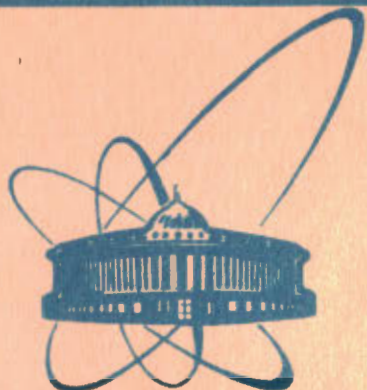


18/01/84



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-84-177

Е.Банг\*, Ф.А.Гареев, С.А.Гончаров\*\*, Г.С.Казача

ОПИСАНИЕ

РЕАКЦИЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ )

В РАМКАХ МИКРОСКОПИЧЕСКОГО DWBA.

АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ  ${}^{16}\text{O}$  И  ${}^{12}\text{C}$

\* Институт Нильса Бора, Копенгаген

\*\* НИИЯФ МГУ им.М.В.Ломоносова, Москва

В первой части работы /1/ мы дали общий формализм описания реакций ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ) в рамках микроскопического  $DWBA$  с центральными силами, представим формулы для переходных плотностей в одночастичной (I) и кластерной (II) моделях для ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ . Настоящая статья является второй частью этой работы, в которой мы в рамках этого формализма попытаемся проанализировать данные по реакциям  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{16}\text{N}$  и  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{12}\text{B}$  при  $E_{{}^7\text{Li}} = 78$  МэВ, недавно полученные в ИАЭ им. И.В. Курчатова /2/.

Сразу отметим, что мы придерживаемся тех же обозначений, что были приняты нами в /1/.

## РЕАКЦИИ ( ${}^7\text{Li}$ , ${}^7\text{Be}$ ) НА ЯДРАХ ${}^{16}\text{O}$ И ${}^{12}\text{C}$

### 1. Экспериментальные данные

Исследование реакции ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ) проводилось на пучке трехзарядных ионов  $\text{Li}^{3+}$  с энергией 78 МэВ на изохронном циклотроне ИАЭ им. И.В. Курчатова. Результаты приводятся в работе /2/. Полное энергетическое разрешение составляло 700 кэВ. Такое разрешение не позволяет разделить основное ( $3/2^-$ ) и  $I^-$  возбужденное ( $E_x = 0,43$ ,  $1/2^-$ ) состояния ядра  ${}^7\text{Be}$ , а также близлежащие состояния, возбуждаемые в ядре-продукте. В спектрах ядер  ${}^{12}\text{B}$  и  ${}^{16}\text{N}$  в областях энергий возбуждения 4,5 МэВ и 6,2 МэВ, соответственно, наблюдается широкий пик. Этот пик идентифицируется с группой состояний, которые являются членами мультиплета частично-дырочной конфигурации  $[1d_{5/2}, 1p_{3/2}^{-1}]J^{\pi}$ . Здесь необходимо заметить, что смешивание конфигураций приводит к расщеплению этого мультиплета. Поэтому надо иметь в виду, что в результате такого расщепления некоторые состояния указанного мультиплета уже не войдут в группу состояний, формирующих наблюдаемый пик в спектрах  ${}^{12}\text{B}$  и  ${}^{16}\text{N}$ . В то же время в эту группу могут войти состояния из мультиплетов другой конфигурации.

Интересной особенностью спектров  ${}^{12}\text{B}$  и  ${}^{16}\text{N}$  является наличие небольшого пика в области энергий возбуждения около 6 МэВ и 7,6 МэВ, соответственно, который тесно примыкает к "основному" пику, почти сливаясь с ним. Этот пик можно идентифицировать с состоянием  $2^-$  - мультиплетно-частично-дырочной конфигурации  $[1d_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1}]J^{\pi}$ . Это состояние также может оказать влияние на формирование углового распределения, отвечающее "основному" пику.

Интересным результатом является также то, что сравнение угловых распределений реакций  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{12}\text{B}$  (4,5 кэВ) и  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$

$^{16}\text{N}$  (6,2 МэВ) в шкале переданных импульсов обнаружило хорошее их совпадение. Это, несомненно, является указанием на общность конфигурации групп состояний, формирующих соответствующие пики.

Основным выводом работы /2/ является заключение о преобладании в реакции ( $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$ ) прямого одноступенчатого механизма переа-рядки, в котором важную роль играет переворот спина. На это же указы-вают и результаты предшествующих экспериментальных работ (см. ссылки /2,3/ в работе /1/).

