

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3834/82

16/8-82

P4-82-396

С.П.Иванова, О.М.Князьков, Ю.В.Хрисанфов

ПРИМЕНЕНИЕ ФОЛДИНГ-МОДЕЛИ
К ОПИСАНИЮ РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ
НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ
НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время для описания взаимодействия частиц низких энергий с ядрами интенсивно развиваются полумикроскопические подходы^{/1/}. При таком описании реальная часть оптического потенциала /ОП/ и формфакторы неупругих переходов, в отличие от феноменологических подходов, не содержат свободных параметров и строятся на основе информации об эффективных нуклон-нуклонных силах и распределении вещества в ядре и налетающей частице. При этом оказывается существенным учет обменных нуклон-нуклонных корреляций, связанных с проявлением принципа Паули, а также многочастичных корреляций, моделируемых обычно зависимостью эффективных сил от плотности распределения вещества в ядре.

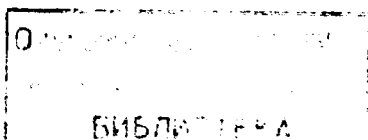
Среди полумикроскопических подходов своей простотой и универсальностью выделяется фолдинг-модель /метод свертки/^{/2-4/}. Эта модель в равной степени применима и к сферическим, и к деформированным ядрам. Фолдинг-потенциалы строятся как для простых, так и для составных частиц. В такой модели возможен учет обменных эффектов и зависимости эффективных сил от плотности. Во многих работах упрощенная фолдинг-модель /без обменных и многочастичных корреляций/ применялась к описанию упругого и неупругого рассеяния частиц на ядрах. Учет корреляций такого типа при анализе угловых распределений упруго и неупруго рассеянных частиц на деформированных ядрах проводился только в отдельных работах /см., например, /5,8/ /, что связано с громоздким аппаратом и вычислительными трудностями.

2. ФОРМАЛИЗМ МОДЕЛИ

Рассмотрим взаимодействие нуклонов с деформированными ядрами. В случае распределения вещества в ядре, отличном от сферически-симметричного, радиус половинного спада плотности может быть записан в следующем виде /для конкретности ограничимся аксиально-симметричным распределением/:

$$R = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda 0}^p Y_{\lambda 0}(\theta, \phi) \right], \quad /1/$$

где $\beta_{\lambda 0}^p$ - параметры деформации ядра. Плотность распределения вещества в ядре и потенциал взаимодействия нуклона с ядром



могут быть тогда разложены в ряд по мультиполям:

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{\lambda} \rho_{\lambda 0}(r) Y_{\lambda 0}(\theta, \phi), \quad /2/$$

$$U(\vec{r}) = \sum_{\lambda} U_{\lambda 0}(r) Y_{\lambda 0}(\theta, \phi). \quad /3/$$

Здесь $\rho_{\lambda 0}(r)$ ($\lambda \neq 0$) - компоненты так называемой переходной плотности; $U_0(r) = U_{00}(r) / \sqrt{4\pi}$ имеет смысл вещественной части ОП, а $U_{\lambda 0}(r)$ ($\lambda \neq 0$) являются формфакторами неупругих переходов с передачей момента λ . В стандартной коллективной модели рассеяния частиц на ядрах $^{7/}$ $U_{\lambda 0}(r)$ не зависит от передаваемого момента. Такой подход не согласуется с конечным радиусом действия эффективных нуклон-нуклонных сил и принципом Паули. Другим недостатком макроскопического подхода является наличие большого числа подгоночных параметров. К ним относятся параметры ОП и параметры деформации потенциала $\beta_{\lambda 0}^v$, причем они не совпадают с параметрами деформации ядра $\beta_{\lambda 0}^p$ /см. раздел 5/. Все эти параметры не имеют однозначного определения.

Потенциалы $U(\vec{r})$, построенные в фолдинг-модели, лишены этих недостатков. Исходными для их построения являются эффективные нуклон-нуклонные силы и плотность распределения вещества в ядре. Потенциал фолдинг-модели, содержащий прямой и обменный члены, имеет следующий вид:

$$U(\xi, \xi') = \delta(\xi - \xi') \int \rho(\xi'') V^{\text{эфф}}(\xi, \xi'') d\xi'' + V^{\text{эфф}}(\xi, \xi') \rho(\xi, \xi'). \quad /4/$$

Здесь $\rho(\xi, \xi')$ - смешанная или обменная плотность, связанная с учетом антисимметризации, переменные ξ включают в себя как пространственные координаты, так и спиновые и изоспиновые переменные, $V^{\text{эфф}}(\xi, \xi')$ - эффективные нуклон-нуклонные силы.

Таким образом, в соответствии с /4/ реальная часть ОП и формфакторы неупругих переходов в фолдинг-модели однозначно определяются заданием параметров эффективных сил и плотности распределения вещества в ядре, а также моделированием обменной плотности $\rho(\xi, \xi')$. Все эти параметры определяются из данных, независимых по отношению к рассеянию нуклонов на ядрах, что позволяет развить в рамках такого подхода последовательную схему описания экспериментальных результатов по рассеянию.

