schwandt et al., Phys. Rev., 1981, v. C 24, p. 1522.
11. M.F. Vineyard et al., Phys. Rev., 1984, v. C 30, p. 916; Phys. Rev., 1985, v. C 31, p. 879.
12. A. Nadasen et al., Phys. Rev., 1988, v. C 37, p. 132.
13. D.E. Trcka et al., Phys. Rev., 1990, v. C 41, p. 2134.
14. E. Norbeck et al., Phys. Rev., 1978, v. C 18, p. 1275.
15. J. Cook, Nucl. Phys., 1982, v. A 388, p. 153.
16. M. El-Azab Farid et al., Nucl. Phys., 2000, v. A 678, p. 39.
17. В.В. Пилипенко, ЯФ, 1998, т. 61, вып. 3, с. 467.
18. T.R. Ophel et al., Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research, 1988, A 272, p. 734.
19. Yu.G. Basargin et al., Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research, 1975, v. 126, p. 413.
20. В.З. Майдииков и др., ПТЭ, 1979, №4, с. 68.
21. Н.К. Скобелев, ЭЧАЯ, 1989, т. 20, с. 1439.
22. A.V. Belozyorov et al., Nucl. Phys., 1998, v. A 636, p. 419.
23. A.V. Belozyorov et al., Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research, 1998, A 411, p. 343.
24. S. Kubono et al., Phys. Rev., 1985, v. C 31, p. 2082.
25. M.E. Brandan, G.R. Satchler, Phys. Rep., 1997, 285, p. 165.
26. T. Tamura et al., Comp. Phys. Comm., 1971, v. 2, p. 94.
27. G.G. Gulbekian, Yu.Ts. Oganessian: In Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics "Nuclear Shells - 50 Years", Dubna, 1999 (World Scientific 2000, Singapore) p. 61.

Получено 10 июля 2003 г.

Исследовалось рассеяние ядер ${}^6\text{Li}$ с энергией (63 ± 0.5) МэВ на ${}^{12}\text{C}$ -мишени. Продукты реакций анализировались магнитным спектрометром МСП-144, для их идентификации использовался детектор, расположенный в фокальной плоскости спектрометра и представляющий собой газонаполненную ионизационную камеру. Место попадания продуктов на фокальную плоскость определялось с помощью пропорциональных счетчиков. Упругое рассеяние ${}^6\text{Li}$ измерялось в угловом диапазоне от 10 до 95° в с. п. м. с неопределенностью по углу $\Delta\theta = \pm 0.5^\circ$. Измерено сечение неупругого рассеяния ${}^6\text{Li}$ при возбуждении состояния 2^+ (4,44 эВ) ядра мишени ${}^{12}\text{C}$. Расчеты угловых распределений упруго- и неупругорассеянных ядер ${}^6\text{Li}$ проведены в рамках оптической модели и методом DWBA соответственно. Предложена параметризация оптического потенциала взаимодействия ядер ${}^6\text{Li}$ в широком диапазоне энергий столкновения и масс ядер мишени. Рассчитанные дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными. Рассматривается возможность будущих экспериментов на радиоактивных пучках, которые будут получены на установке DRIBs.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод авторов

The scattering of a ${}^6\text{Li}$ beam on a ${}^{12}\text{C}$ -target has been studied at (63 ± 0.5) MeV. The reaction products were analyzed by the magnetic spectrometer MSP-144 and identified with a focal plane detector by their energy loss and residual energy in a gas-filled ionization chamber. The position in the focal plane was determined using proportional counters by the charge-division technique. The elastic scattering was measured for the angular range from 10 to 95° c. m. with $\Delta\theta = \pm 0.5^\circ$. The inelastic scattering data were taken for exciting the 2^+ (4.44 MeV) state in ${}^{12}\text{C}$. The calculations of the angular distributions of elastically and inelastically scattered ${}^6\text{Li}$ nuclei have been carried out within the optical model and by the method of DWBA, respectively. A parametrization is proposed for the optical potential of the interaction of ${}^6\text{Li}$ nuclei of different energies with a broad range of target masses. The calculated differential cross sections of elastic and inelastic scattering demonstrate good agreement with the available experimental data. The possibility of future experiments using radioactive beams at DRIBs is also discussed.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2003

*Редактор А. Н. Шабашова
Макет Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 06.08.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,12. Уч.-изд. л. 1,35. Тираж 320 экз. Заказ № 54040.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/