

КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР

О.М.Князьков

Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург

И.Н.Кухтина

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С.А.Фаянс

РНЦ «Курчатовский институт», Москва

В обзоре представлены полученные в последнее время экспериментальные данные по квазиупругому рассеянию легких нестабильных ядер на стабильных ядрах-мишенях. Даны описания микроскопических подходов к построению плотностей распределения нуклонов в ядрах и потенциалов взаимодействия частиц-снарядов с ядрами-мишенями. Проведен анализ сечений квазиупругого рассеяния для большой группы легких экзотических ядер. Обсуждаются проблема существования нейтронного и протонного гало в ядрах и другие особенности распределения ядерного вещества. Формулируются предложения по проведению новых экспериментов по квазиупругому рассеянию и другим реакциям с радиоактивными пучками.

A review is given of the recently obtained experimental data on quasi-elastic scattering of light unstable nuclei by stable target nuclei. Microscopic approaches, aimed to construct both the nucleon density distributions in nuclei and the projectile-target interaction potentials, are described. An analysis of the cross sections of quasi-elastic scattering is presented for the variety of light exotic nuclei. The existing of neutron or proton halo, as well as other peculiarities of the matter distributions in nuclei is discussed. Some possible future experiments on quasi-elastic scattering and other reactions with radioactive nuclear beams are suggested.

ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное использование радиоактивных пучков в последнее десятилетие привело к установлению ряда необычных свойств легких экзотических ядер, т.е. ядер, удаленных от линии β -стабильности (см., например, обзоры [1—4] и ссылки в них). Анализ сечений взаимодействия изотопов

He, Li, Be с большим нейтронным избытком со стабильными ядрами-мишенями при промежуточных энергиях указал на наличие протяженного «хвоста» плотности распределения нейтронов. Особенно ярким этот эффект оказался для ядра ^{11}Li , что в соответствии с дополнительной информацией о сечениях фрагментации $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + 2n$ и импульсном распределении ядер ^9Li в этой реакции дало возможность утверждать о наличии у ядра ^{11}Li так называемого нейтронного гало. Есть подтверждения существования нейтронного гало и для ядер ^6He , ^8He , ^{11}Be . В работе [5] аналогичный феномен был обнаружен для ядра ^8B — ядра с протонным избытком. Дальнейшие исследования показали, что в этом случае речь может идти либо о протонном гало, либо о значительной протонной «шубе».

Эксперименты по упругому рассеянию легких экзотических ядер при энергиях от 20 до 100 МэВ/нуклон, с одной стороны, дополняют эксперименты по изучению реакций фрагментации, развала, передачи нуклонов, кулоновской диссоциации и др., с другой стороны, дают специфическую информацию о влиянии на сечение реакции потенциала взаимодействия экзотической частицы-снаряда с ядром-мишенью, а в микроскопическом анализе и информацию о плотности распределения вещества в экзотическом ядре. Таким образом, есть основания считать, что упругое рассеяние легких экзотических ядер может служить индикатором свойств нуклонного гало. Впервые соответствующие соображения были изложены в работе [6]. В обзоре [4] приведены различные методические исследования ожидаемых свойств потенциалов взаимодействия легких экзотических ядер и рассеяния их на стабильных ядрах-мишенях. Однако к моменту выхода из печати обзора [4] отсутствовали какие-либо надежные экспериментальные данные по упругому рассеянию легких экзотических ядер, поэтому реальные экспериментальные ситуации не нашли отражения в нем. Отметим также недавно появившиеся обзоры [7,8], в которых, в основном, анализируются свойства структуры легких экзотических ядер.

К настоящему времени на различных экспериментальных установках получены угловые распределения упругого рассеяния ^{11}Li на ^{28}Si при энергии 29 МэВ/нуклон [9], ^{11}Li на ^{12}C при энергии 60 МэВ/нуклон [10], ^{12}Be и ^{14}Be на ^{12}C при энергии 56 МэВ/нуклон [11] и ядер ^7Be и ^8B на ^{12}C при энергии 40 МэВ/нуклон [12]. Отметим, что во всех перечисленных случаях условия эксперимента таковы, что не отделяется вклад в угловые распределения упругого и неупругих процессов. В силу этого исследованные процессы можно назвать квазиупругим рассеянием. Помимо названных реакций квазиупругого рассеяния, в режиме обратной кинематики изучено упругое рассеяние ядер ^9Li и ^{11}Li с энергией 60 и 62 МэВ/нуклон соответственно на протонах [13] и ядер ^8He с энергией 73 МэВ/нуклон на протонах

[14]. Недавно измерены угловые распределения для упругого рассеяния ^{11}Li с энергией 75 МэВ/нуклон и ^8He с энергией 66 МэВ/нуклон на протонах [15]. Упругое рассеяние ^6He и ^8He на протонах при промежуточных энергиях исследовалось в [16,17]. Угловые распределения для упругого рассеяния ^{10}Be и ^{11}Be на протонах при энергиях 59,3 и 49,3 МэВ/нуклон соответственно были получены в [18].

При анализе этих реакций применялись различные теоретические подходы: стандартная оптическая модель с подгоночными параметрами [19], оптическая модель с потенциалами, вычисленными на микроскопической основе (см., например, [20]), глауберовское приближение [21]. В тех случаях (фолдинг-модель и глауберовское приближение), когда в основу анализа сечений рассеяния была заложена информация о плотности распределения вещества в ядре, эта плотность вычислялась в рамках различных ядерно-структурных моделей. Среди прочих подходов к решению этой задачи отметим метод функционала плотности [22], поскольку в рамках этого метода на единой основе вычисляются нейтронные и протонные плотности как для ядра-мишени, так и для частицы-снаряда.

Помимо угловых распределений упругорассеянных частиц, величиной, чувствительной к оптическому потенциалу, является полное сечение реакции σ_R . Для ряда легких экзотических ядер имеются экспериментальные данные по σ_R при различных энергиях.

Цель данного обзора — сделать анализ существующих экспериментальных данных по упругому рассеянию легких экзотических ядер и соответствующих полных сечений реакции. В первом разделе представлены различные теоретические подходы к описанию механизмов упругого рассеяния легких экзотических ядер и теоретические схемы вычисления плотностей распределения нейтронов и протонов в этих ядрах. Во втором разделе представлен анализ экспериментальных данных по квазиупругому и упругому рассеянию этих ядер, приведены результаты расчетов полных сечений реакции. В третьем разделе обсуждается проявление мягкой дипольной моды в связи с феноменом нуклонного гало. В заключении представлены основные результаты и выводы, рассмотрены дальнейшие возможности изучения свойств легких экзотических ядер с использованием экспериментов по упругому рассеянию и другим ядерным реакциям.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Анализ упругого рассеяния в рамках потенциального подхода естественно проводить, используя комплексный оптический потенциал. Общая теория оптического потенциала была развита Фешбахом в работах [23,24]. В этой теории обобщенный оптический потенциал описывается формулой:

$$V_{\text{opt}} = \langle \varphi_0 | V | \varphi_0 \rangle + \langle \varphi_0 | V \hat{Q}(E - H_{QQ})^{-1} \hat{Q} V | \varphi_0 \rangle. \quad (1)$$

Здесь φ_0 — волновая функция основного состояния сталкивающихся ядер, V — взаимодействие между частицей-снарядом и ядром-мишенью, \hat{Q} — оператор-проектор точной волновой функции всей системы в подпространство неупругих и закрытых каналов, E — полная энергия системы частица-снаряд и ядро-мишень, H_{Q0} — проекция полного оператора Гамильтона всей системы в Q -подпространство. Если взаимодействие V представить в виде суммы эффективных нуклон-нуклонных сил, то первое слагаемое в (1) будет членом первого порядка по эффективным силам, а второе слагаемое будет содержать члены второго и более высокого порядков.

В рамках стандартной макроскопической модели все выражение (1) заменяется комплексным локальным и не зависящим от энергии потенциалом с параметрами, определяемыми из сравнения теоретических и экспериментальных угловых распределений упругорассеянных частиц. В микроскопическом подходе первое слагаемое в (1) вычисляется на основе информации об эффективных силах и плотности распределения вещества в ядрах, а второе слагаемое обычно опускается. Если эффективные силы вещественные, то второе слагаемое полностью определяет мнимую часть оптического потенциала и дает добавку к вещественной части потенциала. Эту добавку называют поляризационным потенциалом, поскольку она связана с эффектами возбуждения («поляризация остова») в процессе рассеяния сталкивающихся ядер. Ее учет при построении оптического потенциала означает выход за рамки приближения «замороженных» нуклонов.

Вычисление второго слагаемого в (1) является чрезвычайно сложной задачей, поэтому зачастую поляризационный потенциал либо вообще опускается, либо как-то параметризуется.

1.1. Макроскопическая оптическая модель. Стандартный потенциал феноменологической оптической модели имеет следующий вид:

$$U_{\text{opt}}(r) = -V_R f_R(r) - iW_v f_I(r) + 4ia_I W_s (d/dr) f_I(r) + 2(\hbar/m_\pi c)^2 \cdot 1/r \cdot (d/dr) V_{LS} f_S(r)(\mathbf{LS}) + V_{\text{coul}}(r), \quad (2)$$

$$R_i = r_i A^{1/3}, \quad f_i(r) = (1 + \exp((r - R_i)/a_i))^{-1},$$

$$i = R, I, LS. \quad (2a)$$

Здесь первое слагаемое — центральная часть вещественного потенциала, второе и третье — потенциалы объемного и поверхностного поглощения, следующее слагаемое — спин-орбитальный член. Последнее слагаемое в (2) обычно берется в виде кулоновского взаимодействия двух заряженных

сфер. Схема анализа сечений упругого и неупругого рассеяния с потенциалом (2) и с использованием процедуры подгонки с минимизацией χ^2 обладает определенной простотой. Но в случае легких экзотических ядер она редко приводит к успешному описанию экспериментальных данных. Это связано с тем, что в формуле (2) радиальная зависимость всех факторов фиксирована и является зависимостью Саксона — Вудса. Однако уже для нуклонов и α -частиц было показано [25,26], что форма потенциала, построенного на основе эффективных сил, отличается от формы Саксона — Вудса.

Тем не менее анализ упругого рассеяния легких экзотических ядер в рамках феноменологической оптической модели может иметь определенный смысл, поскольку позволяет судить о том, насколько свойства оптического потенциала экзотического ядра отличаются от свойств потенциала соседнего стабильного ядра (например, ^{11}Li от ^{11}C или ^6He от ^6Li). Некоторые результаты такого анализа будут представлены во втором разделе.

1.2. Микроскопическая оптическая модель. Рассмотрим взаимодействие двух составных частиц. В первом порядке по эффективным нуклон-нуклонным силам потенциал взаимодействия может быть представлен в виде суммы:

$$U(\mathbf{R}) = U^E(\mathbf{R}) + U^D(\mathbf{R}), \quad (3)$$

где $U^D(\mathbf{R})$ — «прямой» потенциал модели двойной свертки [19]:

$$U^D(\mathbf{R}) = \iint \rho^{(1)}(\mathbf{r}_1) V^D(\mathbf{s}) \rho^{(2)}(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (4)$$

Здесь $V^D(\mathbf{s})$ — прямая компонента эффективного взаимодействия, а $\mathbf{s} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 + \mathbf{R}$, $\rho^{(i)}(\mathbf{r}_i)$ — плотности сталкивающихся ядер ($i = 1, 2$). Основной вклад в «обменный» потенциал $U^E(\mathbf{R})$ дают эффекты однонуклонного обмена, которые могут быть описаны в формализме матрицы плотности [27]:

$$U^E(\mathbf{R}) = \iint \rho^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1 + \mathbf{s}) V_E(\mathbf{s}) \rho^{(2)}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2 - \mathbf{s}) \exp(i \mathbf{k}(\mathbf{R}) \mathbf{s} / \eta) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (5)$$

Это есть локализованная форма обменного члена. Здесь $V_E(\mathbf{s})$ — обменная компонента эффективного взаимодействия, $\rho^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — матрицы плотности сталкивающихся ядер ($i = 1, 2$):

$$\rho^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_k \phi_k(\mathbf{r}) \phi_k^*(\mathbf{r}'), \quad (6)$$

$\mathbf{k}(\mathbf{R})$ — локальный импульс, определяемый соотношением

$$k^2(\mathbf{R}) = (2m\eta/\hbar^2)(E - U(\mathbf{R}) - V_c(\mathbf{R})), \quad (7)$$

где

$$\eta = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}, \quad (7a)$$

A_i ($i = 1, 2$) — массовые числа ядер, а $V_c(\mathbf{R})$ — кулоновский потенциал. Расчет матрицы плотности по одночастичной формуле (6) довольно громоздок, поэтому для $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ обычно используется модифицированное слейтеровское приближение, апробированное при описании взаимодействия нуклонов, α -частиц и тяжелых ионов с ядрами [28]:

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r} + \mathbf{s}) = \rho \left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{s}}{2} \right) \hat{j}_1 \left(k_{\text{eff}} \left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{s}}{2} \right) \mathbf{s} \right). \quad (8)$$

Здесь $\hat{j}_1(x)$ — обменный коррелятор. При $s \rightarrow 0$, т.е. в приближении взаимодействия нулевого радиуса действия, $\hat{j}_1(x) \rightarrow 1$. Эффективный импульс k_{eff} учитывает граничные эффекты, и в бесконечной ядерной материи он совпадает с локальным импульсом Ферми. Выражение для $\hat{j}_1(x)$ и k_{eff} можно найти в [28]. Из формулы (5) следует, что для построения $U^E(R)$ необходимо использовать итерационную процедуру, поскольку искомая величина $U^E(R)$ входит также в правую часть этой формулы через $k(\mathbf{R})$ (см. формулы (7) и (3)).

Кратко остановимся на применении формализма матрицы плотности к анализу процессов рассеяния. В работе [29] этот формализм был впервые применен к описанию неупругого рассеяния протонов на деформированных ядрах. Безытерационная схема расчета обменного потенциала была развита в [30], что позволило в явном виде построить вклад обменных эффектов в нуклон-фононное взаимодействие [31] и применить формализм матрицы плотности к описанию неупругого рассеяния нуклонов и α -частиц на вибрационных ядрах [32—34]. В работах [35,36] безытерационная процедура была развита для выражения (5), и на этой основе проведен анализ эффектов ядерной радуги в упругом и неупругом рассеянии α -частиц на ядрах (см. также [37]). Однако, как показал соответствующий анализ, для более тяжелых частиц-снарядов, малых R и низких энергий более точной является

итерационная процедура, которая и использовалась в дальнейшем применении формализма матрицы плотности к описанию процессов рассеяния [20,38].

Чтобы в явном виде выделить изоспиновую зависимость потенциала, введем в рассмотрение изоскалярные $\rho_0^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ и изовекторные $\rho_1^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ компоненты матриц плотности:

$$\rho_0^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \rho_n^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \rho_p^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (9)$$

$$\rho_1^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \rho_n^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - \rho_p^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (10)$$

где $\rho_p^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ и $\rho_n^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — протонные и нейтронные компоненты матриц плотности сталкивающихся ядер соответственно. Подставляя (7)—(10) в (5), разлагая все функции в ряд по мультиполям и осуществляя фурье-преобразование, будем иметь для сферически-симметричной части обменного потенциала:

$$U^E(R) = 4\pi \int_0^\infty \sum_{\tau=0,1} G_\tau(R, s) V_\tau^E(s) j_0(k(R) s / \eta) s^2 ds, \quad (11)$$

$$G_\tau(R, s) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty f_\tau^{(1)}(t, s) f_\tau^{(2)}(t, s) j_0(tR) t^2 dt, \quad (12)$$

$$f_\tau^{(i)}(t, s) = 4\pi \int_0^\infty \rho_\tau^{(i)}(\mathbf{r}) \hat{j}_{\text{eff}}^{(i)}(k_{\text{eff}}^{(i)}(\mathbf{r}) s) j_0(tr) r^2 dr. \quad (13)$$

В формуле (11) суммирование по τ означает суммирование по изоскалярному ($\tau = 0$) и изовекторному ($\tau = 1$) каналам, V_0^E и V_1^E — соответственно, изоскалярная и изовекторная обменные компоненты эффективного взаимодействия, $j_0(x)$ — сферическая функция Бесселя.