Вследствие учета принципа Паули фолдинг-потенциал является нелокальным. Характерная величина нелокальности непосредственно связана с радиусом действия эффективных сил, которые являются короткодействующими. В силу этого можно от нелокального потенциала перейти к локальному, но зависящему от энергии, в соответствии с процедурой, изложенной в $^{8/}$. Разлагая все величины в /4/ по мультиполям и проводя суммирование по спиновым и изоспиновым переменным, будем иметь в локальном прибли-

жении для компонент фолдинг-потенциала следующие выражения $^{8/}$:

$$U_{L0}(r) = V^D \int_0^{\infty} \rho_{L0}(r') f_{L0}(r, r') (r')^2 dr' + \quad /5/$$

$$+ V^E \sum_{\lambda \lambda'} S_{L\lambda\lambda'} \int_0^{\infty} f(s) \rho_{\lambda 00}(r, s) J_{\lambda}(k, r, s) s^2 ds,$$

$$S_{L\lambda\lambda'} = \left[\frac{(2\lambda+1)(2\lambda'+1)}{2L+1} \right]^{1/2} C(\lambda 0 \lambda' 0 | L 0), \quad /6/$$

$$\rho_{\lambda 00}(r, s) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int \rho(\vec{r}, \vec{r} + \vec{s}) Y_{\lambda 0}(\omega_{\vec{r}}) d\omega_{\vec{r}} d\omega_{\vec{s}}, \quad /7/$$

$$k^2(\vec{r}) = \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(\vec{r}) - V_C(r)]. \quad /8/$$

Здесь $f_{L0}(r, r')$, $\rho_{L0}(r')$, $\rho_{\lambda 00}(r, s)$ и $J_{\lambda}(k, r, s)$ - соответствующие компоненты в разложениях $V^{\text{эфф}}(|\vec{r} - \vec{r}'|)$, $\rho(\vec{r})$, $\rho(\vec{r}, \vec{r} + \vec{s})$ и сферической функции Бесселя $j_0(k(\vec{r})s)$ по мультиполям; $C(\lambda 0 \lambda' 0 | L 0)$ - коэффициенты Клебша-Гордана; V^D и V^E - соответствующие вклады эффективного взаимодействия в прямой и обменный член фолдинг-потенциала; $V_C(r)$ - кулоновский потенциал.

Обсудим формулу /5/. Второе слагаемое в ней учитывает обменные корреляции, обусловленные действием принципа Паули. Довольно часто в фолдинг-модели, особенно для составных частиц, принцип Паули учитывают эффективно. В этом случае полагают $V^E = 0$ и к взаимодействию $V^D f(s)$ добавляют псевдопотенциал нулевого радиуса действия $^{4,9/}$. Такой простой учет обменных эффектов позволяет получить аналитические выражения для потенциалов и формфакторов неупругих переходов в формализме аналитической фолдинг-модели $^{10-12/}$. Однако для описания сечений неупругого рассеяния при этом пришлось бы вводить дополнительную λ -зависимость псевдопотенциала. В настоящей работе, в отличие от приближения псевдопотенциала, обменные эффекты рассматриваются в явном виде.

В формуле /5/ искомые величины $U_{L0}(r)$ входят также в величину $k(\vec{r})$. Таким образом, для построения $U_{L0}(r)$ нужно применять громоздкую итерационную процедуру $^{8/}$. Это обстоятельство существенно затрудняет извлечение параметров $\beta_{\lambda 0}^p$ при анализе экспериментальных данных по рассеянию, так как при небольшом варьировании этих параметров всякий раз приходилось бы применять итерационную схему для вычисления $U_{L0}(r)$.

Метод расчета может быть значительно упрощен $^{13/}$, если использовать в выражении /5/ теорему умножения для функции Бесселя, а также свойство короткодействия эффективных сил. Тогда $U_{L0}(r)$ можно разложить в ряд по степеням $\beta_{\lambda 0}^p$. Ограничимся членами первого и второго порядка по $\beta_{\lambda 0}^p$, в результате получим

$$U_{L0}(r) = U_{L0}^D(r) + I_{L0}(r) + \frac{m}{\hbar^2 k_0(r)} \sum_{\lambda\lambda'} S_{L\lambda\lambda'} I_{\lambda\lambda'}(r) \{ U_{\lambda'0}^D(r) + I_{\lambda'0}(r) \}, \quad /9/$$

$$U_{L0}^D(r) = V_0^D \int_0^\infty \rho_{L0}(r') f_{L0}(r, r') (r')^2 dr', \quad /10/$$

$$I_{L0}(r) = \sqrt{4\pi} V_0^E \int_0^\infty f(s) \rho_{L00}(r, s) j_0(k_0(r)s) s^2 ds, \quad /11/$$

$$I_{L1}(r) = V_0^E \int_0^\infty f(s) \rho_{L00}(r, s) j_1(k_0(r)s) s^3 ds, \quad /12/$$

$$k_0^2(r) = \frac{2m}{\hbar^2} [E - U_0^D(r) - V_C(r)], \quad /13/$$

$$U_0^D(r) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} U_{00}^D(r), \quad /14/$$

$j_0(k_0(r)s)$ и $j_1(k_0(r)s)$ - сферические функции Бесселя.