Существует большое количество экспериментальных данных и по дру-гим реакциям, которые позволяют идентифицировать состояние ядер  $^{12}\text{B}$  и  $^{16}\text{N}$  в рассматриваемых областях энергий возбуждения (см. напри-мер, работы /3-5/ и ссылки в них). Среди них можно выделить данные по электронному рассеянию на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , дающие спектры состояний с T=1 и соответствующих аналогов  $^{12}\text{B}$  и  $^{16}\text{N}$  (см. например, работы /6-8/).

## 2. Переходные плотности

Для вычисления переходных плотностей ядер-мишеней мы использо-вали простую частично-дырочную модель с осцилляторными волновыми функ-циями из работы /9/. В этой модели переходная плотность (см. формулу (2.11) из /1/) имеет вид:

$$F_{AB}^{L_t S_t J_t T}(z_t) = (\hat{J}_B \hat{T}_B)^{-1} (4\pi)^{-1/2} z_t \hat{T} \hat{S} \hat{L}_t \hat{J}_t \times \\ \times \sum_{ph} \alpha_{ph}^{z_t T} \hat{e}_{tjh} \hat{j}_p (e_{h0} O L_t O | e_{p0}) \begin{Bmatrix} L_t S J_t \\ e_p 1/2 j_p \\ e_h 1/2 j_h \end{Bmatrix} \times \\ \times R_{n_h e_{jh}}(z_t) R_{n_p e_{jp}}(z_t).$$

Здесь  $R_{n_e j}(\tau)$  - радиальные одночастичные волновые функции с выбором фазы:

$$R(+0) > 0$$

и нормировкой

$$\int_0^\infty R^2(\tau) \tau^2 d\tau = 1.$$

Суммирование ведется по частично-дырочным конфигурациям  $[n_p e_{jp}, n_h e_{jh}] J_t^T$ .  $\alpha_{ph}^{z_t T}$  - коэффициенты смешивания, которые так же, как и другие параметры, взяты из работы /9/.

Существует ряд теоретических расчетов (например, /10-12/), в которых используются более сложные модели: приближения RPA и TDA,

включение  $2p2h$ -конфигураций и т.д. Конечно, результаты этих расче-тов более близки к действительности. В них включено несравненно боль-шее число частично-дырочных компонент. Однако главная роль в соот-ветствующих состояниях остается за теми же  $1p1h$ -компонентами, что и в используемой в нашем анализе простой модели, менее трудоемкой и громоздкой.

Опираясь на результаты указанных теоретических расчетов и экспе-риментальных работ, мы отобрали ряд состояний, которые, по нашему мнению, участвуют в формировании "основного" пика в спектрах  $^{12}\text{B}$  и  $^{16}\text{N}$  и соответствующих угловых распределений. Характеристики этих состояний для ядер  $^{12}\text{B}$  и  $^{16}\text{N}$  сведены в табл. 1 и 2. Во вто-рых столбцах этих таблиц даны экспериментальные энергии возбуждения соответствующих состояний относительно основных состояний ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ . В столбцах третьем и четвертом представлены главные частично-ды-рочные конфигурации, формирующие данные состояния и величины соот-ветствующих коэффициентов смешивания. В последних столбцах указаны компоненты формфакторов ( $L_z J_p J_t$ ), которые, согласно правилам отбора, отвечают за переход в данное состояние как с вылетом ядра  $^7\text{Be}$  в основном ( $^7\text{Be}_0$ ), так и в первом возбужденном ( $^7\text{Be}_1$ ) состояниях.

## 3. Расчеты

Фурье-образы переходных плотностей (см. формулу (2.9) из /1/) вычислялись с помощью упомянутой уже в /1/ программы FTRANS.

С полученными формфакторами рассчитывались дифференциальные сече-ния. Использовалась известная программа DWUCK /13/, которая была несколько модифицирована, чтобы стало возможным вычисление для налетаю-щих частиц со спином 3/2, рассеиваемых на оптическом потенциале без спин-орбитального члена. Для описания упругого рассеяния во входном и выходном каналах взяты оптические параметры "глобального" опти-ческого потенциала, полученного в работе /14/. С этими параметрами получено удовлетворительное описание данных по упругому рассеянию  $Z_c$  на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  при энергиях 78,7 и 68 МэВ, соответственно /15-16/.