Формулы (11)—(13) являются исходными для расчета вкладов эффектов однонуклонного обмена в потенциал как в изоскалярном, так и в изовекторном каналах. Выделим из полного потенциала взаимодействия его изовекторную часть. Используя изовекторную компоненту $U_1^D(\mathbf{R})$ и соответствующее слагаемое с $\tau = 1$ из формулы (11), получим:

$$U_1(R) = \iint \rho_1^{(1)}(\mathbf{r}_1) V_1^D(s) \rho_1^{(2)}(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 + \\ + 4\pi \int_0^{\infty} G_1(R, s) V_1^E(s) j_0(k(R) s / \eta) s^2 ds, \quad (14)$$

где $G_1(R, s)$ дается формулой (12) при $\tau = 1$. В формуле (14) первое слагаемое можно рассматривать как обобщение на случай различных распределений нейтронов и протонов в ядре известной формулы модели свертки [39]:

$$U_1(R) = T_{z1} T_{z2} / A_1 A_2 \cdot \iint \rho_1^{(1)}(\mathbf{r}_1) V_1^D(s) \rho_1^{(2)}(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (15)$$

где T_{z1} и T_{z2} — значения третьей проекции вектора изотопического спина сталкивающихся ядер. Для протонов или нейтронов, взаимодействующих с ядром, формула (15) дает изобар-спиновый потенциал модели Лейна [40]. Второе слагаемое в (14) представляет собой вклад эффектов одно-нуклонного обмена. Нуклонный изобар-спиновый потенциал в формализме матрицы плотности рассматривался в ряде работ (см., например, [41,42]). Для взаимодействия составных частиц изоспин-изоспиновый потенциал с явным учетом обменных нуклон-нуклонных корреляций впервые был построен в работе [43], а его подробное исследование проведено в [44]. В силу малости изовекторного потенциала по сравнению с изоскалярным его влияние на сечение упругого рассеяния не столь существенно. Однако при сравнительном анализе упругого рассеяния двух изобар на одном и том же ядре-мишени с $N \neq Z$ необходимо учитывать изовекторную часть потенциала. Такого рода исследование было проведено [45] для описания упругого рассеяния ^3He и t при низких энергиях на ядре-мишени ^{14}C . Недиагональная по заряду часть изоспин-изоспинового взаимодействия ответственна за зарядово-обменные переходы. В этой связи представляет интерес экспериментальное исследование зарядово-обменных процессов с легкими нейтроноизбыточными ядрами и сравнение соответствующих угловых распределений с результатами теории. Недавно были проведены первые такие исследования. В работе [46] изучались зарядово-обменные реакции на пучке ^{11}Li при энергии 65 МэВ/нуклон на мишенях ^1H и ^2H , а в [18] были измерены угловые распределения для возбуждения изобар-аналогового состояния в реакции $^6\text{He}(p, n)^6\text{Li}$. Отмечено [18], что совместный анализ упругого рассеяния и зарядово-обменных реакций позволит лучше определить распределение нейтронов в нейтроноизбыточных ядрах.

Ранее было показано (см., например, [26]), что результирующие потенциалы более чувствительны к способу учета эффектов однонуклонного обмена, чем к виду эффективного взаимодействия. В качестве эффективно-го нуклон-нуклонного взаимодействия будем рассматривать полное МЗУ-взаимодействие [47], основанное на G -матричных элементах взаимодействий Риди и Эллиота. Для изоскалярных и изовекторных компонент этого взаимодействия имеем

$$V_0^D(s) = 7999 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2134 \frac{\exp(-2,5s)}{2,5s}, \quad (16)$$

$$V_0^E(s) = 4631 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 1787 \frac{\exp(-2,5s)}{2,5s} - 7,847 \frac{\exp(-0,7072s)}{0,7072s}, \quad (17)$$

$$V_1^D(s) = -4886 \frac{\exp(-4s)}{4s} + 1176 \frac{\exp(-2,5s)}{2,5s}, \quad (18)$$

$$V_1^E(s) = -1518 \frac{\exp(-4s)}{4s} + 828,4 \frac{\exp(-2,5s)}{2,5s} + 2,616 \frac{\exp(-0,7072s)}{0,7072s}. \quad (19)$$

Представленная в этом разделе схема построения действительной части оптического потенциала применялась в [20] к анализу квазиупругого рассеяния легких экзотических ядер. Результаты этого анализа будут представлены во второй части обзора. Упрощенный вариант рассмотренной схемы состоит в том, что в выражении (3) пренебрегают вторым слагаемым, но при этом к прямой части эффективных сил добавляют псевдопотенциал нулевого радиуса действия [48,49].

Другой широко распространенный вариант построения микроскопического потенциала состоит в том, что по-прежнему в формуле (3) ограничиваются первым слагаемым, но в качестве прямой части эффективных нуклон-нуклонных сил используют так называемое DDMЗУ-взаимодействие [50,51]. Отметим, что в настоящее время для анализа квазиупругого рассеяния легких экзотических ядер применяется также подход, в котором в рамках формализма матрицы плотности используется DDMЗУ-эффективное взаимодействие [53].

Полный оптический потенциал кроме реальной части должен включать в себя мнимую часть, ответственную за поглощение налетающей частицы в неупругие каналы. Существуют три основных способа учета потенциала поглощения в микроскопической оптической модели. В первом случае

используется стандартная форма мнимой части оптического потенциала с радиальной зависимостью Вудса — Саксона:

$$W^{(1)}(R) = W_{BC}(R), \quad (20)$$

где правая часть может содержать как объемный, так и поверхностный член (см. формулу (2)). В этом случае в схеме анализа экспериментальных данных возникает много подгоночных параметров, что может вносить неопределенность в его результаты. Другой подход состоит в том, что потенциал поглощения выбирается пропорциональным вычисленной реальной части:

$$W^{(2)}(R) = iN_W U(R), \quad (21)$$

где N_W — единственный подгоночный параметр в потенциале поглощения. Однако формула (21) означает, что «геометрия» вещественной и мнимой частей потенциала одна и та же, что может не отвечать физической реальности. Поэтому предлагается использовать для мнимой части оптического потенциала выражение [20]:

$$W^{(3)}(R) = i \left(N_W U(R) - \alpha R \frac{dU(R)}{dR} \right), \quad (22)$$

где $U(R)$ — вычисленный в микроскопическом подходе потенциал. В формуле (22) N_W и α — параметры, характеризующие, соответственно, объемную и поверхностную части потенциала поглощения.

1.3. Поляризационный потенциал. Кратко рассмотрим основные способы учета поляризационной добавки к потенциалу (вещественная часть второго слагаемого в формуле (1)). Эта добавка (будем обозначать ее ΔU) мала по сравнению с первым слагаемым для нуклонов на тех расстояниях от центра ядра, для которых сечение рассеяния чувствительно к оптическому потенциалу [49]. Для составных частиц-снарядов это может быть не так. Выше отмечалось, что в полном объеме вычислить ΔU по формуле (1) затруднительно, но вклад отдельных процессов в ΔU оценить можно. В обзоре [4] представлено описание расчета вклада процесса фрагментации $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + 2n$ в ΔU , в расчете использовалась сепарабельность матричных элементов связи каналов и ВКБ-приближение. Другой приближенный вариант оценки ΔU на основе формулы (1) дан в [54].

Если бы была известна левая часть соотношения (1), т.е. полный оптический потенциал, то ΔU можно было бы определить как разность:

$$\Delta U = \text{Re } V_{\text{opt}} - \langle \varphi_0 | V | \varphi_0 \rangle. \quad (23)$$

Второе слагаемое, входящее в правую часть (23), определено комментарием к формуле (1). В ряде работ ΔU было рассчитано на основе этой формулы, причем за $\text{Re } V_{\text{орт}}$ принимался потенциал, вычисленный в глауберовском приближении (см., например, [55]). Идейно близкий способ нахождения ΔU был использован в [56], где к рассчитанному фолдинг-потенциалу добавлялось ΔU , определяемое с помощью сплайн-процедуры из сравнения теоретических и экспериментальных угловых распределений.

Существуют различные феноменологические подходы к учету ΔU . Наиболее простой из них состоит в перенормировке микроскопического потенциала, вычисленного по формуле (1), т.е.:

$$U(R) + \Delta U(R) = N_v U(R). \quad (24)$$

В зависимости от конкретной системы и рассматриваемой энергии N_v может быть как больше, так и меньше единицы. Это означает, что поляризационный потенциал может быть как отталкивающим, так и притягивающим. Однако не всегда ΔU может быть учтено по формуле (24), поскольку радиальная зависимость второго слагаемого в (1) может отличаться от радиальной зависимости фолдинг-потенциала. Другой способ феноменологического учета ΔU состоит в том, что $\Delta U(R)$ считается пропорциональным производной от вудс-саксоновского формфактора [57]. Еще один способ учета ΔU заключается в том, что используется следующее представление [45,58]:

$$\Delta U(R, E) = \alpha(E)W_v(R, E) + \beta(E)W_s(R, E), \quad (25)$$

где α и β — свободные параметры.

1.4. Эйкональное приближение и теория Глаубера. Длительное время анализ рассеяния ядерных частиц промежуточных энергий проводился в рамках эйконального приближения и теории Глаубера [21,59]. По мере появления экспериментальных данных о реакциях с радиоактивными пучками эти подходы стали применяться к анализу взаимодействия легких экзотических ядер со стабильными мишенями, а также экспериментов с инверсной кинематикой. В работе [60] впервые теория Глаубера была использована для анализа полных сечений взаимодействия ^{11}Li при энергии 790 МэВ/нуклон с различными ядрами-мишенями. Был сделан вывод о существовании протяженного «хвоста» нейтронной плотности в ^{11}Li . В работе [61] глауберовское приближение использовалось для анализа зарядово-обменных реакций, а в [62] изучалось упругое рассеяние легких эк-

зотических ядер. Четырехтельный подход в сочетании с теорией Глаубера был развит в [63], а в работе [64] был установлен нижний энергетический предел корректного применения глауберовского приближения — 30 МэВ/нуклон.

Рассмотрим кратко формализм эйконального приближения и теории Глаубера. Стандартное выражение для сечения и амплитуды рассеяния (см., например, [4]) в эйкональном приближении имеет вид

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |F(\Theta)|^2, \quad (26)$$

$$F(\Theta) = f_c(\Theta) + ik \int_0^{\infty} b j_0(qb) \exp(i\chi_c(b))(1 - \exp(i\chi_0(b))) db, \quad (27)$$

$$q = 2k \sin(\Theta/2). \quad (27a)$$

В этих формулах $f_c(\Theta)$ — кулоновская амплитуда рассеяния, k — импульс относительного движения, $j_0(x)$ — функция Бесселя, интегрирование в (27) проводится по прицельному параметру b , $\chi_c(b)$ и $\chi_0(b)$ — эйкональные кулоновская и ядерная фазы соответственно:

$$\chi_0(b) = -\frac{1}{\pi v} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\sqrt{b^2 + z^2}) dz, \quad (28)$$

$$\chi_c(b) = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{\pi v} \ln(kb). \quad (29)$$

При промежуточных энергиях ядерный потенциал U может быть выражен через двухчастичную нуклон-нуклонную матрицу переходов (t -матрицу). Для нуклон-ядерного и ядро-ядерного рассеяния имеем

$$U_{NA}(\mathbf{R}) = \langle t_{pn} \rangle \rho_n(\mathbf{R}) + \langle t_{pp} \rangle \rho_p(\mathbf{R}), \quad (30)$$

$$U_{A_1 A_2}(\mathbf{R}) = \int \langle t_{NN} \rangle \rho_1(\mathbf{R} - \mathbf{r}') \rho_2(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (31)$$

Усредненная t -матрица обычно параметризуется через сечение нуклон-нуклонного рассеяния. Поскольку в потенциалы явно входят плотности распределения вещества в сталкивающихся ядрах, появляется возмож-

ность извлечения информации о распределении вещества при использовании данного формализма в анализе упругого рассеяния.

Другой подход в применении формул (26)—(27) состоит в том, что ядерный потенциал не вводится явно, а эйкональная фаза выражается через так называемую профильную функцию [4] γ_{NN} , которая является фурье-образом нуклон-нуклонной амплитуды рассеяния:

$$\gamma_{NN} = \frac{1}{2\pi i k_{NN}} \int \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{b}) f_{NN}(\mathbf{q}) d\mathbf{q}. \quad (32)$$

Использование разложений теории многократного рассеяния приводит к известным выражениям для амплитуды рассеяния в теории Глаубера. Для амплитуды нуклон-ядерного рассеяния имеем

$$F_{NA}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int \exp i\mathbf{q}\mathbf{b} \left(1 - \prod_{j=1}^A (1 - \gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)) \right) |\Psi_A|^2 d^2b d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_A. \quad (33)$$

Здесь $\gamma(\mathbf{b})$ — профильная функция, а Ψ_A — волновая функция ядра-мишени в основном состоянии. Амплитуда ядро-ядерного рассеяния является обобщением формулы (33):

$$F_{AB}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int \exp i\mathbf{q}\mathbf{b} \left(1 - \prod_{j=1}^A \prod_{n=1}^B (1 - \gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j + \boldsymbol{\tau}_n)) \right) \times \\ \times |\Psi_A|^2 |\Psi_B|^2 d^2b d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_A d\mathbf{t}_1 \dots d\mathbf{t}_B. \quad (34)$$

Здесь Ψ_A и Ψ_B — волновые функции основного состояния сталкивающихся ядер. Расчет сечений упругого рассеяния с непосредственным применением формул (33) и (34) затруднителен. Различные приближения, используемые для выражений (33) и (34), анализируются в работе [65]. Там же излагаются результаты оценки многократных интегралов теории Глаубера методом Монте-Карло.

1.5. Учет неупругого рассеяния. Стандартный способ описания неупругого рассеяния в том случае, когда упругое рассеяние анализируется в рамках макроскопической оптической модели, состоит в том, что в качестве формфактора неупругого перехода используется следующее выражение [19]:

$$F(R) = \beta_{\lambda} R_R V \frac{df_R(R)}{dR} + i \beta_{\lambda} R_I W \frac{df_I(R)}{dR}. \quad (35)$$

Причем деформационные длины вещественного и мнимого потенциала берутся одинаковыми:

$$\beta_{\lambda} R_R = \beta_{\lambda} R_I. \quad (36)$$

В формуле (35) $f_i(R)$ ($i = R, I$) — обычный вудс-саксоновский радиальный формфактор, а λ — переданный момент. Используя борновское приближение с искаженными волнами или метод связанных каналов, можно на основе формфактора $F(R)$ рассчитать сечение неупругого рассеяния.

Если анализ упругого рассеяния проводится в рамках микроскопической оптической модели, естественно использовать в (35) вместо производных от феноменологических потенциалов производные от микроскопического оптического потенциала. Более последовательным представляется подход, в котором формфакторы неупругих переходов строятся на основе переходных плотностей и эффективных сил с учетом обменных нуклон-нуклонных корреляций в формализме матрицы плотности [36]. В этом случае описание упругого и неупругого рассеяний оказывается не только согласованным, но и появляется возможность апробации переходных плотностей, построенных в микроскопических ядерно-структурных моделях, в анализе неупругого рассеяния. Для легких экзотических ядер это особенно важно в связи с предсказанием существования для них (например, для ^{11}Li) мягкой моды возбуждения [66].

1.6. Нуклонные плотности. Распределения плотности нуклонов в основных состояниях сталкивающихся ядер и формфакторы переходов, особенно для низколежащих коллективных состояний, которые могут играть заметную роль через эффекты связи каналов, необходимы при анализе квазиупругого рассеяния. Для этой цели лучше всего было бы использовать данные других экспериментов. Например, протонные распределения могут быть извлечены с хорошей точностью из электронного рассеяния. Однако такие данные имеются только для ограниченного числа стабильных ядер. Что касается нейтронных плотностей, то для них вообще не существует данных, близких по точности к протонным. Поэтому необходимо привлекать теоретические модели. Для легких экзотических ядер, в которых важны кластерные степени свободы и эффекты близости к трехчастичным порогам, используются модели, основанные на явном выделении нескольких главных кластеров с введением эффективного взаимодействия между ними, взятого из независимых экспериментов. Например, для ^6He , рассматриваемого как трехтельная система $\alpha + n + n$, вводятся $\alpha - n$ - и $n - n$ -взаимо-

действия, а затем уравнение Шредингера решается методом Фаддеева, разложением по K -гармоникам, вариационным методом, и т.п. [67]. Трудности такого подхода связаны с приближенным учетом принципа Паули и «замороженностью» кластеров, свойства которых считаются не меняющимися при возбуждении или развале системы. В микроскопических кластерных моделях [68,69] обменные эффекты, возникающие из-за антисимметризации полной волновой функции, учитываются строго путем вычисления соответствующих матричных элементов нуклон-нуклонного взаимодействия, входящего в гамильтониан системы. Преимущество таких моделей состоит в том, что с одним и тем же эффективным NN -взаимодействием можно пытаться воспроизвести свойства отдельных кластеров на больших расстояниях друг от друга (т.е. свойства основных и возбужденных состояний реальных ядер, комбинация которых при слиянии может образовать рассматриваемую систему), фазы их взаимного рассеяния и включить в рассмотрение эффекты перестройки кластеров на малых относительных расстояниях. В практических применениях пока еще недостаточная мощность компьютеров заставляет существенно ограничивать число учитываемых базисных конфигураций в этих моделях. Эту трудность до некоторой степени позволяет обойти предложенный недавно подход к решению многонуклонного уравнения Шредингера, названный стохастическим вариационным методом [70]. Он использует коррелированный гауссовский базис и основан на методе проб и ошибок для выбора наиболее важных конфигураций, что позволяет предотвратить «взрывной» характер роста размерности базиса с повышением точности расчетов. В самосогласованных моделях типа среднего поля (метод Хартри — Фока — Боголюбова — HFB) принцип Паули строго выполняется и в известной мере учитываются эффекты перестройки при переходе от одного ядра к другому (например, при изменении числа нуклонов на 1—2 единицы, что особенно важно в легких ядрах), а в формировании возбужденных состояний, описываемых в рамках (квазичастичного) приближения случайных фаз (RPA), строго говоря, принимают участие все нуклоны, т.е. ядерная система «разморожена». Однако этот подход позволяет описать только специфические состояния (частично-дырочные, парно-вибрационные), но не состояния кластерной природы и трехчастичную динамику, включая сложные каналы распада. Тем не менее при описании квазиупругого рассеяния, когда фактически необходимо знать только плотности основных состояний, представляется заманчивым применить метод HFB, поскольку он позволяет на единой основе, с одним и тем же набором параметров получить нуклонные распределения для произвольной комбинации сталкивающихся ядер (исключая, конечно, самые легкие). Такой подход был применен в [20], и здесь мы его опишем в некоторых деталях.