Обсудим формулы /9/-/14/, которые представляют собой замкнутую систему соотношений для построения потенциалов и формфакторов неупругих переходов с учетом обменных эффектов. Поскольку $\rho_{\lambda 0}(r)$ и $\rho_{\lambda 00}(r, s)$ пропорциональны $\beta_{\lambda 0}^p$, первое и второе слагаемые в /9/ линейны по $\beta_{\lambda 0}^p$, а $\sum_{\lambda\lambda'}$ содержит как линейные по $\beta_{\lambda 0}^p$ /при λ или λ' , равных нулю/, так и квадратичные по $\beta_{\lambda 0}^p$ члены. В отличие от формулы /5/ все интегралы, входящие в /9/, не зависят от $\beta_{\lambda 0}^p$. Это обстоятельство существенно упрощает расчет величин $U_{L0}(r)$, а также позволяет извлекать параметры $\beta_{\lambda 0}^p$ при анализе экспериментальных данных по рассеянию, не используя громоздкой итерационной процедуры. Из /5/ и /9/ следует, что в L-компоненту потенциала дают вклад компоненты плотности с λ , отличным от L. Следовательно, за счет обменных корреляций появляется дополнительная связь каналов. Например, даже если $\beta_{40}^p = 0$, в методе искаженных волн /МИВ/ амплитуда рассеяния для перехода $|0^+ \rangle \rightarrow |4^+ \rangle$ будет отлична от нуля из-за наличия $\sum_{\lambda\lambda'}$ в /9/.

Наряду с реальной центральной частью ОП, используемый в МИВ и методе связанных каналов /МСК/, содержит также потенциал поглощения и спин-орбитальный член. Что касается последнего, то его расчет возможен и проводился на основе формализма фолдинг-модели /14/. Потенциал поглощения имеет динамическую природу /15/ и связан с вкладом в сечение рассеяния каналов, явно не рассматриваемых в МИВ или МСК. Его расчет в полном объеме в настоящее время затруднителен, поэтому обычно в качестве потенциала поглощения используют мнимую часть феноменологического ОП.

В заключение отметим, что в эмпирический потенциал вводится слабая энергетическая зависимость. В нашем случае энергетическая зависимость фолдинг-потенциала и формфакторов неупругих

переходов является следствием нелокальности потенциала, то есть учета принципа Паули во взаимодействии налетающей частицы с ядром-мишенью. Сравнивая вычисленные при различных энергиях падающей частицы сечения с экспериментальными, определяем, насколько хорошо предлагаемый подход воспроизводит эту зависимость.

3. ОПИСАНИЕ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ЯДРЕ ^{26}Mg

Применим полученные в предыдущем разделе результаты к описанию упругого и неупругого рассеяния протонов на ядре-мишени ^{26}Mg . Остановимся на выборе величин, входящих в формулы /9/-/14/. Эффективные нуклон-нуклонные силы могут быть построены на основе взаимодействия, описывающего рассеяние свободных нуклонов, в рамках теории конечной ядерной материи /1/. Такие эффективные взаимодействия зависят от энергии, плотности распределения вещества в ядре и имеют сложную структуру, затрудняющую проведение численных расчетов. В данной работе использованы эффективные силы, удовлетворительно описывающие данные по низкоэнергетическому NN- и $\alpha\alpha$ -рассеянию и применявшиеся для расчета кластерных характеристик ядер /16/. В качестве радиальной зависимости $\rho_0(r)$ выбрано фермиевское распределение с параметрами, извлеченными из рассеяния электронов на ^{26}Mg /17/. Параметры деформации ядра взяты из работы /18/: $\beta_{20}^p = 0,444$ и $\beta_{40}^p = -0,024$ /в настоящей работе не учитываются различия в параметрах деформации ядра и заряда/. Компоненты переходной плотности предполагаем сосредоточенными на поверхности ядра:

$$\rho_{\lambda 0}(r) = -\beta_{\lambda 0}^p r \frac{d\rho_0(r)}{dr}. \quad /15/$$

Для обменной плотности $\rho(\vec{r}, \vec{r}')$ используется модифицированное слэтеровское выражение из работы /19/.