Заметим, что в используемой версии программы возможно вычисле-ние только с пятью компонентами формфактора. Поэтому для состояний  $3^-$  мы отбросили по три компоненты (в таблицах они отмечены звездочкой), которые являются самыми слабыми.

Прежде чем приступить к непосредственному анализу эксперимен-тальных данных, мы провели еще несколько методических расчетов различ-ного типа Y2, G2 и G1 (обозначения типов расчета те же, что и в /1/). На рис. 1 показаны дифференциальные сечения для реакции  $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, ^7\text{Be}_0)^{16}\text{N}(4^-)$ , полученные в расчетах различного типа.

Таблица 1. Состояние ядра  $^{12}\text{B}$

$J^\pi$	$E_x (^{12}\text{C})$ $\text{МэВ}$	Главная конфигурация	$J^\pi$ $\alpha_{ph}$	$L_2 J_p J_t$	
				$^7\text{Be}_0$	$^7\text{Be}_1$
$4^-$	19,6	$(1d_{5/2}, 1p_{3/2}^{-1})$	1,0	134, 314, 334, 514, 534,	314, 324 514, 524
$3^-_1$	18,6	$(1d_{5/2}, 1p_{3/2}^{-1})$	0,992	123, 133*, 303, 313, 313, 333*, 523, 533*	123 313 323, 523
$2^-_2$	19,2	$(1d_{5/2}, 1p_{3/2}^{-1})$	0,931	112, 132, 312, 332,	112, 122, 312, 322.
$2^-_3$	23,0	$(1d_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})$	0,990	532.	
$1^-_1$	17,2 - 19,3	$(2s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})$	0,978	321, 331, 101, III, 121.	321,  III, 121.

Таблица 2. Состояния ядра  $^{16}\text{N}$

$J^\pi$	$E_x (^{16}\text{O})$ $\text{МэВ}$	Главная конфигурация	$J^\pi$ $\alpha_{ph}$	$L_2 J_p J_t$	
				$^7\text{Be}_0$	$^7\text{Be}_1$
$4^-$	19,0	$(1d_{5/2}, 1p_{3/2}^{-1})$	1,0	134, 314, 334, 514, 534.	314, 324 514, 524.
$3^-_2$	$\approx 19$	$(1d_{5/2}, 1p_{3/2}^{-1})$	0,983	123, 133*, 303, 313, 323, 333*, 523, 533*	123 313, 323, 523,
$2^-_3$	19,0	$(1d_{5/2}, 1p_{3/2}^{-1})$ $(2s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})$	0,688 -0,698	112, 132, 312, 332,	112, 122, 312, 322.
$2^-_4$	20,4	$(1d_{5/2}, 1p_{3/2}^{-1})$ $(2s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})$	0,650 0,708	532.	
$1^-_3$	19,0 - 19,5	$(2s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})$	0,941	101, III, 121 321, 331	III, 121 321

Для сравнения формы угловых распределений константа  $G_H$  в расчетах типа G1 и G2 бралась одинаковой, а кривая Y2 нормировалась по кривой G2 в точке  $21,4^0$ . Мы видим, что формы угловых распределений, полученных в расчетах этих типов, несильно различаются. Для

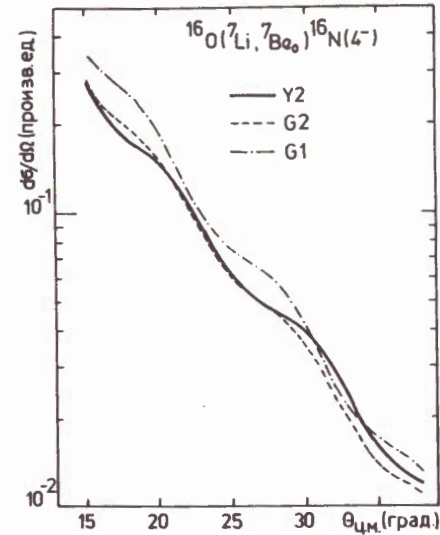


Рис.1. Угловые распределения, полученные в расчетах различного типа G1, G2 и Y2.