В работе [20] использовался метод функционала плотности, применение которого опирается на теорему Хоенберга — Кона [71] и на

квазичастичный формализм Кона — Шема [72], допускающий введение квазичастичного гамильтониана со свободным оператором кинетической энергии, в котором эффективная масса нуклона m^* совпадает с пустотной массой m ($m^*/m = 1$). Плотность нуклонов ρ представляется суммой по заполненным одночастичным орбиталам, т.е. оболочечной суммой, минимизирующей энергию системы. Квазичастичный спектр и волновые функции вычисляются в самосогласованном среднем поле, являющемся первой функциональной производной от полной энергии по соответствующей плотности, а эффективное взаимодействие находится как вторая функциональная производная. Такой подход можно рассматривать как одну из версий самосогласованной теории конечных ферми-систем [73—75], имеющей много общего с методом HFB, оперирующим зависящими от плотности эффективными силами [76]. Основная проблема связана с выбором параметризации функционала, пригодного для практических применений. Одна из форм была предложена в [22], где зависимость от ρ вводится через дробно-линейные функции, а поверхностные эффекты — через силы конечного радиуса.

Один из наборов параметров функционала, успешно используемый для описания свойств ядер, приведен в работе [77]. Распределения нейтронных и протонных плотностей, а также их разностей в изотопах лития с массовым числом $A = 6, 7, 8, 9, 11$, рассчитанные в методе функционала плотности с параметрами из [77], использовались в [44] для анализа изоскалярных и изовекторных оптических потенциалов в модели двойной свертки с эффективным МЗУ-взаимодействием при рассеянии изотопов лития на различных мишенях. Разность среднеквадратичных радиусов $\Delta r_{np} = \langle r_n \rangle^{1/2} - \langle r_p \rangle^{1/2}$ растет монотонно от практически нулевого значения в ${}^6\text{Li}$ до 0,52 фм в ${}^9\text{Li}$, и резко возрастает в ${}^{11}\text{Li}$, достигая 1,02 фм, что является индикатором появления нейтронного гало. Поведение нуклонных плотностей в ${}^{11}\text{Li}$ представлено на рис.1, где показаны также распределения для «экзотического» ядра ${}^8\text{B}$. Они получены по методу функционала плотности с тем же набором параметров. Именно эти плотности использовались в [20] при анализе квазиупругого рассеяния. Соответствующие среднеквадратичные радиусы приведены в табл.1.

Из этих расчетов для ${}^{11}\text{Li}$ получено $\Delta r_{np} = 1,02$ фм, что подтверждает наличие длинного «хвоста» (нейтронного гало) у этого ядра, обнаруженного как экспериментально [60,78,79], так и теоретически (см., например, [67,80]). Расчеты по методу HF [80] дали значение $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = 2,846$ фм, а для зарядового радиуса $\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2} = 2,249$ фм. Свертка точечных распреде-

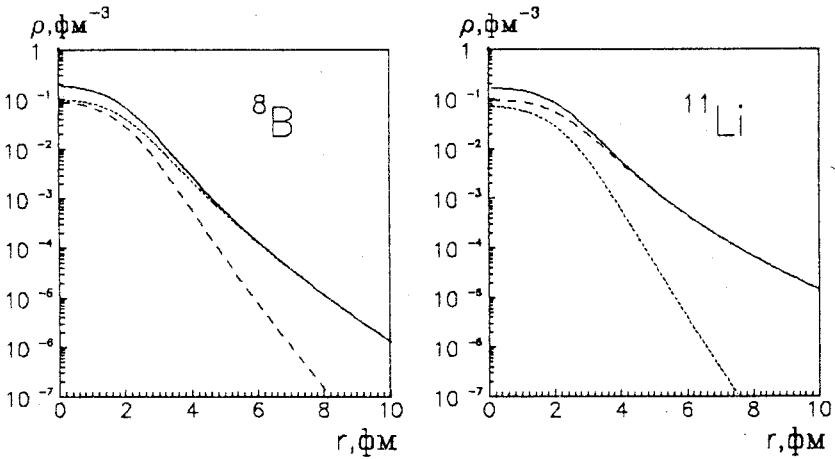


Рис.1. Плотности распределения нейтронов (штриховые линии), протонов (пунктир) и материи (сплошные линии), вычисленные по методу функционала плотности [20]

лений плотности, показанных на рис.1, с зарядовыми нуклонными формфакторами дает для среднеквадратичного зарядового радиуса ^{11}Li значение $\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2} = 2,344$ фм. В трехчастичных кластерных моделях по методу уравнений Фаддеева или гиперсферических гармоник среднеквадратичный радиус материи ^{11}Li получается в пределах от 2,94 до 3,39 фм, в зависимости от используемого взаимодействия [67]. Из эксперимента значе-

Таблица 1. Среднеквадратичные радиусы некоторых ядер, вычисленные по методу функционала плотности (фм)

Ядро	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$	Δr_{np}
^7Be	2,237	2,549	2,420	-0,312
^8B	2,190	2,680	2,507	-0,490
^{11}Li	3,255	2,235	3,011	1,020
^{11}C	2,326	2,456	2,398	-0,130
^{12}C	2,387	2,406	2,396	-0,019
^{28}Si	2,953	2,982	2,967	-0,029

ния эффективного радиуса $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ и даже сами распределения материи попытаются извлечь, анализируя данные по полным сечениям реакций на различных мишенях при различных энергиях в рамках моделей глауберовского типа. Таким методом для ^{11}Li было получено $\langle r_m^2 \rangle_{\text{exp}}^{1/2} = (3,10 \pm 0,17)$ фм

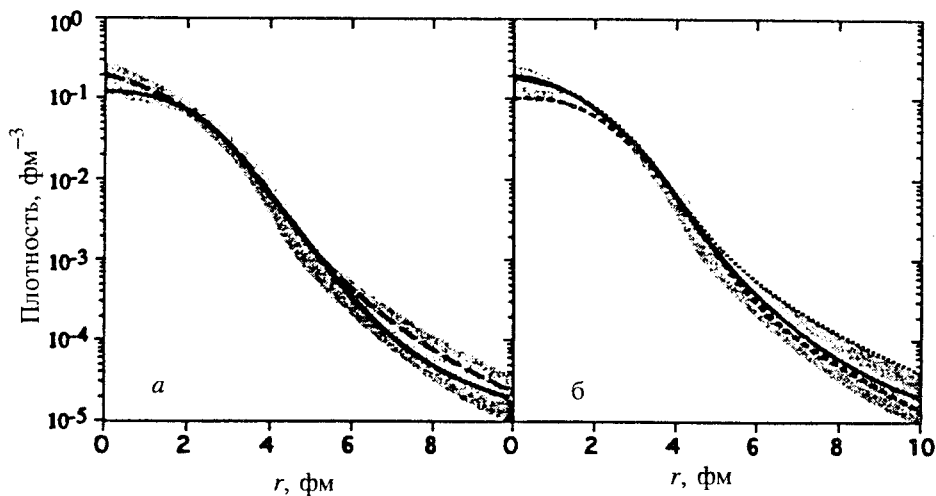


Рис.2. Плотность распределения нуклонов в ^{11}Li , извлеченная из экспериментов по измерению полных сечений взаимодействия на разных мишенях и при различных энергиях [79]. Затемненная область показывает коридор ошибок. Штриховая и сплошная линии получены в предположении, что нейтроны гало находятся на $1p$ - или $2s$ -орбиталях соответственно. Точечная кривая — расчет по методу HF [80] с подгонкой энергии отделения нейтронов к эксперименту

[78], а в работе [79] — профиль плотности, показанный на рис.2. Распределение материи для ^{11}Li , найденное по методу функционала плотности и приведенное на рис.1, находится в хорошем согласии с этими результатами.

Для ядра ^8B по методу функционала плотности получено $\Delta r_{np} = -0,49$ фм, что близко к значению $-0,52$ фм, вычисленному в рамках кластерного подхода на основе метода резонирующих групп в [69] и к значению $-0,42$ фм, полученному на основе метода генераторной координаты в [68]. С другой стороны, это значение Δr_{np} по абсолютной величине существенно больше (в полтора раза), чем найденное в [12], где делается вывод об отсутствии протонного гало у ^8B . Что касается экспериментальных данных для этого ядра, то в первых измерениях на ускорителе в Беркли [78] было получено «нормальное» значение $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = (2,39 \pm 0,04)$ фм, типичное для ядер p -оболочки, однако в более поздних измерениях квадрупольного момента полу-

чено значение 2,71 фм [5]. Расчет по методу функционала плотности дает промежуточное значение $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = 2,507$ фм.

Наконец, для ядра ${}^7\text{Be}$ по методу функционала плотности получено $\Delta r_{np} = -0,31$ фм, что по абсолютной величине существенно меньше, чем для ${}^8\text{B}$, но тем не менее позволяет говорить о существовании протонной «шубы» и в этом ядре. Отметим, что для ${}^7\text{Be}$ это значение Δr_{np} по абсолютной величине также оказывается больше, чем в [12].

Сказанное хорошо иллюстрирует рис.1. Наиболее ярко выражен «хвост» нейтронного распределения в экзотическом ядре ${}^{11}\text{Li}$, а также отчетливо видно, что протонная плотность в ${}^8\text{B}$ существенно превышает нейтронную при $r > 3$ фм. Никаких особенностей не наблюдается в «нормальных» ядрах ${}^{11,12}\text{C}$ и ${}^{28}\text{Si}$. Зарядовые радиусы для ${}^{12}\text{C}$ (2,541 фм) и ${}^{28}\text{Si}$ (3,093 фм), рассчитанные с тем же функционалом плотности, находятся в разумном согласии с экспериментальными значениями 2,471(6) и 3,086(18) фм соответственно [81].

2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

2.1. Угловые распределения

2.1.1. Общая характеристика экспериментальных данных по рассеянию. Как отмечалось во введении, проводились эксперименты двух типов по рассеянию легких экзотических ядер: исследовалось их рассеяние на составных ядрах (в качестве таких мишеней, в основном, выбирались ядра ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{12}\text{C}$) и изучалось в режиме инверсной кинематики рассеяние легких экзотических ядер на протонах. Измерение угловых распределений в реакциях с радиоактивными пучками является трудной экспериментальной задачей. К настоящему времени угловые распределения для рассеяния легких экзотических ядер на составных мишенях получены лишь в угловом диапазоне до 20° с довольно большими погрешностями для больших углов рассеяния. Кроме того, вклад неупругих процессов, связанных с возбуждением как ядра-мишени, так и частицы-снаряда, не отделялся от сечений упругого рассеяния.

В случае рассеяния легких экзотических ядер на протонах (эксперименты в режиме инверсной кинематики) доступный измерениям угловой диапазон значительно шире — до 65° . При этом измеряются сечения чисто упругого рассеяния, а в отдельных случаях получены угловые распределения для неупругого рассеяния с возбуждением частицы-снаряда ${}^8\text{He}$ (см. п. 2.1.5).

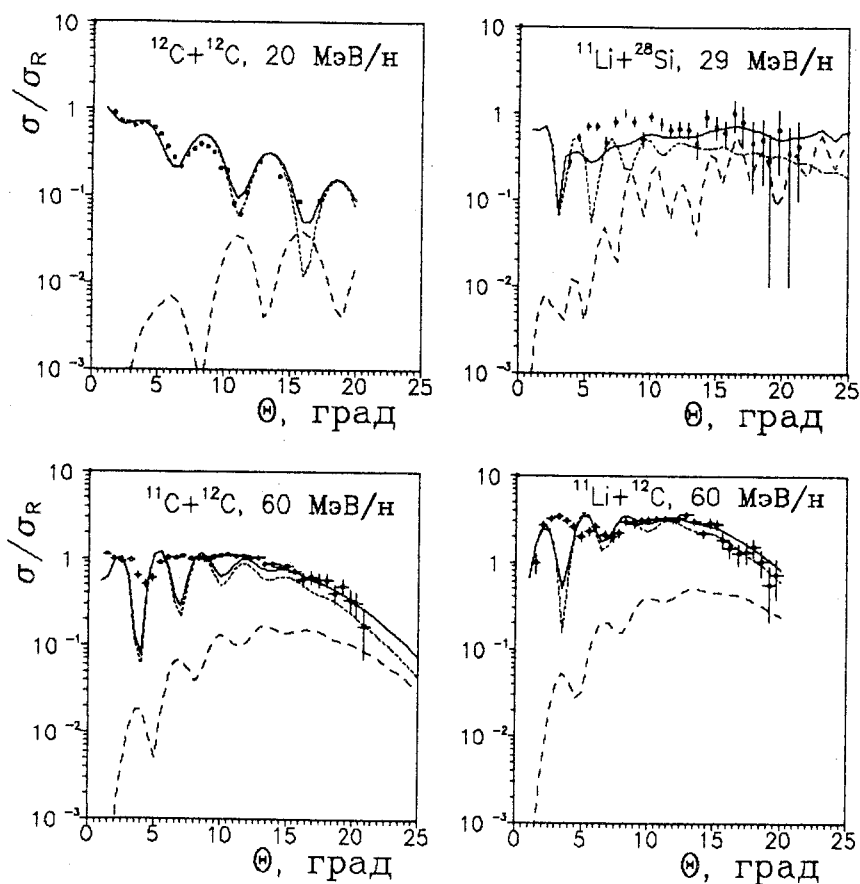


Рис.3. Сечения квазиупругого рассеяния легких ядер. Приведены экспериментальные точки с погрешностями, сплошная линия — сумма сечений упругого и неупругого рассеяния, точечная — упругое, пунктирная — неупругое рассеяние

2.1.2. $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$, $E/A = 29$ МэВ/нуклон. Измерения угловых распределений ядер ^{11}Li , упругорассеянных на ядре-мишени ^{28}Si при энергии $E/A = 29$ МэВ/нуклон, а также ^7Li при энергии $E/A = 25,4$ МэВ/нуклон проведены в [9]. На рис.3 представлены экспериментальные данные с соответствующими погрешностями для частицы-снаряда ^{11}Li . Видно, что в данном угловом диапазоне отношение σ/σ_R для ^{11}Li почти постоянно и близко к единице, в то время как для стабильных частиц-снарядов это отношение

Таблица 2. Параметры оптических потенциалов и σ_R для ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$, взаимодействующих с мишенью ${}^{28}\text{Si}$

Ядро-снаряд	${}^7\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^{11}\text{Li}$
N	1	2	1
V_R , МэВ	226,75	114,2	204,48
r_R , фм	1,286	1,286	0,585
a_R , фм	0,853	0,853	1,737
W_v , МэВ	37,26	29,75	8,23
r_I , фм	1,739	1,739	2,18
a_I , фм	0,809	0,809	0,425
$\langle r_R^2 \rangle^{1/2}$	4,38	4,38	6,604
$\langle r_I^2 \rangle^{1/2}$	5,08	5,08	5,36
σ_R , мб	1820	1700	1445,2

следует дифракционной картине и быстро спадает по величине (см., например, экспериментальные данные для ${}^7\text{Li}$ в [9]).

Анализ квазиупругого рассеяния ${}^{11}\text{Li}$ на ${}^{28}\text{Si}$ проводился в рамках оптической модели с феноменологическим [9] и микроскопическими потенциалами [9,20]. В табл.2 даны параметры оптического потенциала, полученные из феноменологического анализа упругого рассеяния ${}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$ на ${}^{28}\text{Si}$. Видно, что для ${}^7\text{Li}$ имеются два набора разумных значений параметров. Однако для описания ${}^{11}\text{Li}$ такие значения найти не удалось.

Более последовательный подход к анализу квазиупругого рассеяния ${}^{11}\text{Li}$ на ${}^{28}\text{Si}$ состоит в построении микроскопических оптических потенциалов. Этот подход был реализован в работах [9,20]. Приближенная версия микроскопического подхода к анализу рассеяния ${}^{11}\text{Li}$ на ${}^{28}\text{Si}$ использована в работе [9]. Микроскопические потенциалы рассчитаны на основе DDM3Y эффективного взаимодействия без явного учета эффектов одноуклонного обмена, при этом плотности распределения ядерного вещества построены в рамках стандартной схемы Хартри — Фока с эффективными силами Сकिрма-2 [76].

Эти же экспериментальные данные анализируются в работе [20]. На рис.3 представлены результаты расчета сечений рассеяния в формализме матрицы плотности (см. п.1.2) с использованием нейтронных и протонных плотностей, построенных по методу функционала плотности (рис.1), причем потенциал поглощения брался в виде (24). Для апробации данного теоретического подхода в аналогичной схеме был проведен анализ рассеяния в системе двух стабильных ядер $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при энергии $E/A = 20$ МэВ/нуклон. Видно (см. рис.3), что качество описания экспериментальных данных по квазиупругому рассеянию ^{12}C на ^{12}C [82] с учетом неупругих процессов достаточно хорошее.

Качество описания угловых распределений для ^{11}Li можно считать вполне удовлетворительным: в целом воспроизводится величина σ/σ_R и пологий характер зависимости σ/σ_R от угла рассеяния. Плотности всех ядер — снарядов и мишеней (как отмечалось в п.1.2) — рассчитываются в рамках одной и той же теоретической схемы. Поскольку кривые, представленные на рис.3, соответствуют нейтронным и протонным плотностям ^{11}Li , интегральные характеристики которых даны в табл.1, можно сделать вывод о том, что данный микроскопический анализ подтверждает гипотезу о существовании у ядра ^{11}Li нейтронного гало.

Вклад неупругих процессов с возбуждением состояния 2_1^+ в ядре-мишени ^{28}Si при $E_x = 1,78$ МэВ и в ^{12}C при $E_x = 4,44$ МэВ (штриховые кривые на рис.3) вычислялся с использованием неупругого формфактора в виде (37) при условии (38), при этом значения деформационных длин брались в соответствии со значениями $B(E2)$ из [83] и [84] для ^{28}Si и ^{12}C соответственно. Расчеты угловых распределений для упругого и неупругого рассеяния проводились по специально модифицированной [20] версии программы ECIS-88 [85]. Видим, что вклад неупругих процессов существен только при больших углах рассеяния и практически не влияет на положение и величину первых максимумов и минимумов. Сплошные кривые на рис.3 соответствуют некогерентной сумме сечений упругого и неупругого рассеяния.