После того, как выбраны $V^{\text{ФФ}}(\vec{r}, \vec{r}')$, $\rho(\vec{r})$ и $\rho(\vec{r}, \vec{r}')$, не остается ни одного свободного параметра в расчете $U(\vec{r})$, то есть реальной части ОП и формфакторов неупругих переходов. Далее с этими потенциалами и формфакторами рассчитаны с использованием стандартных программ оптической модели /ОМ/ и МИВ дифференциальные сечения упругого и неупругого /с возбуждением состояния $|2_1^+\rangle$, $E(2_1^+) = 1,805$ МэВ/ рассеяния протонов. Вычисленные угловые распределения /сплошные кривые/ для энергий протона $E_p = 23,95$ и $17,5$ МэВ приведены вместе с экспериментальными точками на рис. 1 и 2 соответственно. Экспериментальные данные взяты из работ /20/ / $E_p = 23,95$ МэВ/ и /21/ / $E_p = 17,5$ МэВ/.

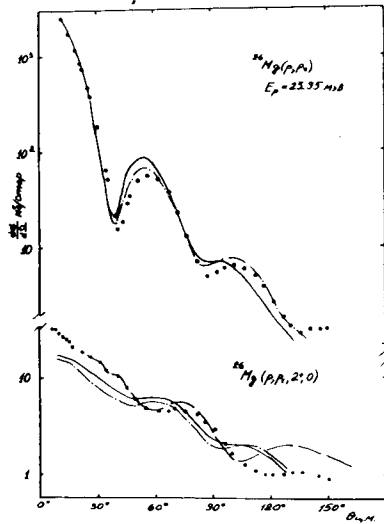


Рис.1. Угловые распределения упруго и неупруго /с возбуждением состояния $|2_1^+\rangle$ / рассеянных на ^{26}Mg протонов с энергией 23,95 МэВ. Сплошные линии - расчет с учетом обменных эффектов $d=0$; штрихпунктирные - $d = 525 \text{ МэВ } \text{Фм}^6$; прерывистая - расчет в рамках стандартного МИВ, точки - экспериментальные данные.

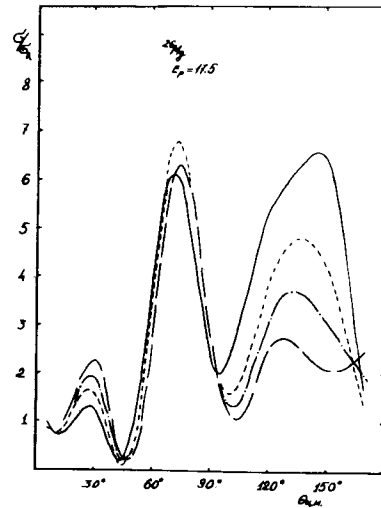


Рис.2. Угловые распределения упруго и неупруго /с возбуждением состояния $|2_1^+\rangle$ / рассеянных на ^{26}Mg протонов с энергией 17,5 МэВ. Штриховые линии - расчет без учета обменных эффектов. Остальные обозначения те же, что и на рис.1.

Таблица 1

Параметры оптического потенциала, используемые в расчетах по оптической модели и методу искаженных волн

E_p	V	r_{0v}	a_v	W_s	r_{0w}	a_w	V_{s0}	r_{s0}	a_{s0}	Ссылки
9,1	-47,8	1,25	0,770	11,2	1,25	0,501	-7,5	1,25	0,47	/23/
17,5	-46,9	1,25	0,65	11,0	1,25	0,47	-7,5	1,25	0,65	/19/
23,95	-44,3	1,22	0,52	10,2	1,36	0,40	-8,6	1,29	0,96	/20/

Как отмечалось выше, в настоящем подходе не рассчитывается потенциал поглощения. Параметры мнимой части ОП /рассматривается поверхностное поглощение/ так же, как и параметры спин-орбитального члена, взяты из работ /20/ и /21/ /см. табл.1/. Кулоновское взаимодействие учитывалось стандартным способом, в виде потенциала равномерно заряженной сферы с радиусом $R_C = 1,25 A^{1/3} \text{ Фм}$.

Обсудим результаты расчета дифференциальных сечений.

$E_p = 23,95 \text{ МэВ}$. Теоретический расчет с учетом обменных эффектов /сплошные линии/ в целом удовлетворительно описывает угловые распределения как для упругого, так и для неупругого рассеяния. Для воспроизведения абсолютной величины сечения неупругого рассеяния не требуется существенной перенормировки параметра β_{20}^p , хотя увеличение сечений при малых углах и небольшие осцилляции в средней области углов описываются недостаточно хорошо. В работе /20/ проведен анализ этих экспериментальных данных, а также неупругого рассеяния в случае возбуждения ряда других состояний ^{26}Mg в рамках макроскопических подходов /ОМ, МИВ и МСК/. Сечение упругого рассеяния было описано достаточно хорошо и при этом извлечены параметры ОП, они приведены в табл.1 /третья строка/. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния были вычислены в МИВ /прерывистая линия/ и в двух версиях МСК. Из рис.1 видно, что расчет в МИВ существенно завышает сечение при больших углах как по сравнению с экспериментом, так и по сравнению с теоретическим расчетом в данном подходе. Однако при этом хорошо описывается сечение неупругого рассеяния при малых углах. Учет связи каналов существенно улучшает /20/ согласие с экспериментальными данными при больших углах. Заметим, что в /20/ $\beta_{20}^v = 0,387 / \text{см}$. табл.2/, в то время как значение β_{20}^v , полученное в данной работе /см. раздел 5/, равно 0,344.

