



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-229

P7-97-229

О.М.Князьков¹, И.Н.Кухтина, С.А.Фаянс²

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ
ДЛЯ ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Санкт-Петербургский государственный университет

²РНИ «Курчатовский институт»

1997

Введение

В последнее время проводятся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования процессов квазиупругого рассеяния легких экзотических ядер на стабильных ядрах [1-8]. Полумикроскопический анализ экспериментальных данных по квазиупругому рассеянию предполагает использование плотностей, построенных в ядерно-структурных моделях, и эффективных нуклон-нуклонных сил. Однако ограниченный угловой диапазон, для которого измерены сечения квазиупругого рассеяния, и неопределенности в построении потенциала поглощения не дают возможности извлекать достоверную информацию из анализа угловых распределений о свойствах легких экзотических ядер.

Другой величиной (помимо угловых распределений), чувствительной к свойствам потенциала, а следовательно к распределению вещества в ядрах, является полное сечение реакции σ_R . Теоретическая модель, претендующая на полноту описания, должна с одним и тем же набором входных данных воспроизводить как экспериментальные угловые распределения, так и σ_R . Поэтому желательно иметь для одной и той же системы дифференциальные сечения и полные сечения реакций, измеренные при одной и той же энергии.

В настоящей работе полумикроскопический подход, использованный ранее [5] для анализа квазиупругого рассеяния при низких энергиях, применяется в анализе полных сечений реакций. Для нескольких систем сталкивающихся ядер σ_R рассчитаны в широком энергетическом диапазоне. В тех случаях, где существуют экспериментальные данные, проводится сравнение теории с экспериментом. Представлены предсказательные расчеты угловых распределений, проведен анализ влияния выбора параметров потенциалов поглощения на полные сечения реакций. В первом разделе работы представлена теоретическая схема

построения сечений σ_R , во втором — численные результаты и сравнение с экспериментом для систем $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$, $^8\text{B}+^{12}\text{C}$, $^8\text{B}+^{28}\text{Si}$. В заключение сформулированы основные результаты и выводы работы.

1. Схема анализа σ_R в полумикроскопическом подходе

Рассмотрим взаимодействие двух составных частиц. В первом порядке по эффективным нуклон-нуклонным силам (V_{NN}) потенциал взаимодействия может быть представлен в виде

$$U(\vec{R}) = U^D(\vec{R}) + U^E(\vec{R}), \quad (1)$$

где $U^D(\vec{R})$ — прямой потенциал модели двойной свертки [9]. Во второе слагаемое в (1) дают вклад эффекты однонуклонного обмена, которые могут быть описаны в формализме матрицы плотности [10]

$$U^E(\vec{R}) = \int \int \rho^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_1 + \vec{s}) V_E(\vec{s}) \rho^{(2)}(\vec{r}_2, \vec{r}_2 - \vec{s}) \exp(i\vec{k}(\vec{R})\vec{s}/\eta) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (2)$$

Здесь $V_E(\vec{s})$ — обменная компонента эффективного взаимодействия, $\rho^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}')$ ($i = 1, 2$) — матрицы плотности сталкивающихся ядер, $\vec{k}(\vec{R})$ — локальный импульс, определяемый соотношением

$$k^2(\vec{R}) = (2m\eta/\hbar^2)[E - U(\vec{R}) - V_c(\vec{R})], \quad (3)$$

где $\eta = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$, $\vec{s} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 + \vec{R}$ и $V_c(\vec{R})$ — кулоновский потенциал.

Отметим особенности расчета потенциала по формулам (1)–(3) в настоящем подходе. Протонные и нейтронные плотности для всех сталкивающихся ядер вычисляются на основе метода функционала плотности [11] с фиксированным набором параметров для всех ядер. Таким образом, свободные подгоночные параметры в расчете плотностей отсутствуют. В качестве V_{NN} используется полное (со всеми прямыми и обменными компонентами) МЗУ взаимодействие [12]. Обменная часть потенциала $U^E(\vec{R})$ рассчитывается методом итераций.