Подводя итоги анализа квазиупругого рассеяния ^{11}Li на ^{28}Si при энергии $E/A = 29$ МэВ/нуклон, можно сделать следующие выводы. Макроскопическая оптическая модель не приводит к разумному описанию экспериментальных данных со стандартным набором значений параметров оптического потенциала. В то же время два различных микроскопических подхода дают одинаковое, вполне удовлетворительное качество описания экспериментальных угловых распределений. Из обоих микроскопических описаний следует подтверждение гипотезы о существовании у ^{11}Li нейтрон-

ного гало. Однако открытым остается вопрос о расхождении теории с экспериментом в области углов рассеяния $\Theta = 6^\circ \div 10^\circ$. В недавно появившейся работе [86] предпринята еще одна попытка микроскопического анализа квазиупругого рассеяния ^{11}Li на ^{28}Si при $E/A = 29$ МэВ/нуклон, однако улучшения качества описания эксперимента достичь не удалось.

2.1.3. $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$, $^{11}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $E/A = 60$ МэВ/нуклон. Квазиупругое рассеяние изобар ^{11}Li и ^{11}C на мишени ^{12}C при энергии $E/A = 60$ МэВ/нуклон изучалось в работе [10]. Соответствующие экспериментальные данные вместе с погрешностями представлены на рис.3. Качество экспериментальных данных несколько лучше, чем в случае рассеяния ^{11}Li на ^{28}Si . По сравнению с рассеянием ^{11}Li на ^{28}Si отношение σ/σ_R для мишени ^{12}C имеет более ярко выраженную структуру при малых углах рассеяния и быстро спадает по величине, начиная с угла рассеяния $\Theta = 14^\circ$. Сравнивая угловые распределения для изобар ^{11}Li и ^{11}C , можно видеть, что формы угловых распределений различны при малых углах рассеяния ($\Theta \sim 4^\circ$), σ/σ_R для ^{11}Li в 2 ÷ 3 раза больше по величине, чем для ^{11}C .

Анализ квазиупругого рассеяния ^{11}C и ^{11}Li на ^{12}C проводился в рамках различных моделей: макроскопической оптической модели [87,88], фолдинг-модели [10,20,53], глауберовского и эйконального приближений [63—65,89—91]. В табл.3 представлены значения параметров оптического потенциала, полученные в [87] для изобар ^{11}C и ^{11}Li , рассеянных ядром-мишенью ^{12}C . Оптимальное (далеко не удовлетворительное) описание экспериментальных угловых распределений ^{11}Li в рамках стандартной оптической модели приводит к аномально большому (в сравнении с ^{11}C и другими систематиками потенциалов) значению диффузности $a_R = 1,907$ фм, в то время как для набора из табл.3 квазиупругое рассеяние ^{11}C описывается вполне удовлетворительно. Другая попытка воспроизвести в [87] экспериментальные угловые распределения ^{11}Li связана с введением в действительную и мнимую части потенциала поверхностных членов, параметры которых приведены в третьей строке табл.3. Использование дополнительных шести параметров позволило достаточно хорошо описать сечения квазиупругого рассеяния, при этом возникает вопрос о смысле этих дополнительных параметров. Отметим, что сделанный в этой работе вывод о том, что рассеяние ^{11}Li на ^{12}C при $E/A = 60$ МэВ/нуклон свидетельствует о явлении рефракции, не проявлявшемся с такой силой ранее в рассеянии тяжелых ионов, опровергается в работе [92], где делается вывод о том, что результаты анализа [87], наоборот, свидетельствуют о более рефрактивном поведении

Таблица 3. Параметры оптических потенциалов и σ_R для ^{11}C и ^{11}Li , взаимодействующих с мишенью ^{12}C

Ядро-снаряд	^{11}C	^{11}Li	^{11}Li
N	1	1	2
V_R , МэВ	40,0	40,0	40,0
r_R , фм	0,990	0,810	1,015
a_R , фм	0,981	1,907	1,055
W_v , МэВ	25,92	25,09	20,73
r_I , фм	0,986	1,226	1,077
a_I , фм	0,407	0,396	0,457
σ_R , мб	800,6	1180,8	1248
V_{Rs}			2,26
r_{Rs}			1,950
a_{Rs}			1,201
W_s			1,18
r_{Is}			1,646
a_{Is}			0,544

рассеяния ^{11}C , чем ^{11}Li . Наилучшим кандидатом на апробацию рефрактивного характера процесса рассеяния является рассеяние в системе $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ при энергии 350 МэВ [93].

В [88] также применялась стандартная макроскопическая модель для анализа рассеяния ^{11}C и ^{11}Li на ^{12}C . В качестве значений параметров оптического потенциала использовались значения параметров потенциала для системы $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$. Удовлетворительного описания экспериментальных данных получено не было, однако метод разложения амплитуды упругого рассеяния, предложенный в [88] (см. также [94]), может быть полезен при анализе рефрактивных свойств потенциалов легких экзотических ядер.

Микроскопическая оптическая модель для анализа рассеяния изобар ^{11}C и ^{11}Li на ^{12}C при энергии 60 МэВ/нуклон использовалась в работах

[10,20,53]. В работе [10] при построении микроскопических потенциалов эффекты однонуклонного обмена явно не учитывались, а в качестве эффективного взаимодействия использовалось DDM3Y-взаимодействие. Для ^{11}Li были взяты плотности, рассчитанные в методе Хартри — Фока [80], а для ^{11}C и ^{12}C — оболочечно-модельные плотности. Оптимальное описание экспериментальных данных потребовало введения перенормировочных констант для вещественной и мнимой частей потенциала: $N_v = 1,175$, $N_w = 0,725$.

Результаты расчета [20] сечений квазиупругого рассеяния по схеме, описанной в п.1.2 и предыдущем, представлены на рис.3. Видно, что теоретические сечения воспроизводят экспериментальные данные для ^{11}C , но имеют более ярко выраженную структуру как функция угла рассеяния. Для ^{11}Li эта структура появляется только при малых углах рассеяния, в частности, в теоретической кривой имеется минимум при 4° и максимум при 6° , не наблюдаемые экспериментально (к такому же расхождению теории и эксперимента приводят расчеты в [10]). Значения параметров N_w и α , полученные для оптимального описания экспериментальных данных, одинаковы для ^{11}C и ^{11}Li , т.е. переход от описания ^{11}C к описанию рассеяния ^{11}Li в [20] происходит без каких-либо изменений параметров.

Еще один микроскопический расчет для систем $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ и $^{11}\text{C} + ^{12}\text{C}$ был проведен в работе [53]. Такого же качества описания экспериментальных угловых распределений, как и в приведенных микроскопических анализах, удалось добиться в [53] варьированием двух параметров W_v и r_f потенциала поглощения и введением в феноменологическом виде (см. формулу (27)) поляризационных добавок в оптический потенциал. В недавней работе [86], где использовалась микроскопическая версия, близкая к изложенной в п. 1.2, также проводился анализ этих экспериментальных данных, однако улучшения качества их описания достичь не удалось.

В ряде работ [63—65,89,90] применялось глауберовское приближение для анализа данных по рассеянию ^{11}C и ^{11}Li на ^{12}C . Впервые довольно обстоятельный анализ взаимодействия ^{11}Li с ^{12}C в рамках четырехтельной модели и глауберовского приближения был выполнен в работе [89]. Установлено, что существенную роль во взаимодействии ядер ^{11}Li со стабильными ядрами играют процессы фрагментации $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n + n$.

На рис.4 изображены вместе с экспериментальными данными результаты расчетов [63] угловых распределений ^{11}Li , рассеянных ^{11}C при $E/A = 60$ МэВ/нуклон, в глауберовском приближении с плотностями ^{11}Li ,

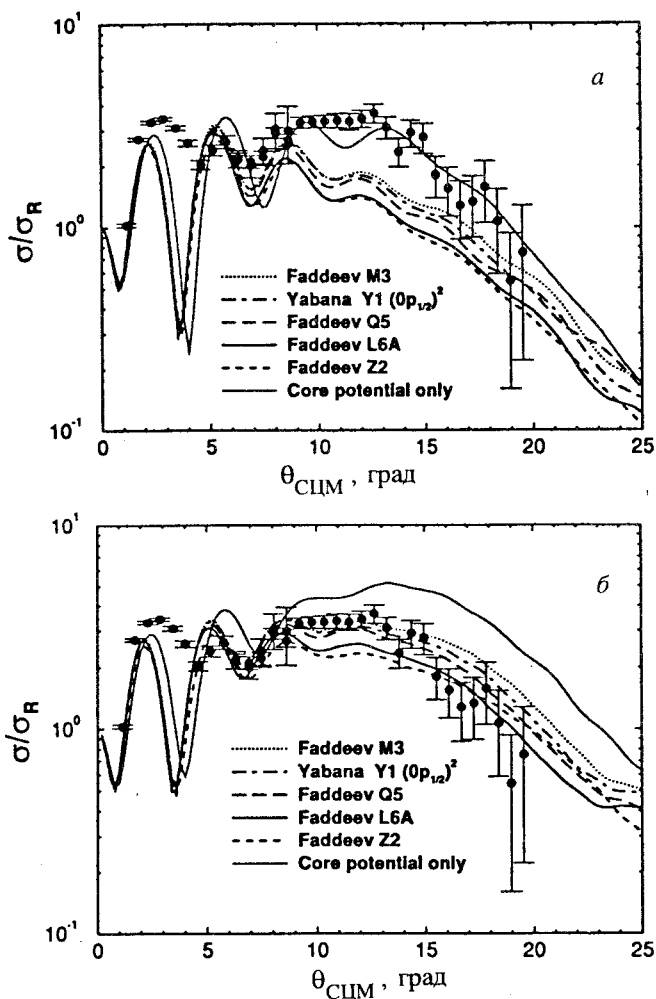
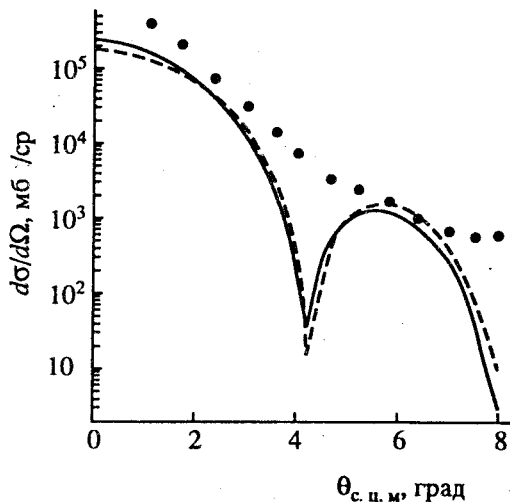


Рис.4. Сечения упругого (а) и квазиупругого (б) рассеяния ^{11}Li на ^{12}C , вычисленные с использованием различных моделей трех тел для ^{11}Li , а также только с потенциалом кора ^9Li

построенными в рамках различных моделей. На рис.4,а приведены результаты для чисто упругого рассеяния, на рис.4,б — для квазиупругого.

Отметим наиболее характерные черты этих результатов: в том случае, когда неупругие процессы не учитываются, все теоретические кривые лежат

Рис.5. Дифференциальные сечения упругого рассеяния $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при 60 МэВ/А (сплошная и штриховая кривые соответственно), точки — экспериментальные данные [10] для $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$



ниже экспериментальных точек, за исключением варианта, в котором расчет проводился только с учетом нуклонов кора, т.е. ^9Li , входящего в состав ^{11}Li . При учете же неупругих процессов все теоретические кривые попадают в область экспериментальных точек, а сечение, вычисленное с учетом

только нуклонов кора, существенно больше экспериментального для углов рассеяния, больших 10° . Отсюда можно сделать вывод о существенной роли нуклонов гало для адекватного описания экспериментальных данных. Картина, представленная на рис.4, характерна и для результатов расчетов в микроскопических оптических моделях. На рис.5 представлены расчеты сечений упругого рассеяния изобар ^{11}C и ^{11}Li при $E/A = 60$ МэВ/нуклон на ^{12}C , выполненные методом Монте-Карло в работе [65]. Видно, что различия между сечениями изобар незначительные.

Остановимся еще на нескольких работах, в которых в глауберовском или полуклассическом приближении анализируется рассеяние ^{11}C и ^{11}Li на ^{12}C . В [55] использовалась модель нескольких тел для построения на основе глауберовского приближения динамического поляризационного потенциала. Показано, что этот потенциал имеет отталкивающий характер и, таким образом, не поддерживается вывод из феноменологического анализа о вкладе дальнедействующей притягивающей части, сделанный в [87] (см. табл.3). В работе [57] рассеяние ^{11}C и ^{11}Li на ^{12}C анализируется в полуклассическом приближении, при этом феноменологически вводится поляризационный потенциал. Делается вывод о том, что в случае рассеяния ^{11}Li не проявляется существенно больше рефрактивных свойств потенциала по сравнению с рассеянием ^{11}C .

Четырехтельная модель в глауберовском приближении применяется к анализу рассеяния ^{11}C и ^{11}Li в работах [64,90]. Установлено, что процесс

развала $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n + n$ существенно влияет на сечение упругого рассеяния. Наиболее существенную часть динамического поляризационного потенциала составляет потенциал поглощения, а добавка в вещественную часть является отталкивающей с большим радиусом [89]. Несколько экспериментальных ситуаций, в том числе квазиупругое рассеяние ^{11}Li на ^{12}C при $E/A = 60$ МэВ/нуклон, были проанализированы в эйкональном приближении в [91]. С учетом неупругих процессов качество описания экспериментальных данных получено таким же, как и в других работах.

Подведем некоторые итоги. Как и в случае рассеяния ^{11}Li на ^{28}Si , стандартная макроскопическая оптическая модель не приводит к описанию рассеяния ^{11}Li на ^{12}C при разумных значениях параметров оптического потенциала. Различные микроскопические подходы (фолдинг-модель, эйкональное приближение, теория Глаубера) дают примерно одинаковое (вполне удовлетворительное) качество описания экспериментальных угловых распределений. Однако при этом все теоретические расчеты дают минимум при $\Theta = 4^\circ$ и максимум при $\Theta = 6^\circ$, не наблюдаемые экспериментально. Причину такого расхождения установить не удалось. Проведенный анализ [20] не противоречит гипотезе о существовании у ^{11}Li нейтронного гало.

2.1.4. $^9\text{Li} + p$, $E/A = 60$ МэВ/нуклон; $^{11}\text{Li} + p$, $E/A = 62$ МэВ/нуклон. Упругое рассеяние протонами ядер ^9Li и ^{11}Li при энергиях, соответственно, $E/A = 60$ МэВ/нуклон и $E/A = 62$ МэВ/нуклон изучалось в работах [13,95]. Экспериментальные данные приведены вместе с погрешностями на рис.6. Они охватывают угловой диапазон $25^\circ + 65^\circ$. Можно отметить относительно малые погрешности измерений (в сравнении с рассеянием ^{11}Li на мишенях ^{12}C и ^{28}Si). Другим преимуществом экспериментов с инверсной кинематикой является то, что, в отличие от рассеяния на сложных ядрах, в этом случае измеряются угловые распределения чисто упругого рассеяния. Сравнивая результаты для ^9Li и ^{11}Li , можно отметить две следующие особенности сечения рассеяния для ^{11}Li : во-первых, дифракционный минимум сдвигается в сторону меньших углов по сравнению с ^9Li ($\Theta_{\min} \sim 44^\circ$), и, во-вторых, величина сечения во всей области углов рассеяния, доступной измерению, меньше, чем для ^9Li .

Анализ этих экспериментальных данных проводили в рамках различных моделей, как в случае рассеяния ^{11}Li на сложных ядрах: стандартной оптической модели [13,95,96], микроскопической оптической модели [54,97,98], глауберовского и эйконального приближений [91,99,100]. Анализ угловых распределений для упругого рассеяния изотопов Li проводился в рамках макроскопической оптической модели в [13]. При этом

Рис.6. Угловые распределения (а) для рассеяния ${}^9\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$ на протонах при энергиях, соответственно, 60 и 62 МэВ. Перенормировочный фактор $N_f = 0,7$ для ${}^9\text{Li}$ и 0,9 для ${}^{11}\text{Li}$. Зависимость вычисленных угловых распределений (б) от структуры волновой функции ${}^{11}\text{Li}$. Штриховая линия соответствует волновой функции с меньшим среднеквадратичным радиусом

оптимальное описание экспериментальных данных для ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$ потребовало лишь незначительного изменения параметров мнимой части оптических потенциалов, принадлежащих глобальной систематике [101]. В то же время для ${}^{11}\text{Li}$ значения ряда параметров (r_R , a_R , r_I , a_I) существенно выпадают из набора систематики. Таким образом, как и в случае рассеяния ${}^{11}\text{Li}$ на сложных мишенях (${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$), все геометрические параметры принимают значения, далекие от стандартных.