$E_p = 17,5 \text{ МэВ}$. На рис.2 представлены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния, вычисленные в данном подходе с учетом /сплошные линии/ и без учета /штриховые линии/ принципа Паули. Можно видеть, что обменные эффекты вносят существенный вклад в сечение упругого и неупругого рассеяния на большие углы, улучшая согласие с экспериментальными данными. Описание экспериментальных результатов в целом удовлетворительное, хотя не описывается увеличение сечений неупругого рассеяния при малых углах и недостаточно хорошо воспроизводятся изменения сечений неупругого рассеяния в средней области углов. На рис.2 приведен также расчет сечения упругого рассеяния в ОМ с параметрами ОП из /21/ и неупругого рассеяния в рамках обычного МИВ /21/ /прерывистые линии/. Видно, что оптико-модельный расчет не дает увеличения сечения упругого рассеяния при

больших углах, а в случае неупругого рассеяния не описывается увеличением сечений при малых углах.

Подводя итоги этого обсуждения, отметим следующее. По совокупности приведенных данных /четыре экспериментальных угловых распределения/ развиваемый подход описывает сечения упругого и неупругого рассеяния в целом не хуже, чем макроскопические подходы ОМ и МИВ. В отличие от этих подходов в данной модели отсутствуют в качестве подгоночных параметров параметры реальной части ОП и параметры β_{20}^V . Используемые потенциалы поглощения, как отмечалось выше, взяты фиксированными из работ /20/ и /21/. Таким образом, в расчетах, проведенных в настоящей работе, полностью отсутствуют свободные параметры.

Цель проведенного исследования состояла не в том, чтобы детально описать экспериментальные данные, а в том, чтобы показать эффективность полумикроскопического подхода в воспроизведении на единой основе без свободных параметров данных по упругому и неупругому рассеянию при различных энергиях. Для получения более детального описания экспериментальных сечений в данном подходе имеется ряд возможностей. Во-первых, допустимо варьирование параметров потенциала поглощения, поскольку они должны быть согласованы с реальной частью ОП. Такое варьирование /как показали проведенные расчеты/ позволяет уменьшить величину χ_{\min}^2 при описании упругого рассеяния. Во-вторых, существенным является учет связи каналов при вычислении сечений неупругого рассеяния. Наконец, из теоретического рассмотрения следует, что $U_n(r)$ должны быть разными во входном и выходном каналах. Эта разница не учитывалась. Определенный вклад в сечение рассеяния могут давать и не прямые процессы.

4. УЧЕТ ПЛОТНОСТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНЫХ СИЛ

В предыдущем разделе отмечалось, что эффективные нуклон-нуклонные силы должны зависеть от энергии и от плотности распределения вещества в ядре /см. также /1,22/. Исследуем вопрос о влиянии плотностной зависимости $V_{\text{эфф}}(\vec{r}, \vec{r}')$ на сечение рассеяния протонов ядрами. Поскольку такая зависимость проявляется в результате моделирования многочастичных корреляций, а также трехчастичных сил, действующих в ядерной среде, то можно сделать вывод о влиянии многочастичных корреляций на угловое распределение рассеянных частиц. Что касается энергетической зависимости фолдинг-потенциала и формфакторов неупругих переходов, то она в данном подходе всецело обусловлена эффектом нелокальности, связанным с проявлением принципа Паули. Эффективные нуклон-нуклонные силы считаются не зависящими от энергии, введение такой зависимости потребовало бы дополнительных параметров.

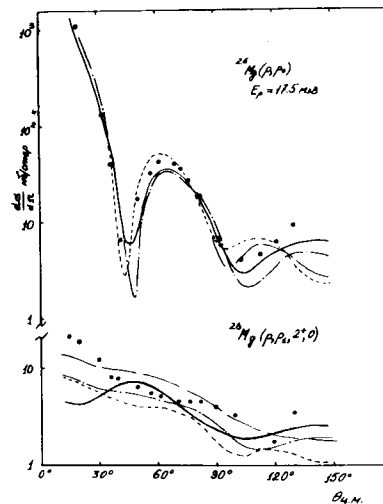


Рис.3. Отношение дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов с энергией 17,5 МэВ на ^{26}Mg к резерфордским сечениям, вычисленных с учетом обменных эффектов и плотностной зависимости эффективных сил. Сплошная линия - $d=0$, штриховая - $d=350$ МэВ Фм⁶, штрихпунктирная - $d=525$ МэВ Фм⁶, прерывистая - $d=700$ МэВ Фм⁶.