Полный потенциал имеет вид

$$U_i(R) = U(R) + i[N_w U(R) - \alpha R \frac{dU(R)}{dR}], \quad (4)$$

где $U(R)$ включает в себя прямую и обменную части и вычисляется по схеме, описанной выше, а мнимая часть в (4) содержит два параметра N_w и α . Такое представление потенциала поглощения позволяет избежать введения феноменологической мнимой части, например, в форме Саксона–Вудса. С другой стороны, так построенный потенциал поглощения имеет микроскопическую основу, а введение параметра α дает возможность реализовать вывод многоканальной теории рассеяния [13] о том, что радиус потенциала поглощения больше, чем радиус вещественной части потенциала.

Полные сечения реакции σ_R и угловые распределения упругорассеянных частиц вычисляются на основе потенциала (4) по специально модифицированной для полумикроскопического анализа программе ECIS-88 [14]. Таким образом, в настоящем подходе имеется всего два свободных подгоночных параметра N_w и α (параметры объемного и поверхностного потенциалов поглощения). Конечно, при описании только σ_R можно выбрать N_w и α так, чтобы воспроизвести экспериментальные значения. Однако в настоящей работе выбор значений N_w и α увязывается с выбором этих значений в [5] при анализе угловых распределений квазиупругого рассеяния. Кроме того, во втором разделе исследуется влияние N_w и α на энергетическую зависимость σ_R для различных систем.

2. Результаты вычислений и сравнение с экспериментом

Протонные, нейтронные и материальные плотности ядер ^8B , ^{11}Li , ^{12}C и ^{28}Si , а также их интегральные характеристики, рассчитанные методом функционала плотности, представлены, соответственно, на рис. 1 и в табл. 1. Эти результаты, а также их сравнение с другими теоретическими и экспериментальными данными, обсуждались ранее [5], поэтому отметим наиболее существенное: протонные и нейтронные плотности для ядер-мишеней ^{12}C и ^{28}Si не обнаруживают никаких особенностей, в то время как длинный нейтронный хвост распределения в ^{11}Li подтверждает гипотезу о существовании нейтронного гало в нем, а распределение протонов в ^8B свидетельствует о значительной протонной шубе в этом ядре.

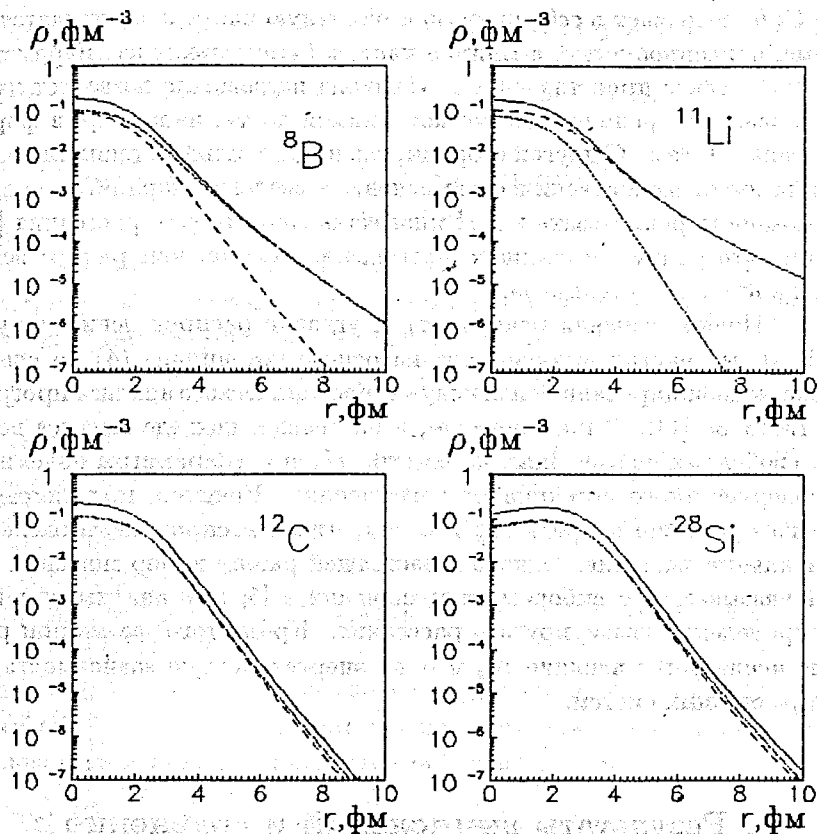


Рис.1. Плотности распределения нейтронов, протонов и вещества в ядрах ${}^8\text{B}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{28}\text{Si}$