Микроскопический анализ рассеяния протонов на изотопах Li был проведен в работе [97]. При этом вещественная и мнимая части оптического потенциала строились в рамках приближения локальной плотности теории

ядерной материи [52,102,103], а для описания экспериментальных данных вводился параметр N_f — перенормировки силы потенциала поглощения. Результаты анализа приведены на рис.6, из которого видно, что при значениях

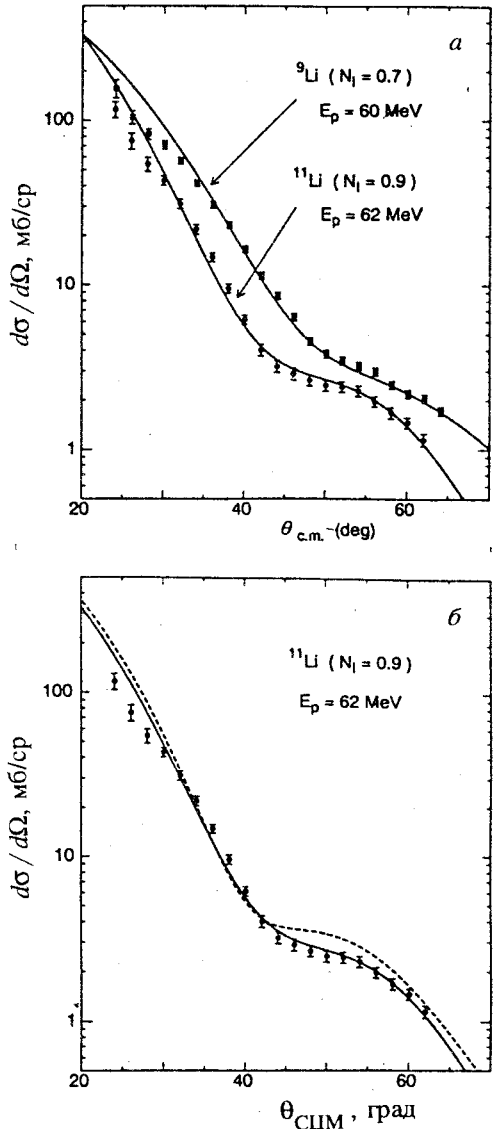


Рис. 7. Угловые распределения $^{11}\text{Li} - p$ углотно-рассеяния, вычисленные с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) поляризационного члена

параметра N_j для изотопов ^9Li и ^{11}Li , соответственно, равных 0,7 и 0,9, удается достичь успешного описания экспериментальных данных, исключая область малых углов рассеяния для ^{11}Li . Интенсивные результаты представлены на рис. 6, б. Здесь сплошная линия соответствует расчету с эффективными силами, приведенными к значению $\langle r^2 \rangle_{1/2}^p = 3,24$ фм, в то время как штриховая линия соответствует $\langle r^2 \rangle_{1/2}^p = 2,82$ фм. Таким образом, изменение на 15% значения $\langle r^2 \rangle_{1/2}^p$ для ^{11}Li , как входного параметра в схеме микроскопического анализа, существенно улучшает описание экспериментальных угловых распределений. Этим расчетом подтверждается гипотеза о существовании ^{11}Li нейтронного гадо. Отметим, что и для ^9Li , и для ^{11}Li остается проблема расхождения теории с экспериментом при малых углах рассеяния. Аналогичный вывод был сделан в работе [98], где в рамках микроскопического анализа углотно-рассеяния ^{11}Li на протонах показано, что оптимальное описание экспериментальных данных достигается в предположении

$$R^m = 3,20 \text{ фм для } ^{11}\text{Li}.$$

Роль нуклонов, составляющих гадо в ^{11}Li , показана на рис. 7, где приведены результаты расчета из [54] с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) поляризационного члена в потенциале, обусловленного валентными нуклонами в ^{11}Li . Результаты еще одного микроскопического расчета [65] представлены на рис. 8. Расчет в рамках ггауберговского приближения (сплошная линия) дает хорошее описание экспериментальных данных за исключением малых углов рассеяния, в то время как расчет с использованием упрощенной волдинг-молекулы (точечная кривая) дает расхождение с экспериментом в значительной области углов. Поскольку различие в ггауберговском сечении и сечении, рассчитанном в рамках волдинг-молекулы, связано с поляризационным потенциалом, то из рис. 8 видна роль этого потенциала.

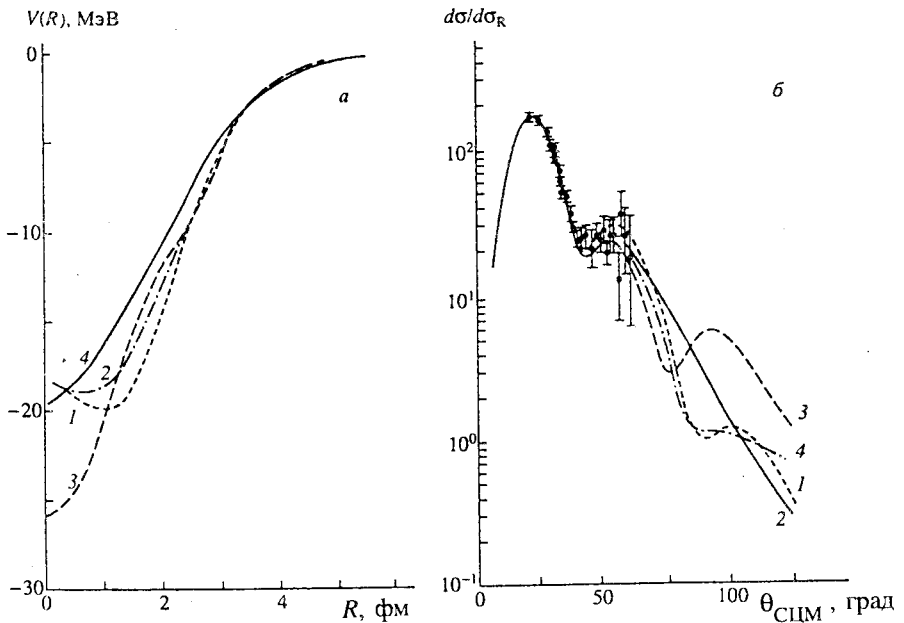


Рис.9. Потенциалы свертки (а) и соответствующие угловые распределения упругого рассеяния ${}^8\text{He} + p$ при энергии $E_{\text{л.с.}} = 73$ МэВ/нуклон в отношении к резерфордскому сечению (б), вычисленные для различных моделей плотности (обозначения кривых 1 + 3 см. на рис.10), в сравнении с феноменологическим реальным потенциалом (кривая 4). Экспериментальные данные из работы [14]

том, что упругое рассеяние при низких энергиях вряд ли может быть эффективным инструментом исследования деталей нуклонного гало.

Эксперимент в условиях инверсной кинематики предоставляет большие возможности для изучения свойств гало в ${}^{11}\text{Li}$. Однако, так же, как и в случае рассеяния ${}^{11}\text{Li}$ на сложных ядрах, стандартная оптическая модель не приводит к разумным значениям параметров оптического потенциала.

2.1.5. ${}^8\text{He} + p$, $E/A = 73$ МэВ/нуклон. Другой эксперимент в условиях инверсной кинематики был проведен в [14] с целью изучения упругого и неупругого рассеяния ${}^8\text{He}$ при энергии $E/A = 73$ МэВ/нуклон на протонах. Экспериментальные данные вместе с погрешностями приведены на рис.9. Угловые распределения для упругого рассеяния получены в угловом диапазоне до $\Theta = 65^\circ$, хотя при углах рассеяния $\Theta > 55^\circ$ погрешности измерений довольно большие. В работе [104] полученные экспериментальные данные

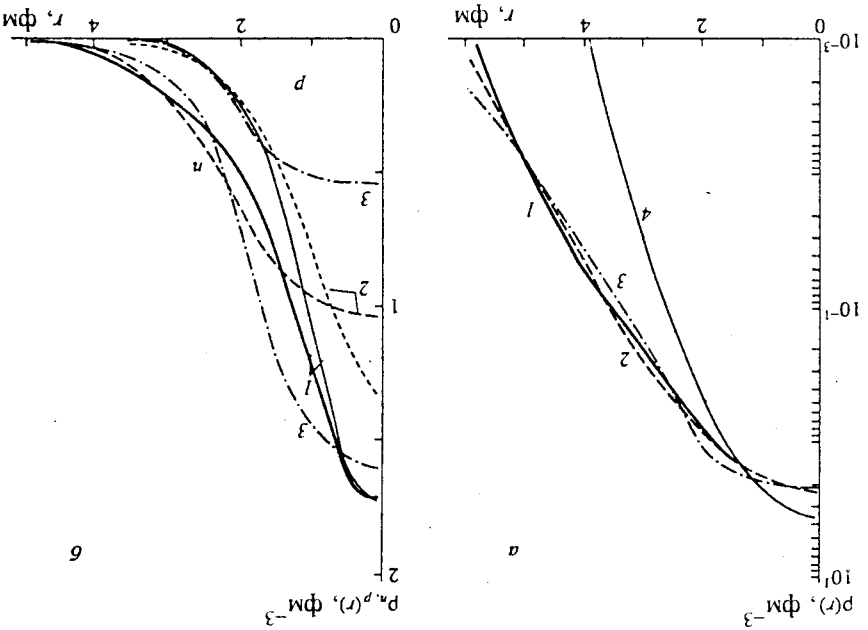


Рис. 10. Материальная (а), протонная и нейтронная (б) плотности ядра ^8He , полученные в моделях: COSM (кривая 1), DROP (2) и SW (3). На рис. (а) показано также распределение плотности α -кора в модели COSM (кривая 4)

вначале были проанализированы в рамках стандартной оптической модели. Использовались два набора параметров оптического потенциала, с которыми одновременно были описаны упругое и неупругое рассеяние протонов на ^8He . Кривые угловых распределений, полученные на основе этих потенциалов, близки друг к другу и хорошо описывают экспериментальные угловые распределения [104]. Однако можно отметить существенные различия в значениях целого ряда параметров, что свидетельствует о том, что невозможно извлечь однозначную информацию о потенциале из анализа полученных экспериментальных данных в рамках стандартной оптической модели. Фолдинг-модель с МЗУ-взаимодействием в приближении псевдопотенциала для учета эффектов однонуклонного обмена была использована в [104, 105] при анализе экспериментальных данных по рассеянию ^8He на протонах. Основной целью анализа была проверка чувствительности угловых распределений к форме плотностей вещества в ^8He , рассчитанных в различных моделях. На рис. 10 представлены материальная, протонная и

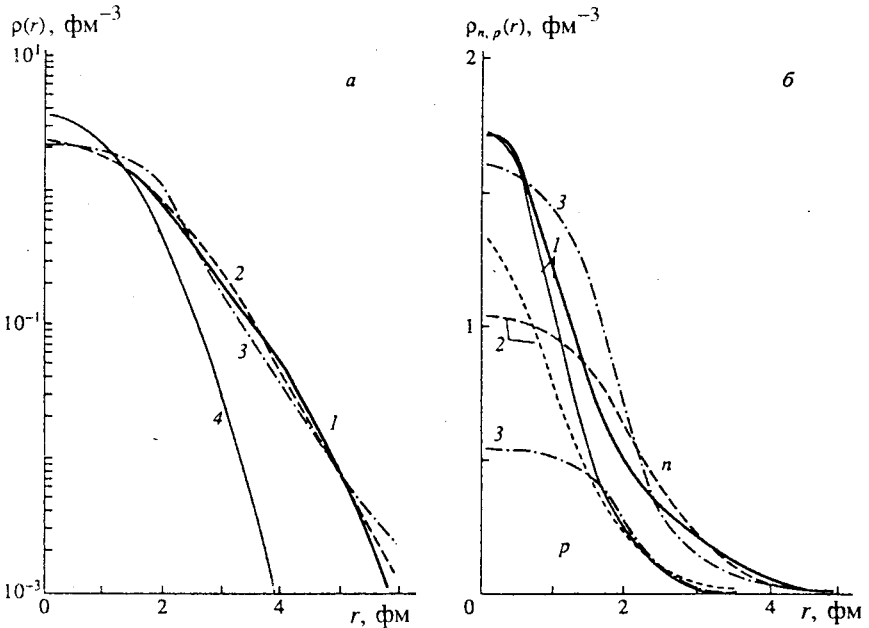


Рис.10. Материальная (а), протонная и нейтронная (б) плотности ядра ${}^8\text{He}$, полученные в моделях: COSM (кривая 1), DROP (2) и SW (3). На рис. (а) показано также распределение плотности α -кора в модели COSM (кривая 4)

вначале были проанализированы в рамках стандартной оптической модели. Использовались два набора параметров оптического потенциала, с которыми одновременно были описаны упругое и неупругое рассеяние протонов на ${}^8\text{He}$. Кривые угловых распределений, полученные на основе этих потенциалов, близки друг к другу и хорошо описывают экспериментальные угловые распределения [104]. Однако можно отметить существенные различия в значениях целого ряда параметров, что свидетельствует о том, что невозможно извлечь однозначную информацию о потенциале из анализа полученных экспериментальных данных в рамках стандартной оптической модели.

Фолдинг-модель с МЗУ-взаимодействием в приближении псевдопотенциала для учета эффектов однонуклонного обмена была использована в [104, 105] при анализе экспериментальных данных по рассеянию ${}^8\text{He}$ на протонах. Основной целью анализа была проверка чувствительности угловых распределений к форме плотностей вещества в ${}^8\text{He}$, рассчитанных в различных моделях. На рис.10 представлены материальная, протонная и

нейтронная плотности ядра ^8He , полученные в моделях: COSM (кластерно-орбитальная оболочечная модель [106]), DROP (капельная модель [107,108]) и SW (модель Соренсена — Винтера [109]). Имеются определенные различия в поведении плотностей в поверхностной области. Фолдинг-потенциалы, рассчитанные с данными плотностями, показаны на рис.9,а, а на рис.9,б дано сравнение угловых распределений, вычисленных на основе этих потенциалов, с экспериментальными угловыми распределениями. Можно отметить следующие важные обстоятельства: во-первых, все модели приводят к одинаково хорошему описанию эксперимента в области углов рассеяния, где погрешности измерений малы, во-вторых, кривые несколько различаются при больших углах рассеяния, где экспериментальные погрешности велики, что не позволяет отобрать оптимальную модель. Наконец, наибольшие различия угловых распределений, построенных с разными плотностями, наблюдаются в области углов рассеяния, для которых отсутствуют измерения.

Анализ рассеяния ^8He с энергией $E/A = 73$ МэВ/нуклон на протонах проводился в [91,110] на основе эйконального приближения. В расчетах сечений в [110] были использованы плотности, представленные на рис.10. Проведенный анализ показал, что $\langle r^2 \rangle_\rho^{1/2}$ для ^8He согласуется со значением, полученным из изучения фрагментации [111]. Модели, допускающие нейтронную «шубу» в ^8He , лучше описывают экспериментальные данные, однако угловые распределения слабо чувствительны (для углов рассеяния, доступных измерению) к форме распределения вещества. В то же время для более высоких энергий положение дифракционного минимума существенно зависит от распределения вещества в ядре.

В [91] использовалась «fpp»-схема в эйкональном приближении для анализа рассеяния ^8He на протонах, при этом плотности в ^8He рассчитывались методом Хартри — Фока, однако для хартри-фовковского потенциала валентных нейтронов вводился корректирующий фактор, связанный с энергией отделения. Эти факторы надо рассматривать как дополнительные свободные параметры. В рамках данной схемы удалось получить удовлетворительное описание экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию ^8He на протонах [91].

В работе [15] были измерены угловые распределения для упругого рассеяния ^8He с энергией 66 МэВ/нуклон на протонах. В рамках эйконального приближения с плотностями ^8He , построенными в кластерно-орбитально-оболочечной модели, получено удовлетворительное описание экспериментальных данных. Отметим также, что недавно были измерены угловые распределения для упругого рассеяния изотопа ^6He на протонах при $E/A =$

$= 41,6$ МэВ/нуклон [18]. Расчеты, проведенные в рамках как макроскопической, так и микроскопической оптической модели, дали значения сечений, завышенные по сравнению с экспериментальными [18].

Измерение угловых распределений рассеяния ^8He на протонах в условиях инверсной кинематики открывает новые возможности в изучении свойств экзотического ядра ^8He . Однако в рамках стандартной оптической модели невозможно однозначно определить свойства потенциала взаимодействия.

2.1.6. $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$, $^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$, $E/A = 56$ МэВ/нуклон. Сечения квазиупругого рассеяния ^{12}Be и ^{14}Be с энергией $E/A = 56$ МэВ/нуклон на мишени ^{12}C были измерены в [11]. Экспериментальные данные представлены на рис.11. Отметим, что на рисунке не приведены экспериментальные погрешности, довольно значительные, особенно для больших углов рассеяния. Сечения рассеяния имеют слабо выраженную структуру и почти не спадают по величине в данном угловом диапазоне, причем при рассеянии ^{12}Be сечения примерно в два раза больше, чем при рассеянии ^{14}Be . Последнее обстоятельство объясняется в [11] наличием в ^{14}Be нейтронного гало, вызывающего дополнительное поглощение. Оптико-модельный анализ экспериментальных угловых распределений был проведен [11] на основе потенциалов, параметры которых представлены в табл.4 (второй и третий столбцы), при этом было получено удовлетворительное описание сечений. Сечения неупругого рассеяния с возбуждением состояний 2^+ и 3^- в мишени рассчитывались в рамках коллективной модели (их значения приведены также в табл.4) и некогерентно складывались с сечениями упругого рассеяния. Из данных таблицы следует, что для оптимального описания экспериментальных сечений потребовалось введение в оптические потенциалы для обоих изотопов дальнедействующего поверхностного члена в мнимую часть потенциала, а для ^{14}Be — поверхностного члена в реальную часть. Отметим, что значения полных сечений реакций, полученные в этом анализе, существенно больше тех значений, которые следуют из экстраполяции сечений взаимодействия, измеренных при промежуточных энергиях [78].