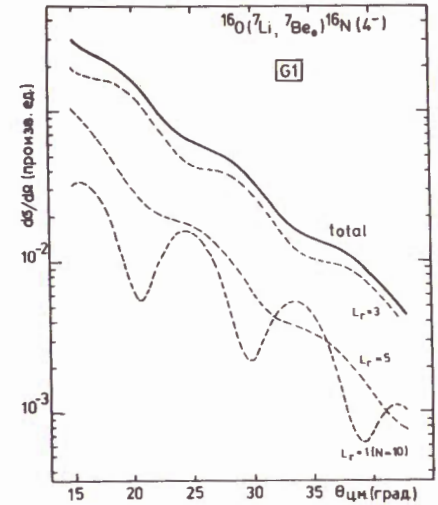


Рис.2. Относительный вклад компонент с различными  $L_2$  в случае реакции  $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{16}\text{N}(4^-)$ .

оценки относительного вклада компонент с различными значениями переданного момента  $L_2$ , проведены расчеты дифференциальных сечений, когда включались компоненты формфакторов только с одним значением

$L_2$ . На рисунке 2 штриховыми линиями показаны такие угловые распределения для различных  $L_2$  в случае реакции  $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{16}\text{N}(4^-)$ . Угловое распределение для  $L_2=1$  умножено на  $N=10$ . Сплошная линия - расчет (когда включены все компоненты). Основной вклад при возбуждении всех рассмотренных состояний, за исключением  $1^-$ , дают компоненты с  $L_2=3$ . Для состояния  $1^-$  вклад компонент с  $L_2=1$  больше или сравним с  $L_2=3$ .

#### 4. Анализ реакций на ядрах $^{12}\text{C}$ и $^{16}\text{O}$

На рисунке 3 показаны дифференциальные сечения реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{12}\text{B}$  при  $E_{\text{вх}} = 78$  МэВ, вычисленные (расчет типа Y2) для энергии возбуждения 4,5 МэВ для всех состояний из таблицы 1 (для состояния  $2^-_3$  энергия возбуждения  $\approx 6$  МэВ), а также сумма всех этих сечений, умноженная на  $N=6$ , которая сравнивается с экспериментальными данными из работы [21]. Аналогичные результаты для реакции  $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{16}\text{N}$  при энергии возбуждения 6,2 МэВ (для состояния  $2^-_4$  - 7,6 МэВ) показаны на рисунке 4. Нормировка суммы

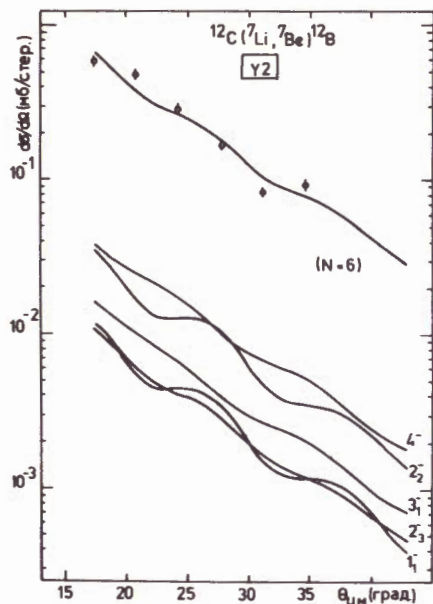


Рис.3. Дифференциальные сечения реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{12}\text{B}$  при энергии возбуждения 4,5 МэВ и  $E_{^7\text{Li}} = 78$  МэВ.

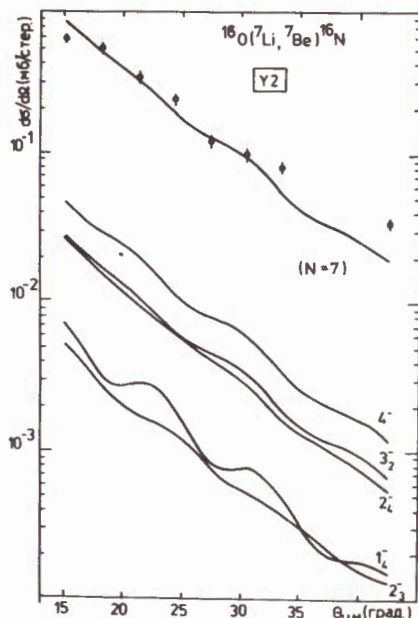
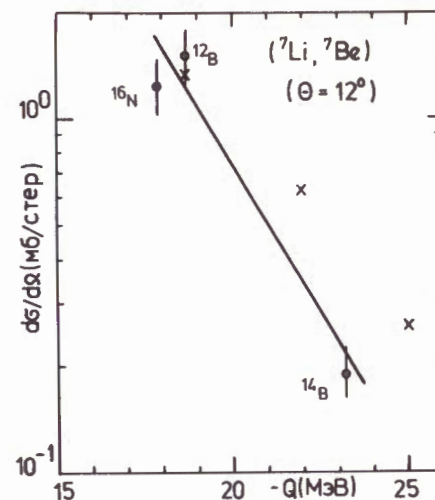


Рис.4. Дифференциальные сечения реакции  $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{16}\text{N}$  при энергии возбуждения 6,2 МэВ и  $E_{^7\text{Li}} = 78$  МэВ.