2.1. ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$. До недавнего времени на эксперименте измерялись, как правило, σ_I для промежуточных энергий налетающей частицы [15,16]. При этом σ_I (сечения взаимодействия) отличаются от σ_R (полных сечений реакций) на величину вклада каналов неупругого рассеяния. Это отличие оценивается в 5% от величины сечения. Поэтому при сравнении теоретических и экспериментальных сечений при низких энергиях необходимо было проводить экстраполяцию экспериментальных значений к более низким энергиям и учитывать фактор отличия σ_I от σ_R . Недавно в работе [17] σ_R были измерены для системы сталкивающихся ядер ${}^8\text{B}$ и ${}^{28}\text{Si}$ при четырех значениях энергии E/A , меньших 100 МэВ/нуклон. В табл. 1 и на рис.2 представлены значения σ_R , полученные в настоящей работе вместе с экспериментальными значениями из [17].

Таблица 1. Среднеквадратичные радиусы (в фм) распределения плотности нейтронов, протонов и вещества в ядрах ${}^8\text{B}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{28}\text{Si}$

Ядро	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$	δr_{np}
${}^8\text{B}$	2.190	2.680	2.507	-0.490
${}^{11}\text{Li}$	3.255	2.235	3.011	1.020
${}^{12}\text{C}$	2.387	2.406	2.396	-0.019
${}^{28}\text{Si}$	2.953	2.982	2.967	-0.029

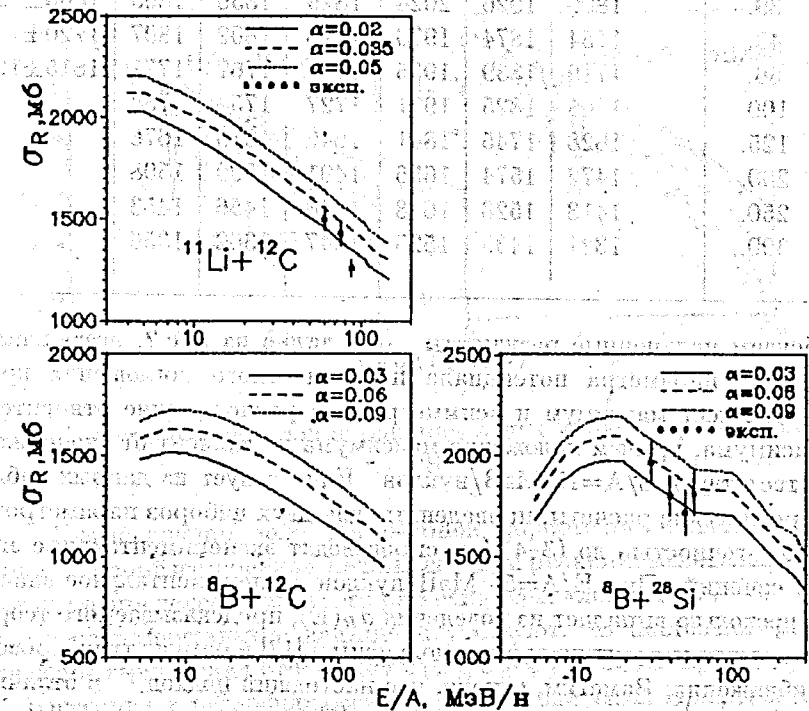


Рис.2. Зависимость полных сечений реакции σ_R от энергии

Можно отметить следующие особенности вычисленных угловых распределений: зависимость σ/σ_R от параметров N_w и α проявляется при углах рассеяния $\Theta \geq 12^\circ$ и становится значительной при углах рассеяния $\Theta \geq 20^\circ$, при всех значениях E/A для определенного выбора N_w и α картина угловых распределений приобретает радужно-подобный характер. Таким образом, для получения информации о потенциале поглощения желательнее иметь угловые распределения для данной системы, измеренных вплоть до $\Theta = 20^\circ$.