В работе [112] проведен пересмотр оптико-модельного анализа рассеяния ^{12}Be и ^{14}Be на ^{12}C . Некогерентная сумма сечений упругого рассеяния, рассчитанных на основе потенциалов, представленных в четвертом и пятом столбцах табл.4, и сечений неупругого рассеяния, изображена на рис.11 сплошными линиями. В целом качество описания представленного здесь эксперимента несколько лучше, чем в работе [11]. Полные сечения реакции σ_R , равные, соответственно, 911 и 1123 мб для ^{12}Be и ^{14}Be , по-видимому, ближе к значениям, которые могут быть получены экстраполяцией. Отме-

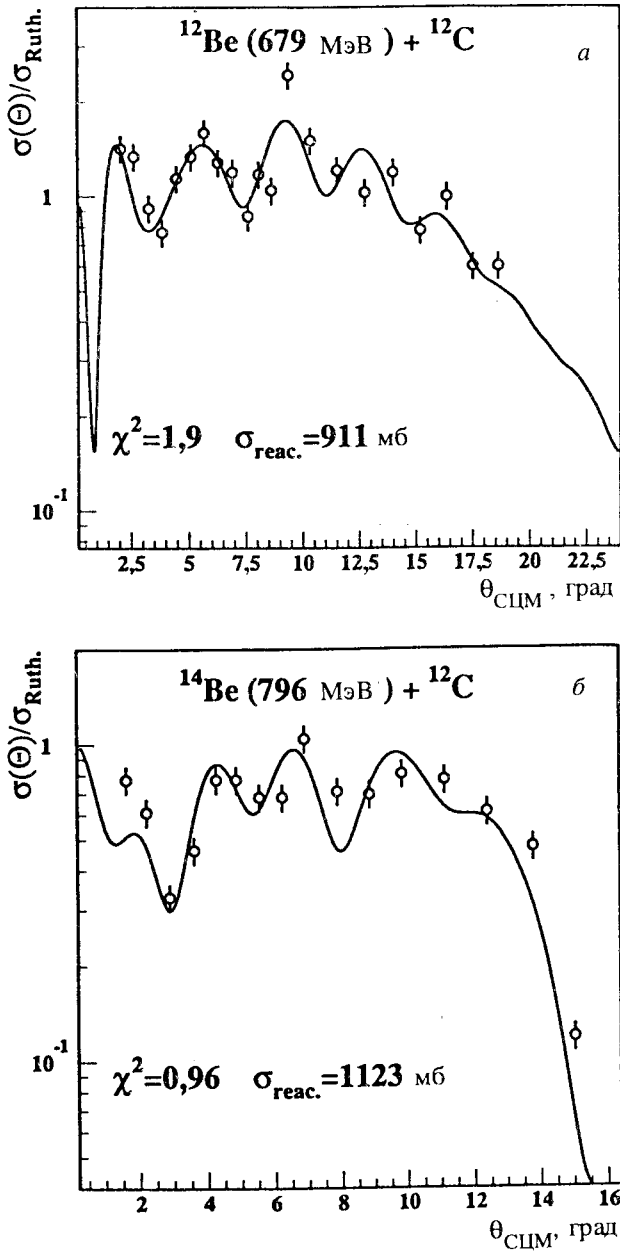


Рис.11. Экспериментальные и теоретические угловые распределения квазиупругого рассеяния ^{12}Be и ^{14}Be на ^{12}C

Таблица 4. Параметры оптических потенциалов и σ_R для ^{12}Be и ^{14}Be , взаимодействующих с мишенью ^{12}C

Ядро-снаряд	^{12}Be		^{14}Be	
E , МэВ	679,0		796,0	
N	1	2	1	2
V_R , МэВ	40,0	20,0	40,0	20,0
r_R , фм	0,990	0,924	0,838	0,702
a_R , фм	0,932	2,466	0,694	0,560
W_V , МэВ	74,76	6,83	86,75	5,44
r_I , фм	1,003	0,683	1,003	0,762
a_I , фм	0,497	1,261	0,716	0,146
V_{R_S} , МэВ		4,99	2,916	0,758
r_{R_S} , фм		1,115	1,954	1,817
a_{R_S} , фм		0,843	0,556	0,531
W_S , МэВ	0,359	7,94	2,319	4,24
r_{I_S} , фм	1,753	1,046	1,806	1,323
a_{I_S} , фм	0,213	0,366	0,249	0,597
σ_R , мб	1238.	911.	1900.	1123.
σ_{2+} , мб	26,2	29,1	30,0	10,1
σ_{3-} , мб	4,0	10,8	10,3	4,1

тим однако, что целый ряд параметров потенциалов из четвертого и пятого столбцов табл.4 имеют сильные отличия от значений, которые следуют из систематик для соседних стабильных ядер. Для установления свойств потенциалов ^{12}Be и ^{14}Be необходимы расчеты в микроскопическом подходе. Существует единственный расчет в эйкональном приближении с использованием « ipr »-схемы сечений квазиупругого рассеяния ^{12}Be и ^{14}Be на ^{12}C [91]. Однако удовлетворительного описания экспериментальных угловых распределений получить не удалось. Таким образом, на сегодняшний день

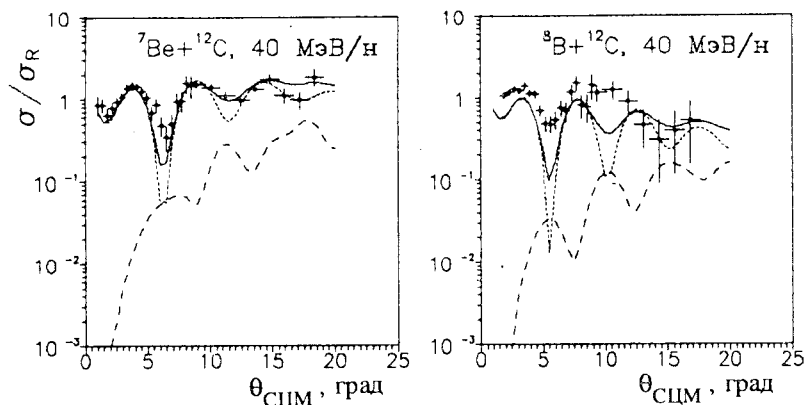


Рис.12. Сечения квазиупругого рассеяния легких ядер. Даны экспериментальные точки с погрешностями, сплошная линия — сумма сечений упругого и неупругого рассеяния, точечная — упругое, пунктирная — неупругое

остается открытым вопрос об интерпретации экспериментальных данных, представленных на рис.11.

Недавно в режиме инверсной кинематики экспериментально измерены угловые распределения упругого рассеяния ^{10}Be и ^{11}Be с энергией 59,3 и 49,3 МэВ/нуклон соответственно на протонах [18]. Анализ проводился в рамках макро- и микроскопической моделей, но расчетные сечения получились завышенными по сравнению с экспериментальными.

2.1.7. $^8\text{B} + ^{12}\text{C}$, $^7\text{Be} + ^{12}\text{C}$, $E/A = 40$ МэВ/нуклон. В результате проведенных исследований [5] ядро ^8B с протонным избытком оказалось первым кандидатом в ядра с протонным гало. В связи с этим представляет интерес изучение упругого рассеяния ^8B , а также ^7Be на стабильном ядре-мишени. Сечения квазиупругого рассеяния ^8B и ^7Be с энергией $E/A = 40$ МэВ/нуклон на ядре-мишени ^{12}C измерены в [12] (ранее были получены сечения рассеяния ^7Be на ^{12}C при энергии 20 МэВ/нуклон [113]). Экспериментальные данные вместе с погрешностями приведены на рис.12, из которого видно, что сечения, как функция угла рассеяния, обладают некоторой структурой. Для частицы-снаряда ^7Be величина сечения практически не спадает с ростом угла рассеяния, в то время как для ^8B значение σ/σ_R уменьшается в этом же угловом диапазоне в 3—4 раза.

Таблица 5. Полные сечения реакций (мб)

Реакция (E/A)	Теория	Теория [20]	Эксперимент
$^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ (29 МэВ/н)	1402 [9]	1970 ($N_w = 0,25, \alpha = 0,03$)	2947 ± 386 [115] ^a
$^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ (60 МэВ/н)	1350 [10]	1488 ($N_w = 0,30, \alpha = 0,05$)	≈ 1600 [89] ^b 1040 ± 60 [60] ^c
$^{11}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (60 МэВ/н)	—	1280 ($N_w = 0,30, \alpha = 0,05$)	—
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (20 МэВ/н)	1453 [117]	1486 ($N_w = 0,30, \alpha = 0,03$)	≈ 1370 [118] ^c
$^7\text{Be} + ^{12}\text{C}$ (40 МэВ/н)	1026 [12]	1102 ($N_w = 0,50, \alpha = 0$)	738 ± 9 [60] ^c
$^8\text{B} + ^{12}\text{C}$ (40 МэВ/н)	1104 [12]	1201 ($N_w = 0,30, \alpha = 0,03$)	784 ± 14 [78] ^c

a) Измерено при 25,5 МэВ/нуклон.

b) Оценка из систематики в [10].

c) Сечение взаимодействия измерено при 790 МэВ/нуклон.

г) Оценка при 20 МэВ/нуклон из систематик.

Микроскопический анализ рассеяния ^7Be и ^8B на ^{12}C проведен в работе [12], где не учитывались явно эффекты однонуклонного обмена, использовались эффективные силы из [52], и в разных моделях строились плотности для ядра-мишени и частиц-снарядов. Для оптимального описания экспериментальных сечений вводились перенормировочные факторы как для мнимой, так и для реальной части построенного потенциала. В работе [20] анализ полученных экспериментальных данных проводился в рамках формализма матрицы плотности, при этом нейтронные и протонные плотности были рассчитаны методом функционала плотности [114]. Интегральные характеристики соответствующих распределений приведены в табл.1. На рис.12 показаны результаты микроскопического расчета угловых распределений со значениями параметров N_w и α , приведенных в табл.5. Из микроскопического анализа, проведенного в [20], следует вывод о значительной протяженности протонной плотности в ^8B и меньшей — в ^7Be .

2.2. Полные сечения реакций. Во введении отмечалось, что величиной, чувствительной к свойствам потенциала, а в микроскопическом подходе — к интегральным свойствам распределения вещества в ядрах, является полное

сечение реакции σ_R . Таким образом, чтобы ограничить неоднозначности, связанные с величиной потенциала, особенно потенциала поглощения, необходимо проводить одновременно анализ угловых распределений и полных сечений реакции и иметь соответствующие экспериментальные данные. К сожалению, основные данные для σ_R получены при промежуточных энергиях ($E/A = 790$ МэВ/нуклон). При этом были измерены не полные сечения реакции σ_R , а сечения взаимодействия σ_I . Различия между σ_R и σ_I обусловлены вкладом неупругого рассеяния. По оценкам эти различия при промежуточных энергиях составляют 5—10%. При низких энергиях σ_R измерены только в отдельных случаях (см., напр., [115,116]). Для остальных ситуаций используется экстраполяция значений σ_I на низкие энергии. Нужно иметь в виду, что сечения реакций имеют сильную зависимость от энергии [116], поэтому процедура экстраполяции может содержать определенные погрешности.

Рассмотрим некоторые результаты, полученные в микроскопических подходах, для полных сечений реакции. В табл.5 представлены σ_R , рассчитанные в микроскопической оптической модели [20] для всех экспериментальных ситуаций, изображенных на рис.6 и 7, здесь же даны значения параметров α и N_W , для которых получено оптимальное описание экспериментальных данных, а также значения σ_R , рассчитанные в других теоретических подходах. Можно утверждать, что в целом микроскопическая модель, развитая в [20], дает разумное описание как угловых распределений, так и полных сечений реакций, при этом используются всего два свободных параметра.

Одновременный анализ угловых распределений и σ_R проводится для системы $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ также в работе [53]. Значение $\sigma_R = 1473$ мб (ср. с табл.5) получено при увеличении радиуса потенциала поглощения на 10% и включении поляризационных добавок на феноменологическом уровне в вещественную и мнимую части потенциала. В [53] приводится также сравнение теории с экспериментом для σ_R при двух значениях энергии $E/A = 75$ и 87 МэВ/нуклон. Однако угловые распределения квазиупругого рассеяния ^{11}Li на ^{12}C при этих энергиях пока не измерены. В обзоре [8] обсуждаются значения полных сечений реакции для системы $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ при низких и высоких энергиях. Отмечается, что ни одна модель не описывает σ_R во всем энергетическом диапазоне.

В работе [116] измерены полные сечения реакции для системы $^8\text{B} + ^{12}\text{C}$ при четырех значениях энергии. Значения σ_R , вычисленные в гла-

уберовском приближении, хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Однако угловые распределения квазиупругого рассеяния ${}^8\text{B}$ на ${}^{12}\text{C}$ измерены только при энергии $E/A = 40$ МэВ/нуклон. В [119] также получено хорошее согласие теории с экспериментом для σ_R , при этом проведен анализ влияния параметров N_W и α на величину σ_R и рассчитанные угловые распределения упругого рассеяния ${}^8\text{B}$ на ${}^{12}\text{C}$ в широком энергетическом интервале.

3. НУКЛОННОЕ ГАЛО И МЯГКАЯ МОДА

Существование ядерных состояний с необычно протяженными пространственными распределениями обсуждалось уже 25 лет назад [120,121] для систем с двумя резонансно-взаимодействующими частицами, слабо связанными с третьим телом — остовом, но только совсем недавно стало ясно, что подобная ситуация может реализоваться в ядрах. Так, в ядре ${}^{11}\text{Li}$, с двумя слабосвязанными нейтронами сверх остова ${}^9\text{Li}$, было открыто двухнейтронное гало и связанные с ним сильные дипольные возбуждения вблизи порога континуума с аномально малой энергией, названные мягкой дипольной модой. Аномально протяженные распределения материи и большие вероятности электромагнитной диссоциации были открыты и в других легких ядрах (например, в ядре ${}^{11}\text{Be}$, имеющем однейтронное гало). Эти результаты получили широкое освещение в литературе (см., например, [8]). Отметим, однако, что экспериментально пока не наблюдались другие предсказанные [66,122] сильные низкоэнергетические возбуждения в ядрах с малой энергией отделения нуклонов, формирующие целый пакет мультипольных переходов вблизи порога континуума. Их возникновение можно пояснить на простейшей модели независимых частиц в потенциальной яме.

Рассмотрим $1s$ -нейтрон в сферическом потенциале прямоугольной формы с фиксированным радиусом R и найдем распределение монопольных переходов во внешнем поле $V_0 \propto r^2 Y_{00}$ в континуум в зависимости от энергии связи нейтрона, меняя глубину ямы U . Распределение силы переходов дается выражением

$$\frac{dB(E0)}{d\omega} = \frac{1}{4\pi} \int y_\epsilon(r) r^2 y_\lambda(r) dr, \quad (37)$$

а энергетически взвешенное правило сумм имеет вид

$$\int \omega \frac{dB(E0)}{d\omega} d\omega = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\pi} \langle r^2 \rangle, \quad (38)$$

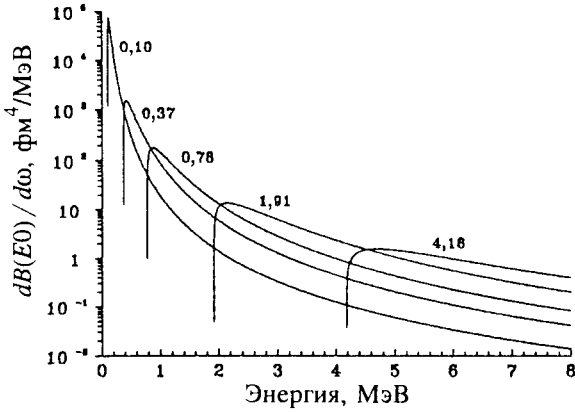


Рис.13. Монопольный отклик $1s$ -нейтрона в сферической прямоугольной яме радиусом 2 фм. Числа у кривых показывают энергию связи нейтронного уровня

где $\langle r^2 \rangle = \int y_\lambda(r) r^2 y_\lambda(r) dr$, $y_\lambda(r)$ — радиальная волновая функция связанного нейтрона на уровне $\lambda = 1s$ с энергией связи ϵ_λ , y_ϵ — волновая функция в континууме с энергией ϵ , нормированная на $\delta(\epsilon - \epsilon')$, $\omega = \epsilon + \epsilon_\lambda$ — энергия перехода. При $r > R$ имеем $y_\lambda(r) \sim \exp(-\kappa r)$, $y_\epsilon \sim \sin(pr + \delta_0)$, где $\kappa = \sqrt{2m\epsilon_\lambda}/\hbar$, $p = \sqrt{2m\epsilon}/\hbar$. При $\epsilon_\lambda \rightarrow 0$ средний квадрат радиуса $\langle r^2 \rangle$ расходится $\sim 1/\kappa^2$ (т.е. $\sim 1/\epsilon_\lambda$) и возникает ситуация «идеального» гало, когда вероятность найти нейтрон вне ямы стремится к единице [7]. При этом в дополнительном пределе $\epsilon \rightarrow 0$ главный расходящийся член в дифференциальной монопольной силе $dB(E0)/d\omega \sim p\kappa(p^2 + \kappa^2)^4$ (т.е. $\sim \delta(\omega)/\omega^2$). В результате оказывается, что при $\epsilon_\lambda \rightarrow 0$ вся сила монопольных переходов концентрируется на пороге континуума. Этот вывод иллюстрирует рис.13, где показаны распределения $dB(E0)/d\omega$ для ямы радиусом $R=2$ фм. Первый s -уровень в этой яме появляется при $U_{\min} = 12,79$ МэВ. Принимая глубину ямы $U = U_{\min} + \Delta$ и меняя Δ в пределах от 12 до 1,5 МэВ, можно сдвигать положение s -уровня нейтрона от 4,18 МэВ до 100 кэВ. Из рисунка видно, что при этом вместо пологих распределений монопольной силы, начинающихся от соответствующих порогов $\omega > \epsilon_\lambda$, постепенно появляется δ -образный пик вблизи $\omega = 0$. Это и есть монопольная мягкая мода.