В наиболее простой форме плотностная зависимость эффективного взаимодействия может быть учтена в линейном приближении по $\rho(\vec{r})$ и в δ -приближении по радиальной зависимости:

$$V_{\rho}^{\text{эфф}}(\vec{r}, \vec{r}') = d \rho\left(\frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2}\right) \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad /16/$$

константа d определяется из условия насыщения ядерных сил. Подставляя /16/ в первое слагаемое выражения /4/ и разлагая его по мультиполям, будем иметь

$$U_{\rho L 0}(r) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} d \sum_{\lambda \lambda'} S_{L \lambda \lambda'} \rho_{\lambda 0}(r) \rho_{\lambda' 0}(r), \quad /17/$$

где $S_{L \lambda \lambda'}$ определяются /6/. Если сравнить /17/ с /9/, то нетрудно видеть, что $U_{\rho L 0}$ имеют такую же структуру, как и третье слагаемое в /9/. Таким образом, плотностная зависимость эффективных сил приводит так же, как и обменные эффекты, к дополнительной связи каналов.

С целью изучения влияния плотностного члена на дифференциальные сечения упругого рассеяния был проведен расчет для нескольких значений параметра d : $d_1=0$, $d_2=350$ МэВ Фм⁶, $d_3=525$ МэВ Фм⁶, $d_4=700$ МэВ Фм⁶. На рис.3 представлены отношения полных сечений упругого рассеяния протонов на ^{26}Mg к резерфордским сечениям, вычисленные при $E_p=17,5$ МэВ. Можно видеть, что многочастичные корреляции, моделируемые плотностной зависимостью эффективных сил, существенно влияют на сечение упругого рассеяния в задней полусфере.

На рис.1 и 2 приведены результаты расчета сечения упругого и неупругого рассеяния с учетом плотностного члена /штрихпунктирные линии/ со значением $d=525$ МэВ Фм⁶. Из рис.1 и 2 следует, что учет плотностной зависимости эффективных сил не ухудшает в целом согласия теоретических результатов с экспериментальными данными. Однако эти расчеты можно рассматривать скорее как

методические, поскольку при использовании /16/ параметры взаимодействия подвергнутся перенормировке, для учета которой необходимо решение отдельной сложной задачи, выходящей за рамки данной работы.

5. КВАДРУПОЛЬНАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ^{26}Mg И ПРЯМОЙ МЕХАНИЗМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Применение развиваемого подхода к анализу экспериментальных данных по неупругому рассеянию протонов на деформированных ядрах позволяет решать следующие задачи. Если в рассеянии преобладает прямой механизм, то из анализа экспериментальных данных извлекаются параметры $\beta_{\lambda 0}^p$, в частности, параметр квадрупольной деформации ядра $\beta_{\lambda 0}^p$. Если же в сечении рассеяния дают вклад также не прямые процессы, но при этом известны параметры $\beta_{\lambda 0}^p$ из других экспериментов или теоретических расчетов, то в рамках данного подхода можно определять абсолютный вклад прямого механизма. Первая задача обычно решается при анализе экспериментальных угловых распределений в стандартных МИВ и МСК. Вторая же задача в этих подходах не может быть решена, поскольку в них фигурируют параметры деформации потенциала $\beta_{\lambda 0}^v$, а не параметры деформации ядра $\beta_{\lambda 0}^p$. Поэтому вклад прямого механизма может быть определен только с точностью до отношения $(\beta_{\lambda 0}^v / \beta_{\lambda 0}^p)^2$, которое может значительно отличаться от единицы, особенно для больших λ /11/.

Из анализа, проведенного в работах /20,21/, следует, что при $E_p = 23,95$ и $17,5$ МэВ неупругое рассеяние протонов на ^{26}Mg с возбуждением состояния $|2_1^+\rangle$ описывается, в основном, как прямой процесс. Расчеты, проделанные в данной работе /раздел 3/, показывают, что при $\beta_{20}^p = 0,444$ и $\beta_{40}^p = -0,024$ величина сечения неупругого рассеяния воспроизводится при этих энергиях удовлетворительно. Поэтому представляет интерес проведение расчетов с этими же параметрами деформации сечений неупругого рассеяния протонов при более низких энергиях, где существенный вклад в рассеяние вносят не прямые процессы.

На основе формализма, изложенного в разделе 3, вычислены угловые распределения упруго и неупруго рассеянных протонов с энергией $E_p = 9,1$ МэВ на ^{26}Mg /см. рис.4, сплошные и штрихпунктирные линии/. Можно видеть, что в этом случае упругое рассеяние воспроизводится хуже, чем при других энергиях. В случае неупругого рассеяния описывается общая тенденция увеличения сечения с увеличением угла рассеяния, за исключением области углов рассеяния $110-115^\circ$. Величина сечения неупругого рассеяния примерно в 2,5 раза меньше экспериментального сечения.