Отметим, что в недавней работе [18] были измерены полные сечения реакций для системы ${}^8\text{B}+{}^{28}\text{Si}$, в том числе и при тех значениях энергии, при которых были проведены измерения σ_R в работе [17]. Обнаружилось значительное расхождение в значениях экспериментальных σ_R в этих двух работах, причем это расхождение превышает величину погрешности измерений, указанную в каждой из работ [17,18]. В этой связи представляет дополнительный интерес измерение угловых распределений упругого рассеяния ${}^8\text{B}$ на ${}^{28}\text{Si}$ при этих энергиях. Полумикроскопический анализ таких данных может стать основой для более достоверных предсказаний теорией величин σ_R .

2.2. ${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$. В средней части рис.2 представлены полученные в данном подходе для различных значений параметра поверхностного поглощения α (при этом $N_w=0.3$) полные сечения реакций для системы ${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$. Можно видеть, что, как и в случае ${}^8\text{B}+{}^{28}\text{Si}$, $\sigma_R(E)$ имеет максимум, который по сравнению с мишенью ${}^{28}\text{Si}$ сдвинут в сторону меньших энергий и соответствует $E/A=7.5$ МэВ/нуклон. Заметим, что нижняя кривая рассчитана для значений N_w и α , при которых получено [5] разумное описание (по крайней мере, не хуже других теоретических описаний [3]) угловых распределений квазиупругого рассеяния ${}^8\text{B}$ на ${}^{12}\text{C}$ при $E/A=40$ МэВ/нуклон. До недавнего времени для этой системы были измерены сечения взаимодействия при энергии 790 МэВ/нуклон [16] и лишь недавно получены σ_R при низких энергиях в работе [19]. Наши данные находятся в хорошем согласии с результатами предварительных измерений σ_R при $E/A=38.5$ МэВ/нуклон, сообщенными в [19].

2.3. ${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$. Результаты вычислений σ_R для системы ${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ вместе с экспериментальными данными изображены в нижней части рис.2. Как и в случае взаимодействия ${}^8\text{B}$ с ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{28}\text{Si}$, сохраняется тенденция уменьшения σ_R с ростом энергии, но при этом максимум кривой $\sigma_R(E)$ еще более смещается в сторону меньших значений E/A

(на рис.2 он не изображен). Верхняя кривая соответствует значениям N_w и α , при которых был проведен в [5] анализ угловых распределений квазиупругого рассеяния ${}^{11}\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$ при $E/A=60$ МэВ/нуклон.

Экспериментальные данные при $E/A=75$ и 87 МэВ/нуклон, представленные на рис.2, получены, соответственно, в работах [20, 21] в результате измерения, а значение σ_R при $E/A=57.9$ МэВ/нуклон найдено экстраполяцией данных при других энергиях. Можно видеть, что теоретические результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными, значения параметра α при этом несколько меньше значения, использованного в анализе угловых распределений квазиупругого рассеяния ${}^{11}\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$ при $E/A=57.9$ МэВ/нуклон [5]. Отметим, что экспериментальные точки, изображенные на рис.2, соответствуют полным сечениям взаимодействия σ_I , а они примерно на 5% меньше полных сечений реакции σ_R . В работе [6] также проводится теоретический анализ σ_R в рамках модели двойной свертки с эффективными силами, зависящими от плотности распределения вещества в ядре. При этом согласие экспериментальных и теоретических сечений σ_R для ${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ при рассматриваемых энергиях было достигнуто лишь варьированием двух параметров: глубины и радиуса потенциала поглощения. В связи с проведенным анализом в данной работе и в [6] представляет интерес измерение угловых распределений упругого рассеяния ${}^{11}\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$ при энергиях $E/A=75$ и 87 МэВ/нуклон. Совместный анализ полных сечений реакции и угловых распределений упругого рассеяния при одной и той же энергии даст возможность более надежной апробации теоретической модели, описывающей взаимодействие легкого экзотического ядра с ядром-мишенью.