С ростом орбитального углового момента l из-за центробежного барьера «идеальное» гало не возникает: уже для p -нейтрона вероятность найти его при $\epsilon_\lambda \rightarrow 0$ в области $r > R$ составляет $\approx 60\%$, а для d -нейтрона — только $\approx 40\%$ [7]. Для протонов из-за кулоновского барьера ситуация становится еще более неблагоприятной для образования гало, особенно с ростом заряда остова Ze . Так, даже для s -протона найти его с 50%-ной вероятностью вне остова того же радиуса R , что и в рассмотренном выше примере, когда его энергия отделения стремится к нулю, можно, только если $Z < 8$.

Сказанное, однако, не означает, что в ядрах со слабосвязанной валентной оболочкой отсутствуют какие-либо особенности в спектре возбуждений. Тот факт, что в таких ядрах могут возникать сильные мультипольные переходы с малой энергией, концентрирующиеся вблизи порога континуума, можно продемонстрировать на той же простой микроскопической модели независимых частиц в самосогласованном конечном потенциале с помощью правил сумм [66,123]. Она является вполне реалистической, поскольку рассматриваемые возбуждения отделены большой энергетической щелью от возбуждений остова. В этой модели для мультипольного оператора внешнего поля $V_0^{(L)} = r^L Y_{LM}$ интегральная сумма приведенной вероятности переходов дается выражением

$$m_0^{(L)} = \sum_s B(EL\uparrow; \omega_s) = \frac{2L+1}{4\pi} \langle r^{2L} \rangle A - \sum_{nlj, n'l'j'} (nlj \parallel V_0^{(L)} \parallel n'l'j')^2, \quad (39)$$

где суммирование ведется только по заполненным орбиталам. Энергетически взвешенное правило сумм имеет вид

$$m_1^{(L)} = \sum_s \omega_s B(EL\uparrow; \omega_s) = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{L(2L+1)^2}{4\pi} \langle r^{2L-2} \rangle A, \quad (40)$$

где A — число частиц, ω_s — энергия возбуждения, а угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают среднее по основному состоянию. Теперь можно ввести центроидную энергию возбуждений $\bar{\omega}^{(L)}$ в поле $V_0^{(L)}$:

$$\bar{\omega}^{(L)} = m_1^{(L)} / m_0^{(L)}. \quad (41)$$

При достаточно больших L второй (двухчастичный) член в $m_0^{(L)}$ исчезает (например, при $L \geq 3$ в ^{11}Li). Когда энергия связи валентных нуклонов ϵ_{val} стремится к порогу, основной вклад в моменты $m_{0,1}^{(L)}$ дает диагональный матричный элемент по волновой функции R_{val} этих нуклонов. Рас-

сматривая для простоты пример с нейтронами, можно легко получить оценку этих моментов при $\epsilon_{\text{val}} \rightarrow 0$, используя асимптотику $R_{\text{val}}(r) \propto \exp(-\kappa r)/r$, где $\kappa = \sqrt{2m\epsilon_{\text{val}}}/\hbar$. Тогда $\langle r^{2L} \rangle = (2L)! / (2\kappa)^{2L}$, и

$$\bar{\omega}^{(L)} = 2 \frac{2L+1}{2L-1} \epsilon_{\text{val}}. \quad (42)$$

Для ${}^{11}\text{Li}$ это выражение применимо при $L > 0$. В случае, когда $L = 0$ для поля $V_0^{(0)} = r^2 Y_{00}$, в пределе $\epsilon_{\text{val}} \rightarrow 0$ с учетом диагонального матричного элемента в двухчастичном члене имеем

$$\bar{\omega}^{(0)} = 8\epsilon_{\text{val}}/5. \quad (43)$$

Из вышеизложенного видно, что центр тяжести распределения мультипольной силы для всех L стремится к нулевой энергии, когда валентный уровень приближается к континууму, так что полная сила локализуется на пороге. Из этого также следует, что при достаточно больших мультипольностях $L \gg A^{1/3}$ основной вклад в вероятность возбуждения ядра будут давать слабосвязанные нуклоны, волновая функция которых имеет наиболее далекий «хвост», и при этом сила переходов будет концентрироваться при одной и той же энергии $\bar{\omega} \approx 2\epsilon_s$, где ϵ_s — энергия отделения нуклонов [124,125]. Отметим также, что ширина таких мультипольных «экзотических» распределений должна быть порядка ϵ_{val} , поскольку в задаче нет других параметров, имеющих размерность энергии. Для других операторов, содержащих, в частности, зависимость от передаваемого импульса q при разложении реалистических внешних полей по бесселевым функциям ($V_0^{(L)} \propto j_L(qr)Y_{LM}$), следует ожидать более широких распределений [125]. Дипольная мягкая мода определяет вероятность электромагнитной (кулоновской) диссоциации экзотических ядер, вклад остальных мод в этот процесс пренебрежимо мал. К сожалению, пока не существует экспериментальных возможностей изучения мультипольных мягких мод при $L \neq 1$ в электромагнитных процессах.

Как отмечено в [66], аналогичные сильные мягкие моды должны появляться в любых ядерных моделях, поскольку их существование обязано лишь медленному спаду волновой функции валентных нуклонов на больших расстояниях, хотя асимптотически этот спад может отличаться от экспоненциального. Расчеты по кластерным моделям [126,127] подтвердили это предсказание. Аналогичные пики мягких переходов должны существовать и в других нейтроноизбыточных ядрах вблизи «drip-line» (${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11,14}\text{Be}$). Поскольку эти переходы вбирают в себя значительную долю правила сумм,

то они были названы гигантскими резонансами на пороге континуума — новой мягкой модой. В то же время они не являются резонансами в общепринятом смысле, а просто соответствуют прямым переходам в континуум, и время их протекания на несколько порядков величины короче, чем можно было бы ожидать из принципа неопределенностей [128].

Низкоэнергетические сильные переходы можно пытаться наблюдать в любых ядерных реакциях неупругого рассеяния, ибо они должны интенсивно возбуждаться как в изовекторных, так и в изоскалярных внешних полях. В частности, как показано в [123], при рассеянии вперед на малые углы велика вероятность возбуждения монопольной мягкой моды. В качестве примера в [123] было рассмотрено неупругое рассеяние ^{11}Li на протонах. Расчеты были выполнены по методу искаженных волн в предположении доминирующей роли одноступенчатого прямого механизма реакции (p, p') на малых углах рассеяния при двух энергиях налетающих протонов $E_p = 60$ и 100 МэВ. Оптические потенциалы, описывающие относительное нуклон-ядерное движение, были взяты из систематики данных по упругому рассеянию протонов на ^{12}C [129]. В качестве эффективного взаимодействия налетающего протона с нуклонами мишени использовалось МЗУ-взаимодействие [130] и свободная t -матрица [131] при 60 и 100 МэВ соответственно, с учетом центральных, тензорных и спин-орбитальных компонент. Обменные эффекты учитывались в псевдопотенциальном приближении.

Еще один пример неупругого адронного рассеяния на экзотическом ядре ^{11}Be , имеющем однеитронное гало, был рассмотрен одним из соавторов настоящего обзора (С.Ф.) и С.Н.Ершовым из ОИЯИ (Дубна). Изучалась реакция $^{11}\text{Be}(p, p')$ при $E_p = 30$ МэВ и реакция $^{11}\text{Be}(\alpha, \alpha')$ при $E_\alpha = 120$ МэВ. Расчеты сечений этих реакций были сделаны в борновском приближении искаженных волн с оптическими потенциалами из работ [132] для (p, p') и [133] для (α, α') и эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием МЗУ. Для протонного рассеяния учитывались центральные, тензорные и спин-орбитальные компоненты эффективных сил, для рассеяния α -частиц — центральные и тензорные. Переходные плотности брались в виде произведения одночастичных волновых функций в самосогласованном потенциале, вычисленном в изложенном выше методе функционала плотности с дополнительной вариацией его глубины, чтобы воспроизвести энергию отделения нейтрона 505 кэВ (с уровня $2s_{1/2}$) и первое возбужденное связанное состояние ($1p_{1/2}$) с энергией 320 кэВ. Результаты расчета показаны на рис.14. Видно, что при рассеянии на нулевой угол в рассмотренных реакциях доминирует процесс возбуждения мягкой монопольной моды, особенно для α -частиц. Однако с ростом угла рассеяния бы-

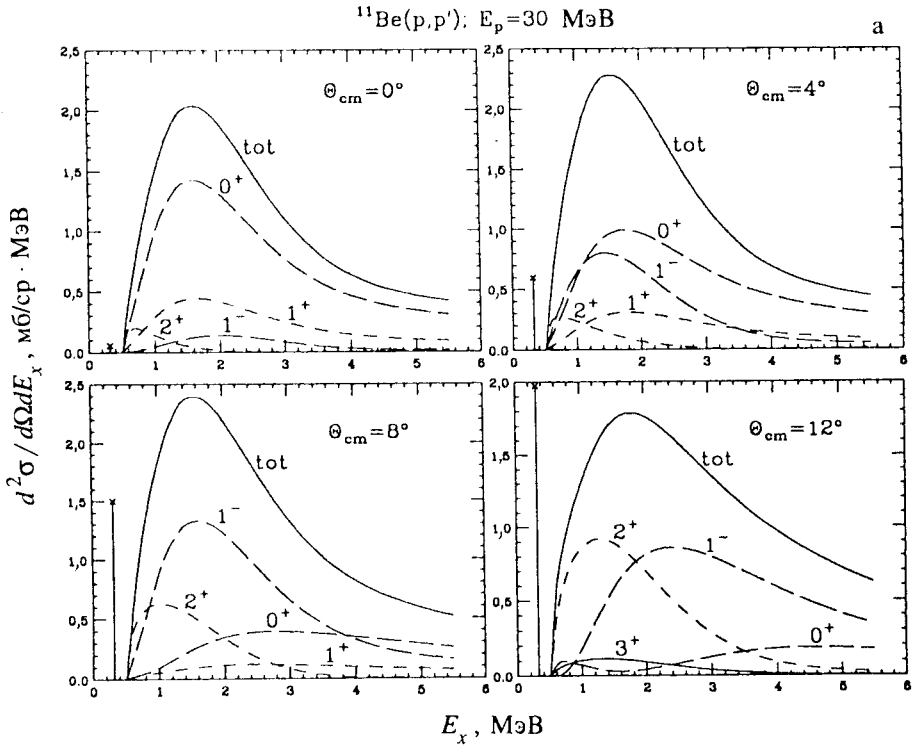


Рис.14а. Энергетические инклюзивные спектры протонов из реакции $^{11}\text{Be}(p, p')$ при $E_p = 30$ МэВ (а) и α -частиц из реакции $^{11}\text{Be}(\alpha, \alpha')$ при $E_\alpha = 120$ МэВ (б) при четырех различных углах рассеяния. Показаны вклады от переходов из однейтронного гало в континуум с различной передачей J^π . Вертикальными отрезками с крестиком показаны сечения (в мб/сп) для перехода между основным ($1/2^+$) и первым возбужденным ($1/2^-$) состоянием в ^{11}Be

стро возрастает роль других мультипольных мягких переходов, которые, тем не менее, для всех рассмотренных углов в сумме приводят к характерному асимметричному максимуму в спектрах неупругорассеянных частиц.

Процесс возбуждения мягких переходов в реакции неупругого рассеяния ^{11}Li на ^{12}C при промежуточных энергиях в эйкональном приближении с использованием микроскопических HF-RPA переходных плотностей был также рассмотрен в [134]. Сделан вывод о принципиальной возможности

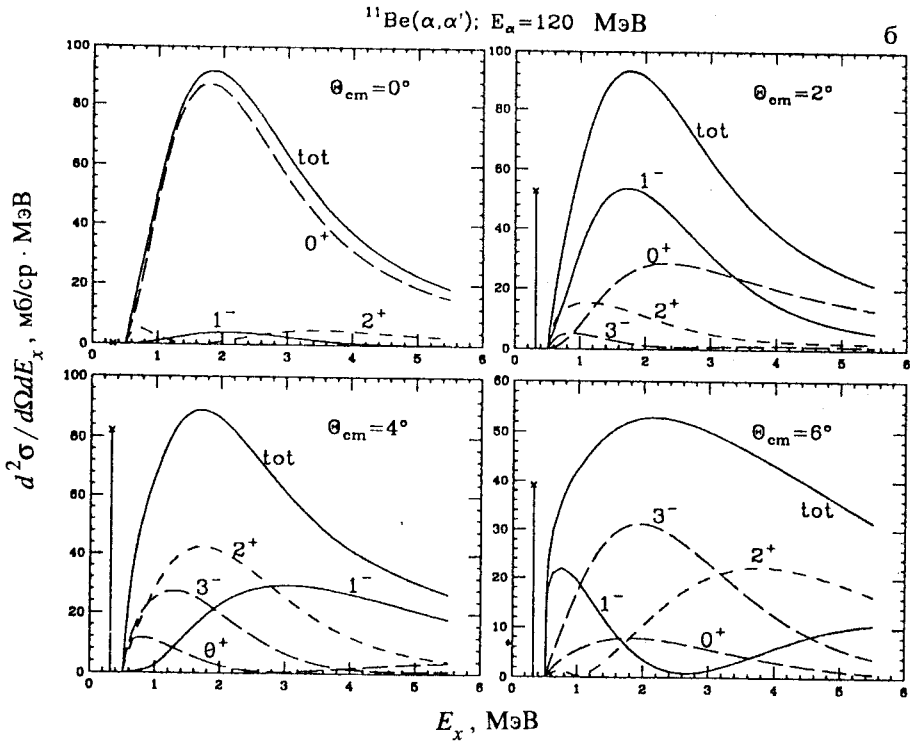


Рис.146

различить вклады на малых углах от монопольных, дипольных и квадрупольных переходов.

Таким образом, неупругое рассеяние адронов может оказаться многообещающим инструментом исследования мягких мод возбуждения в экзотических ядрах со слабосвязанными нуклонами. Наблюдаемый в последние годы быстрый прогресс в экспериментальной технике радиоактивных пучков и методах измерений продуктов реакций позволяет надеяться, что в ближайшем будущем новые мягкие моды будут открыты и изучены достаточно детально, чтобы проверить сделанные предсказания. Эти надежды подкрепляются появившимися недавно первыми экспериментальными данными по спектроскопическому исследованию ядра ^{11}Li в реакции его неупругого рассеяния на протонах при энергии 75 МэВ/нуклон [15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение квазиупругого и упругого рассеяния легких экзотических ядер стало составной частью исследования свойств ядер, удаленных от линии β -стабильности. К настоящему времени проведено лишь небольшое количество измерений угловых распределений для частиц-снарядов ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^{12}\text{Be}$ и ${}^{14}\text{Be}$ при энергиях E/A от 20 до 75 МэВ/нуклон. Условия эксперимента при изучении рассеяния на составной мишени (${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$) были таковы, что вклад процессов неупругого рассеяния с возбуждением состояний ядра-мишени или частицы-снаряда не отделялся от сечений упругого рассеяния, а угловой диапазон, доступный измерениям, ограничивался углом рассеяния $\Theta = 20^\circ$. Эксперименты по рассеянию ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{10}\text{Be}$ и ${}^{11}\text{Be}$ на протонах проводились в режиме инверсной кинематики для большего диапазона углов рассеяния и сопровождались меньшими экспериментальными погрешностями. Кроме того, для этих экспериментов не возникало проблемы отделения вкладов процессов с возбуждением состояний ядра-мишени от сечений упругого рассеяния.

Полученные экспериментальные данные анализировались в рамках различных подходов: макроскопической и микроскопической оптической моделей, эйконального и глауберовского приближений. Применение стандартной оптической модели с потенциалами в вудс-саксоновской форме показало, что разумное описание экспериментальных сечений не может быть получено со значениями параметров потенциалов, взятыми из систематик для стабильных соседних ядер.

Использование в анализе микроскопических подходов — оптической модели с микроскопическими потенциалами и теории Глаубера — требует построения в каких-либо ядерно-структурных моделях плотностей распределения вещества в ядрах. Представляется разумным использовать модель, в которой в рамках единой расчетной схемы вычисляются нейтронные и протонные плотности как для ядер-мишеней, так и для частиц-снарядов. Такая схема в настоящее время реализована на основе метода функционала плотности теории конечных ферми-систем.

Микроскопические подходы, в целом, приводят к разумному описанию экспериментальных данных по упругому и квазиупругому рассеянию легких экзотических ядер, но в ряде случаев наблюдаются серьезные расхождения теории с экспериментом (например, для ${}^{11}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$: $E/A = 60$ МэВ/нуклон; ${}^8\text{B} + {}^{12}\text{C}$: $E/A = 40$ МэВ/нуклон; ${}^{12}\text{Be}$ и ${}^{14}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$: $E/A = 56$ МэВ/нуклон). Различные микроскопические модели дают одинаковое качество описания эксперимента, и различия между сечениями, предсказанными теорией,

наблюдаются либо в области углов, где экспериментальные погрешности велики, либо при углах рассеяния, пока недоступных для измерений. Тем не менее для большинства моделей предпочтительным является описание экспериментальных данных, в котором содержится информация о значительной протяженности «хвоста» нейтронной плотности в ^8He и ^{11}Li и протонной плотности в ^7Be и ^8B , что подтверждает гипотезу о существовании нейтронного гало у ^8He и ^{11}Li и значительной протонной «шубы» в ^7Be и ^8B . Однако качество полученных экспериментальных данных и уровень развития теоретических моделей (отсутствие возможности учета членов второго порядка по эффективным силам в потенциале и различные приближения при использовании теории Глаубера) не позволяют в настоящее время извлекать из анализа квазиупругого и упругого рассеяния легких экзотических ядер информацию о структуре нейтронного (протонного) гало и деталях распределения протонов и нейтронов в ядрах.