сечений  $\mathcal{N} = 7$ . Заметим, что каждая кривая на рисунках 3 и 4 представляет сумму двух сечений: реакции  $(^7\text{Li}, ^7\text{Be}_0)$  и реакции  $(^7\text{Li}, ^7\text{Be}_1)$ . Как видно из рисунков, главную роль в формировании угловых распределений, отвечающих "основным" пикам при энергиях 4,5 и 6,2 МэВ в спектрах ядер  $^{12}\text{B}$  и  $^{16}\text{N}$ , соответственно, играют состояния  $4^-$ . При этом влияние других состояний, особенно  $2^-$  и  $3^-$ , оказывается существенным. Форма экспериментальных угловых распределений удовлетворительно воспроизводится в области углов  $20^\circ - 35^\circ$ . Это может служить еще одним указанием в пользу преобладания прямого одноступенчатого механизма в рассматриваемых реакциях. Другим указанием на это является следующее. На рис.4 работы [12] представлены экспериментальные данные, показывающие зависимость сечений реакций  $(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$  под углом  $12^\circ$  от энергии реакции  $Q$ . Для теоретической оценки этой зависимости в нашем формализме мы провели расчеты для реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{12}\text{B}(4^-)$ , изменяя  $Q$  как параметр. На рисунке 5 воспроизводится фрагмент рисунка 4 из работы [12], на котором крестиками показаны результаты наших расчетов (нормировочный множитель  $\mathcal{N} = 15$ ).

Рис.5. Зависимость дифференциальных сечений реакций  $(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$  под углом  $12^\circ$  от энергии реакции  $Q$ . Крестики - результаты расчетов для реакции  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{12}\text{B}(4^-)$  для различных  $Q$ . Нормировка  $\mathcal{N} = 15$ .



Мы видим, что DWBA-расчеты дают нам тот же довольно резкий характер зависимости дифференциальных сечений реакций  $(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$  от  $Q$ .

Теоретические дифференциальные сечения, как видно из рисунков 3 и 4, меньше экспериментальных по абсолютной величине в 6-7 раз. Аналогичный результат получался и в других расчетах сечений реакции  $(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$ , в которых использовались только центральные компоненты эффективных нуклон-нуклонных сил (см. ссылки [4,5] из работы [1]). На наш взгляд, одной из причин этого может быть неучет тензорных компонент эффективных взаимодействий. Так, результаты работы [17], где исследовалась реакция перезарядки ( $p, n$ ) при  $E_p = 135$  МэВ, показывают, что  $4^-$  состояния в рассмотренных реакциях возбуждаются главным образом тензорными силами, а в работе [18], где прямо исследовались эффекты тензорных сил в реакциях  $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ , получено, что включение тензорных компонент приводит к перенормировке силы эффективных нуклон-нуклонных взаимодействий от 1 до 4 раз, причем тем больше, чем выше спин возбуждаемого состояния. Таким образом, включение тензорных сил кажется нам необходимым для лучшего описания рассмотренных нами реакций.

#### Заключение

В рамках представленного формализма, основанного на микроскопическом борновском приближении с искаженными волнами и с центральными эффективными нуклон-нуклонными силами, мы попытались дать описание реакций перезарядки  $(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$ . Обменные эффекты имитируются  $\delta$ -членом в эффективных взаимодействиях. В формализме предусмотрено

включение эффектов кластерной структуры ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  и эффектов отдачи по этой системе. В рассмотренных примерах включение этих эффектов не дало резких изменений в дифференциальных сечениях, хотя и было заметным. Проведенный анализ недавно полученных экспериментальных данных по реакциям ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ) при  $E_{7\text{Li}} = 78$  МэВ на ядрах  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  подтвердил, что основную роль в этих реакциях играет прямой одноступенчатый механизм перезарядки с переворотом спина и указал на необходимость включения тензорных компонент эффективных нуклон-нуклонных сил, что является предметом наших последующих исследований.