Заключение

Сформулируем основные результаты и выводы работы.

1. В рамках модели двойной свертки на основе полного МЗУ взаимодействия и нейтронных и протонных плотностей, вычисленных для всех сталкивающихся ядер методом функционала плотности, рассчитаны в широком энергетическом интервале полные сечения реакции для систем ${}^8\text{B}+{}^{28}\text{Si}$, ${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$ и ${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$.

2. Установлено, что кривые $\sigma_R(E)$ независимо от выбора параметров поглощения имеют максимум при низких энергиях, и положение этого максимума сдвигается при переходе от ${}^8\text{B}+{}^{28}\text{Si}$ к ${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$.

3. Исследована зависимость σ_R от параметров потенциала поглощения N_w и α (только двух свободных параметров настоящего подхода). При значениях N_w и α , близких к значениям, использованным в анализе угловых распределений квазиупругого рассеяния, получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных значений σ_R .

4. Показано, что для более достоверного отбора экспериментальных данных и их анализа, а также надежной апробации теоретической модели нужно иметь полные сечения реакции и угловые распределения (квази)упругого рассеяния, измеренные при одной и той же энергии. Сделаны предсказательные расчеты дифференциальных сечений упругого рассеяния ^8B на ^{28}Si при различных энергиях. Установлено, что выбор параметров потенциала поглощения существенно влияет на угловые распределения при углах рассеяния больше 12° .

5. Проведенный в настоящей работе анализ подтверждает сделанный ранее вывод о существовании нейтронного гало в ^{11}Li и значительной протонной шубы в ^8B .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lewitowicz M., Borcea C., Carstoiu F. et al. — Nucl. Phys., 1993, v.A562, p.301.
2. Kolata J.J., Zahar M., Smith R. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, v.69, p.2631.
3. Pecina I., Anne R., Bazin D. et al. — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.191.
4. Zahar M., Belbot M., Kolata J.J. et al. — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.1540.
5. Fayans S.A., Knyazkov O.M., Kuchtina I.N. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B357, p.509.
6. Dao Tien Khoa, Satchler G.R., von Oertzen W. — Phys. Lett., 1995, v.B358, p.14.
7. Thompson I.J., M.V.Zhukov — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.708.

8. Zahar M. et al. — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.1262.
9. Satchler G.R., Love W.G. — Phys. Rep., 1979, v.55, p.183.
10. Chaudhuri A.K., Sinha B. — Nucl. Phys., 1986, v.A455, p.69.
11. Fayans S.A., Platonov A.P., Graw G., Hofer D. — Nucl. Phys., 1994, v.A577, p.557.
12. Bertsch G., Borysowicz J., Mc Manus et al. — Nucl. Phys., 1977, v.A284, p.399.
13. Feshbach H. — Ann. Phys., 1958, v.5, p.357.
14. Raynal J. — Phys. Lett., 1987, v.B196, p.7.
15. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, p.2676.
16. Tanihata I., Kobayashi T., Yamakawa O. et al. — Phys. Lett., 1988, v.B206, p.592.
17. Warner R.E., Kelley J.H., Zecher P. et al. — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.R1166.
18. Negoita F. et al. — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.1787.
19. Fukuda M. et al. — The Fourth Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, June 4-7, 1996, Omiya, Japan, Abstract Book, p.141.
20. Blank B. et al. — Nucl. Phys., 1993, v.A555, p.408.
21. Shimoura S. — Proc. 2nd. Int. Conf. on Radioactive Nucl. Beams, ed. Th. Delbar (Adam Hilger, Bristol, 1992), p.215.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1997 года.