В связи с вышеизложенным представляются актуальными следующие направления в исследованиях квазиупругого рассеяния легких экзотических ядер.

В области эксперимента:

- 1) расширение углового диапазона при измерении угловых распределений;
- 2) отделение вклада процессов неупругого рассеяния от сечений упругого рассеяния;
- 3) экспериментальное изучение вклада мягкой моды возбуждения в сечение рассеяния;
- 4) измерение угловых распределений упругого рассеяния изобар на одном и том же ядре-мишени с $N \neq Z$ с целью анализа изоспиновой зависимости оптического потенциала и роли различий в распределении нейтронов и протонов в частице-снаряде;
- 5) одновременное измерение угловых распределений и полных сечений реакции при одной и той же энергии;
- 6) изучение, наряду с рассеянием других процессов, зарядово-обменных, с передачей нуклонов, сечения которых могут быть чувствительны к распределению вещества в экзотических ядрах.

В области теории:

- 1) построение на микроскопической основе поляризационного потенциала;
- 2) микроскопический беспараметрический расчет потенциала поглощения;
- 3) анализ приближений теории Глаубера, особенно при низких ($E/A < 30$ МэВ/нуклон) энергиях;
- 4) теоретическое описание мягкой моды возбуждения и ее вклада в сечение рассеяния;

5) развитие на основе метода матрицы плотности теоретического формализма для описания неупругих и зарядово-обменных процессов, а также реакций с передачей нуклонов;

6) выяснение относительной роли одночастичных и кластерных степеней свободы в формировании свойств легких экзотических ядер.

В заключение авторы выражают благодарность за полезное, плодотворное обсуждение проблем, затронутых в обзоре, С.А.Гончарову, С.Н.Ершову, А.А.Оглоблину, Ю.Э.Пенионжкевичу и Н.К.Скобелеву.

Один из авторов (С.Ф.) признателен Д.Завише (D.Zawischa) за интересные и важные дискуссии; его работа была частично поддержана Немецким научным обществом (Deutsche Forschungsgemeinschaft — DFG).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Tanihata I.** — Treatise on Heavy-Ion Science. Ed. Bromley D.A. New York: Plenum, 1989, v.8, p.443.
2. **Detraz C., Vietra D.J.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1989, v.39, p.407.
3. **Roeckl E.** — Rep. Progr. Phys., 1992, v.55, p.1661.
4. **Bertulani C.A., Canto L.F., Hussein M.S.** — Phys. Rep., 1993, v.226, p.281.
5. **Minamisono T., Ohtsubo T., Minami I. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1992, v.69, p.2058.
6. **Satchler G.R., McVoy K.W., Hussein M.S.** — Nucl. Phys., 1991, v.A522, p.621.
7. **Riisager K.** — Rev. Mod. Phys., 1994, v.66, p.1105.
8. **Tanihata I.** — J. Phys., 1996, v.G22, p.157.
9. **Lewitowicz M., Borcea C., Carstoiu F. et al.** — Nucl. Phys., 1993, v.A562, p.301.
10. **Kolata J.J., Zahar M., Smith R. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1992, v.69, p.2631.
11. **Zahar M., Belbot M., Kolata J.J. et al.** — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.1540.
12. **Pecina I., Anne R., Bazin D. et al.** — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.191.
13. **Moon C.B. et al.** — Phys. Lett., 1992, v.B297, p.39.
14. **Korshennikov A.A. et al.** — Phys. Lett., 1993, v.B316, p.38.
15. **Korshennikov A.A., Nikolskii E.Yu., Kobayashi T. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.R537.
16. **Neumaier S. et al.** — Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atom Masses, Arles, France, June 19—23, Abs. of Contr. Papers, 1995, p.B6.
17. **Neumaier S., Alkhasov G.D., Antonenko M.N. et al.** — GSI-94-43 Preprint, August 1994.
18. **Cortina-Gil M.D., Roussel-Chomaz P., Alamanos L. et al.** — Preprint GANIL P95-16, 1995.
19. **Satchler G.R.** — Direct Nuclear Reactions. N.Y.—Oxford: Oxford, Univ. Press, 1983.
20. **Fayans S.A., Knyazkov O.M., Kuchkina I.N. et al.** — Phys. Lett., 1995, v.B357, p.509.

21. Glauber R.I. — Lectures in Theoretical Physics, New York, London: Interscience, 1959, v.1, p.315.
22. Смирнов А.В., Толоконников С.В., Фаянс С.А. — ЯФ, 1988, т.48, с.1661.
23. Feshbach H. — Ann. Phys., 1958, v.5, p.357.
24. Feshbach H. — Ann. Phys., 1962, v.19, p.287.
25. Князьков О.М. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.318.
26. Дао Тиен Кхоа, Князьков О.М. — ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.1456.
27. Chaudhuri A.K., Basu D.N., Sinha B. — Nucl. Phys., 1985, v.A439, p.415.
28. Campi X., Bouyssi A. — Phys. Lett., 1978, v.B73, p.263.
29. Georgiev B.Z., Mackintosh R.S. — Nucl. Phys., 1978, v.A307, p.377.
30. Князьков О.М., Некрасов А.А. — ЯФ, 1983, т.38, с.36.
31. Князьков О.М. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1985, т.49, с.928.
32. Fretwurst E., Lindström G., Reden K.F. et al — Nucl. Phys., 1987, v.A468, p.247.
33. Князьков О.М., Кухтина И.Н. — ЯФ, 1987, т.45, с.1604.
34. Дао Тиен Кхоа, Князьков О.М., Кухтина И.Н., Феофилов Г.А. — ЯФ, 1989, т.50, с.80.
35. Дао Тиен Кхоа, Князьков О.М. — ЯФ, 1988, т.47, с.1246.
36. Дао Тиен Кхоа, Князьков О.М. — Z. Phys., 1987, v.A328, p.67.
37. Дао Тиен Кхоа — Nucl. Phys., 1988, v.A484, p.376.
38. Bohlen H.G., Stilliaris E., Gebauer B. et al. — Preprint HMI 1992/P2-Boh 3, 1992, Berlin.
39. Demyanova A.S., Bohlen H.G., Gebauer B. et al. — Nucl. Phys., 1993, v.A553, p.727.
40. Lane A.M. — Nucl. Phys., 1962, v.35, p.676.
41. Schery S.D. — The (p, n) -Reaction and the Nucleon-Nucleon Force. Ed.C.D.Goodman et al. — N.Y.: Plenum, 1980, p.409—432.
42. Князьков О.М. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1986, т.50, с.2007.
43. Князьков О.М., Коложвари А.А. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1993, т.57, с.48.
44. Князьков О.М., Коложвари А.А., Кухтина И.Н., Фаянс С.А. — ЯФ, 1996, т.59, с.466.
45. Гончаров С.А., Князьков О.М., Коложвари А.А. — ЯФ, 1996, т.59, с.666.
46. Shimoura S. — Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atom Masses, Arles, France, June 19—23, Abs. of Contr. Papers, 1995, p.B5.
47. Bertsch G., Borysowicz J., McManus H. et al. — Nucl. Phys., 1977, v.A284, p.399.
48. Petrovich F., McManus H., Madsen V.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1969, v.22, p.895.
49. Satchler G.R., Love W.G. — Phys. Rep., 1979, v.55, p.183.
50. Kobos A.M., Brown V.A., Hodgson P.E. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.A384, p.65.
51. Kobos A.M., Brown V.A., Lindsay R. et al. — Nucl. Phys., 1984, v.A425, p.205.
52. Jeukenne J.-P., Lejeune A., Mahaux C. — Phys. Rev., 1977, v.C16, p.80.
53. Дао Тиен Кхоа, Satchler G.R., von Oertzen W. — Phys. Lett., 1995, v.B358, p.14.
54. Ershov S.N., Gareev F.A., Lenske H. — Preprint JINR E4-95-408, Dubna, 1995.

55. Al-Khalili J.S., Tostevin J.A. — *Phys. Rev.* 1994, v.C49, p.386.
56. Dao Tien Khoa, Satchler G.R., von Oertzen W. — *Phys. Rev.*, 1995, v.C51, p.2069.
57. Hussein M.S., Satchler G.R. — *Nucl. Phys.*, 1994, v.A567, p.165.
58. Гончаров С.А., Оглоблин А.А. — *ЯФ*, 1993, т.56, с.40.
59. Ситенко А.Г. — *Укр. физ. журн.*, 1957, т.4, с.152.
60. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1985, v.55, p.2676.
61. Blank B. et al. — *Z. Phys.*, 1992, v.A343, p.375.
62. Gareev F.A., Ershov S.N., Kazacha G.S. et al. — *JINR Communication E4-92-458*, Dubna, 1992.
63. Thompson L.J. et al. — *Phys. Rev.*, 1993, v.C47, p.1364.
64. Al-Khalili J.S. et al. — *Nucl. Phys.*, 1995, v.A581, p.331.
65. Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Казача Г.С. и др. — *ЯФ*, 1995, т.58, с.620.
66. Fayans S.A. — *Phys. Lett.*, 1991, v.B267, p.443.
67. Zhukov M.V., Danilin B.V., Fedorov D.V. et al. — *Phys. Rep.*, 1993, v.231, p.151.
68. Baye D., Descouvemont P., Timofeyuk N.K. — *Nucl. Phys.*, 1994, v.A577, p.624.
69. Csótó A. — *Phys. Lett.*, 1993, v.B315, p.24.
70. Varga K., Suzuki Y. — *Phys. Rev.*, 1995, v.C52, p.2885.
71. Hogenberg P., Kohn W. — *Phys. Rev.*, 1964, v.B136, p.864.
72. Kohn W., Sham L. — *Phys. Rev.*, 1965, v.A140, p.1133.
73. Фаянс С.А., Ходель В.А. — *Письма ЖЭТФ*, 1973, т.17, с.633.
74. Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель В.А. — *ЭЧАЯ*, 1978, т.9, с.221; Fayans S.A., Saperstein E.E., Khodel V.A. — *Nucl. Phys.*, 1979, v.A317, p.424; Khodel V.A., Saperstein E.E. — *Nucl. Phys.*, 1980, v.A348, p.261.
75. Khodel V.A., Saperstein E.E. — *Phys. Rep.*, 1982, v.92, p.185.
76. Vautherin D., Brink D.M. et al. — *Phys. Rev.*, 1972, v.C5, p.626.
77. Fayans S.A., Tolokonnikov S.V., Trykov E.L., Zawischa D. — *Phys. Lett.*, 1994, v.B338, p.1.
78. Tanihata I., Kobayashi T., Yamakawa O. et al. — *Phys. Lett.*, 1988, v.B206, p.592.
79. Tanihata I., Kobayashi T., Suzuki T. et al. — *Phys. Lett.*, 1992, v.B287, p.307.
80. Bertsch G.F., Brown B.A., Sagawa H. — *Phys. Rev.* 1989, v.C39, p.1154.
81. De Vries H., de Jager C.W., de Vries C. — *At. Data Nucl. Data Tables*, 1987, v.36, p.495.
82. Bohlen H.G. et al. — *Z. Phys.*, 1993, v.A322, p.241.
83. Endt P.M., van der Leun C. — *Nucl. Phys.*, 1978, v.A310, p.1.
84. Ajzenberg-Selove F. — *Nucl. Phys.*, 1990, v.A506, p.1.
85. Raynal J. — In: *Proc. Workshop on Applied Nuclear Theory and Nuclear Model Calculations for Nuclear Technology Applications (Trieste, Italy, 1988)*, eds. M.K. Mehto and J.J.Schmidt. Singapore: World Scientific, 1988, p.506.
86. Carstou F., Lassaut M. — *Nucl. Phys.*, 1996, v.A597, p.269.
87. Mermaz M.C. — *Phys. Rev.*, 1993, v.C47, p.2213.

88. **Da Silveira R., Klarsfeld S., Boukour A., Leclercq-Willain Ch.** — *Phys. Rev.*, 1993, v.C48, p.468.
89. **Yabana K. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1992, v.A539, p.295.
90. **Al-Khalili J.S. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1995, v.A581, p.316.
91. **Bertulani C.A., Sagawa H.** — *Nucl. Phys.*, 1995, v.A588, p.667.
92. **Satchler G.R., Hussein M.S.** — *Phys. Rev.*, 1994, v.C49, p.3350.
93. **Stiliaris E. et al.** — *Phys. Lett.*, 1989, v.B223, p.291.
94. **Da Silveira R., Klarsfeld S., Boukour A., Leclercq-Willain Ch.** — *Phys. Rev.*, 1995, v.C51, p.1572.
95. **Moon C.B. Fujimaki M., Hirenzaki S. et al.** — RIKEN-AF-NP-126, 1992, RIKEN.
96. **Hirenzaki S. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1993, v.A552, p.57.
97. **Kohno M.** — *Phys. Rev.*, 1993, v.C48, p.1322.
98. **Roussel-Chomaz P., Alamanos N., Delbourgo-Salvador P.** — Preprint GANIL P95-09, 1995.
99. **Suzuki Y., Yabana K., Ogawa Y.** — *Phys. Rev.*, 1993, v.C47, p.1317.
100. **Chaudhuri A.K.** — *Phys. Rev.*, 1994, v.C49, p.1603.
101. **Varner R.L., Thompson W.J., McAbee T.L. et al.** — *Phys. Rep.*, 1991, v.201, p.57.
102. **Brieva F., Rook J.R.** — *Nucl. Phys.*, 1977, v.A291, p.299.
103. **Yamaguchi N., Nagata S., Matsuda T.** — *Prog. Theor. Phys.*, 1983, v.70, p.459.
104. **Goncharov S.A., Korshennnikov A.A.** — RIKEN-AF-NP-163, 1993, RIKEN.
105. **Гончаров С.А., Коршенинников А.А.** — *ЯФ*, 1995, т.58, с.1393.
106. **Zhukov M.V., Korshennnikov A.A., Smedberg M.S.** — *Phys. Rev.*, 1994, v.C50, p.R1.
107. **Myers W.D.** — *Nucl. Phys.*, 1973, v.A204, p.465.
108. **Myers W.D., K.-H.Schmidt** — *Nucl. Phys.*, 1983, v.A410, p.61.
109. **Sorensen J.H., Winther A.** — *Nucl. Phys.* 1992, v.A550, p.329.
110. **Chulkov L.V., Bertulani C.A., Korshennnikov A.A.** — *Nucl. Phys.*, 1995, v.A587, p.291.
111. **Tanihata I.** — *Nucl. Phys.*, 1988, v.A478, p.795c.
112. **Mermaz M.C.** — *Phys. Rev.*, 1994, v.C50, p.2620.
113. **Yamagata T., Yuasa K. et al.** — *Phys. Rev.*, 1989, v.C39, p.873.
114. **Fayans S.A., Platonov A.P., Graw G., Hofer D.** — *Nucl. Phys.*, 1994, v.A577, p.557.
115. **Villari A.C.C. et al.** — *Phys. Lett.*, 1991, v.B268, p.345.
116. **Warner R.E. et al.** — *Phys. Rev.*, 1995, v.C52, p.R1166.
117. **Brandan M.E., Satchler G.R.** — *Nucl. Phys.*, 1988, v.A487, p.477.
118. **Kox S., Gamp A. et al.** — *Phys. Lett.*, 1985, v.B159, p.15.
119. **Князьков О.М., Кухтина И.Н., Фаянс С.А.** — В сб.: Тез. докладов Межд. сов. по яд. спектроскопии и структ. ат. ядра. М.: Наука, 1996, с.101.
120. **Ефимов И.Н.** — *ЯФ*, 1970, т.12, с.1080; *Comm. Nucl. Part. Phys.*, 1990, v.19, p.271.
121. **Мигдал А.Б.** — *ЯФ*, 1972, т.16, с.427.

122. **Sagawa H.** — In: Proc. Int. Symp. on Structure and Reactions of Unstable Nuclei (Niigata, 1991). Eds. Ikeda K. and Suzuki Y. Singapore: World Scientific, 1992, p. 149.
123. **Fayans S.A., Ershov S.N., Svinareva E.F.** — Phys. Lett., 1992, v.B292, p.239.
124. **Nguyen Van Giai** — Phys. Lett., 1981, v.B105, p.11.
125. **Fayans S.A., Palichik V.V., Pyatov N.I.** — Z. Phys., 1982, v.A308, p.145.
126. **Timofeyuk N.K., Baye D., Descouvemont P.** — Nucl. Phys., 1993, v.A551, p.1.
127. **Danilin B.V., Thompson I.J., Zhukov M.V. et al.** — Phys. Lett., 1994, v.B333, p.299.
128. **Sagawa H., Van Giai N., Takigawa N. et al.** — Z. Phys., 1995, v.A351, p.385.
129. **Combort J.R., Karp B.C.** — Phys. Rev., 1980, v.C21, p.2162.
130. **Love W.G.** — In: The Reaction and the Nucleon-Nucleon Force. Eds. Goodman C.D., Austin S.M., Bloom S.D., Rapaport J. and Satchler G.R. N.Y. Plenum Press, 1979, p.23.
131. **Love W.G., Franey M.A.** — Phys. Rev., 1981, v.C24, p.1073; 1985, v.C31, p.488.
132. **Fabrichi E. et al.** — Phys. Rev., 1980, v.C21, p.844.
133. **Smith S.M. et al.** — Nucl. Phys. 1973, v.A207, p.273.
134. **Bertulani C.A., Sagawa H.** — Phys. Lett., 1993, c.B300, p.205.