Авторы благодарны за полезные обсуждения С.Б.Сакуте, С.Н.Ершову и С.С.Камалову. Авторы также признательны В.И.Кукулину, В.Н.Краснопольскому и их сотрудникам за предоставление волновых функций легких ядер и полезные обсуждения.

#### Литература

1. Банг Е., Гареев Ф.А., Гончаров С.А., Казача Г.С. Препринт ОИЯИ, 1984, P4-84-15, Дубна.
2. Глухов Ю.А., Демьянова А.С., Оглоблин А.А., Сакута С.В., Сухаревский В.В. Тезисы докладов XXXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л., "Наука", 1984, с.385
3. Ajsenberg-Selove F., Busch C.L., Nucl. Phys., 1980, A336, 1.
4. Ajsenberg-Selove F., Nucl. Phys., 1982, A375, 1.
5. Эрамжян Р.А. в кн. "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды У семинара, Москва, 15-17 июня, 1981. ИЯИ АН СССР, М., 1982, с.44.
6. Donnelly T.W. Phys. Rev., 1970, C1, 833.
7. Graves R.D. et al. Can. J. Phys., 1980, 58, 48.
8. Yamaguchi A. et al. Phys. Rev., 1971, C3, 1750.
9. Donnelly T.W., Walker G.E. Ann. Phys., 1970, 60, 209.
10. Grecksch E. et al. Z. Phys. A: Atoms and Nuclei, 1981, 302, 165; 1981, 302, 247.
11. Гмитро М. и др., Сообщения ОИЯИ, 1979, P2-12942, Дубна.
12. Гмитро М. и др. ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.1230.
13. Kunz P.D. Univ. Colorado Report, C00-535-606, 1967.
14. Cook J. Nucl. Phys., 1982, A388, 153.
15. Zeller A.F. Phys. Rev., 1980, C22, 1534.
16. Bradlow H.S. et al. Nucl. Phys., 1979, A314, 171.
17. Fazely A. et al. Phys. Rev., 1982, C25, 1760.
18. Kamumuri T. Nucl. Phys., 1976, A263, 178.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 марта 1984 года.

Банг Е. и др.

P4-84-177

Описание реакций перезарядки ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ )  
в рамках микроскопического DWBA.  
Анализ реакций на ядрах  ${}^{16}\text{O}$  и  ${}^{12}\text{C}$

В формализме, основанном на микроскопическом DWBA с центральным эффективным взаимодействием, анализируются реакции  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{12}\text{B}$  и  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{16}\text{N}$  при  $E_{7\text{Li}} = 78$  МэВ в области энергий возбуждения ядер  ${}^{12}\text{B}$  и  ${}^{16}\text{N}$  около 4,5 и 6,2 МэВ, соответственно. Для вычисления переходных плотностей ядер-мишеней использовалась частично-дырочная модель с осцилляторными волновыми функциями. Получено удовлетворительное описание формы экспериментальных угловых распределений. Однако по абсолютной величине теоретические сечения занижены в 6-7 раз. Результаты подтверждают преобладание прямого одноступенчатого механизма перезарядки с переворотом спина и указывают на необходимость включения тензорных компонент эффективных нуклон-нуклонных сил.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bang E. et al.

P4-84-177

Description of Charge-Exchange Reactions ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ )  
Within a Microscopic DWBA.  
Analysis of Reactions on  ${}^{16}\text{O}$  and  ${}^{12}\text{C}$  Nuclei

Within a formalism based on the microscopic DWBA with a central effective potential we have analysed reactions  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{12}\text{B}$  and  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{16}\text{N}$  at  $E_{7\text{Li}} = 78$  MeV for excitation energies of  ${}^{12}\text{B}$  and  ${}^{16}\text{N}$  nuclei about 4.5 and 6.2 MeV, respectively. The transitional densities of nucleus-targets were calculated by a particle-hole model with oscillatory wave functions. A satisfactory description is obtained for the shape of experimental angular distributions. However, in the absolute values the theoretical cross sections are 6-7 times as low as the experimental ones. The results testify to the dominance of the direct one-step charge-exchange mechanism with spin flip and point to a necessity of inclusion of tensor components of effective nucleon-nucleon forces.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984