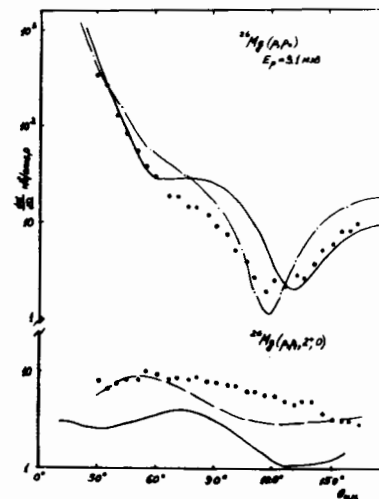


Рис.4. Угловые распределения упруго и неупруго /с возбуждением состояния $|2_1^+\rangle$ / рассеянных на ^{26}Mg протонов с энергией 9,1 МэВ. Прерывистая линия - расчет в рамках стандартного МИВ с учетом статистического механизма по методу Хайзера-Фешбаха. Остальные обозначения те же, что и на рис.1.

Обсудим полученные результаты. При энергии протонов $E_p = 9,1$ МэВ существенный вклад в сечение рассеяния вносят не прямые процессы, в частности, статистический механизм рассеяния /23/. Кроме того, как отмечалось в разделе 3, параметры потенциала поглощения в данном

подходе допускают варьирование /в расчете параметры мнимой части ОП взяты фиксированными из /23/ /. Таким образом, учет обоих этих факторов может улучшить описание экспериментального сечения упругого рассеяния. В работе /23/ показано, что при возбуждении состояния $|2_1^+\rangle$ в ^{26}Mg статистический вклад в сечение неупругого рассеяния составляет 50%. Следовательно, теоретический расчет настоящей работы /штрихпунктирная линия в нижней части рис.4/ в целом удовлетворительно воспроизводит вклад прямого процесса. На этом же рисунке приведен результат расчета /23/ в рамках МИВ с учетом статистического вклада по методу Хаузера-Фешбаха /прерывистая линия/. Сравнивая оба эти расчета и имея в виду, что в настоящей работе рассматривается не вклад статистического механизма, а различия в используемых параметрах квадрупольной деформации потенциала β_{20}^v /см.табл.2/, можно сделать вывод, что при $E_p = 9,1$ МэВ развиваемый подход описывает прямой механизм неупругого рассеяния не хуже, чем макроскопический подход. Параметр β_{20}^v в данной работе не является свободным, поэтому в связи с соображениями, изложенными в начале раздела, можно считать, что определен вклад прямого механизма в неупругое рассеяние протонов на ^{26}Mg при $E_p = 9,1$ МэВ.

Сравним параметры квадрупольной деформации ^{26}Mg , полученные в данной работе, с известными в литературе. Используемое для параметра квадрупольной деформации ядра β_{20}^p значение 0,444, как следует из раздела 3, требует лишь небольшой перенормировки. А параметр β_{20}^v в данном подходе вычисляется по следующей формуле /11/:

$$\beta_{20}^v = \frac{4\pi}{5} \frac{\int U_{20}(r)r^4 dr}{\int U_0(r)r^4 dr} \quad /18/$$

где $U_{20}(r)$ и $U_0(r)$ вычисляются по формулам /9/-/15/. В результате получим $\beta_{20}^v = 0,344$ при $E_p = 17,5$ МэВ. Это значение вместе со значениями β_{20} , полученными в других работах, приведены в табл.2.

Таблица 2

Параметры квадрупольной деформации ^{26}Mg

β_{20}	Метод	Ссылка
$0,39 \pm 0,03$	$L(2_1^+)$	/24/
$0,37 \pm 0,01$	$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	/25/
β_{20}^p $0,42 \pm 0,02$	$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	/26/
$0,40 \pm 0,1$	$Q_2(2_1^+)$	/27/
$0,444$	Метод Хартри-Фока	/18/
$0,28 \pm 0,01$	104 МэВ (α, α') МСК	/28/
$0,29$	42 МэВ (α, α') МИВ	/29/
$0,44$	9,1 МэВ (ρ, ρ') МИВ	/23/
$0,55$	9,1 МэВ (ρ, ρ') МИВ	/23/
β_{20}^v $0,387$	23,95 МэВ (ρ, ρ') МИВ	/20/
$0,367$	23,95 МэВ (ρ, ρ') МСК	/20/
$0,344$	17,5 МэВ (ρ, ρ') Фолдинг- модель Настоящая работа	
$0,26$	20,0 МэВ (α, α') Фолдинг- модель	/11/

Отметим некоторые закономерности в изменении β_{20} . Параметры деформации ядра, как правило, больше параметров деформации потенциала. Квадрупольная деформация альфа-частичного потенциала меньше квадрупольной деформации протонного потенциала. Эти факты находят объяснение в фолдинг-модели /11/. Параметры β_{20}^v по-

лученные в работе /23/, существенно больше значений β_{20}^v , найденных при других энергиях, что, по-видимому, связано с неявным вкладом в них не прямых процессов. Заметим, что, в отличие от других работ, в настоящей работе β_{20}^v не является свободным параметром, а вычисляется на основе информации о $\beta_{\lambda 0}^p$ и эффективных нуклон-нуклонных силах. Квадрупольная деформация потенциала в фолдинг-модели зависит от энергии. Но эта зависимость, обусловленная обменными эффектами, значительно слабее /5,30/, чем энергетическая зависимость β_{20}^v в феноменологических подходах /см., например, /31/. Последнее обстоятельство, как уже отмечалось, связано с неадекватным описанием механизмов рассеяния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты и выводы работы:

1. На основе фолдинг-модели развит простой формализм учета обменных и многочастичных корреляций во взаимодействии нуклонов низких энергий с деформированными ядрами.
2. Развитый полумикроскопический подход, свободный от подгоночных параметров, применен к описанию упругого и неупругого рассеяния протонов на ядре-мишени ^{26}Mg ; экспериментальные угловые распределения для энергий протона 23,95 и 17,5 МэВ воспроизводятся не хуже, чем в феноменологических подходах /оптическая модель и метод искаженных волн/.
3. Показано, что обменные и многочастичные корреляции, моделируемые плотностной зависимостью эффективных сил, вносят значительный вклад в формирование сечений упругого рассеяния в задней полусфере.
4. Вычислен вклад прямого процесса в рассеяние протонов с энергией 9,1 МэВ на ^{26}Mg .
5. Проанализирована связь между параметрами квадрупольной деформации ядра и потенциала и прямыми процессами в неупругом рассеянии частиц низких энергий на ядрах.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Ф.А.Гарееву, П.П.Зарубину, В.К.Лукьянову за полезные обсуждения вопросов, затронутых в работе, а также В.В.Бурову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Microscopic Optical Potentials. In: Lecture Notes in Phys., 1979, p.89; Proc.Hamburg, 1978 (ed H.V. von Geramb).
2. Greenless G.W., Pyle G.J., Tang Y.C. Phys.Rev., 1968, 171, p.1115.
3. Sinha B.C. Phys.Lett., 1975, 20C, p.1.
4. Satchler G.R., Love W.G. Phys.Lett., 1979, 55C, p.183.
5. Brieva F.A., Georgiev B.Z. Nucl.Phys., 1978, A308, p.27.
6. Georgiev B.Z., Mackintosh R.S. Nucl.Phys., 1978, A307, p.377.
7. Tamura T. Rev.Mod.Phys., 1965, 37, p.679.
8. Perey F.G., Saxon D.S. Phys.Lett., 1964, 10, p.107.
9. Satchler G.R., Love W.G. Phys.Lett., 1976, 65B, p.415.
10. Князьков О.М. Прогр. и тезисы XXIX Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", М., 1979, с.436; Вестник ЛГУ, сер.физ.,хим., 1980, 10, с.34.
11. Князьков О.М. ЯФ, 1981, 33, с.1176.
12. Hefter E.F., Knyazkov O.M. Jahrestagung der DPG/OPG, München, 1980, Vehr. DPGO 1980 (VI), 15, 1091; Knyazkov O.M., Hefter E.F. Z.Phys., 1981, A301, p.277.
13. Князьков О.М., Некрасов А.А. Прогр. и тезисы XXXII Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1982, с.422.
14. Moffa P.N. Phys.Rev., 1977, C16, p.1431.
15. Feshbach H. Ann.Phys., 1958, 5, p.357; 1962, 19, p.287.
16. Schmid E.W., Wildermuth K. Nucl.Phys., 1961, 26, p.463.
17. De Jager C.W., De Vries H., De Vries C. Atom. Data and Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.479.
18. Hamilton J.K., Mackintosh R.S. J.Phys., 1978, C4, p.547.
19. Campi X., Bouyssy A. Phys.Lett., 1978, B73, p.263.
20. Alons P.W.F., Blok H.P., von Hienen J.F.A. Phys.Lett., 1979, 83B, p.34.
21. Crawley G.M., Garvey G.T. Phys.Rev., 1967, 160, p.981.
22. Jeukenne J.-P., Mahaux C. Z.Phys., 1981, A302, p.233.
23. Herman M. et al. J.Phys., 1976, G2, p.831.
24. Wagner P. et al. Phys.Rev., 1975, C11, p.1622.
25. Lees E.W. et al. J.Phys., 1974, A7, p.936.
26. Хвастунов В.М. и др. ЯФ, 1970, 12, с.9.
27. Schwalm D. et al. Nucl.Phys., 1972, A192, p.449.
28. Rebel H. et al. Nucl.Phys., 1972, A182, p.145.
29. Blair J.S., Naqib I.M. Phys.Rev., 1970, C1, p.569.
30. Князьков О.М. В кн.: Сильные и слабые утверждения в ядерной спектроскопии и теории ядра. "Наука", М., 1981, с.126.
31. Антропов А.Е. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1976, 40, с.2205.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электроне. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
п4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Иванова С.П., Князьков О.М., Хрисанфов Ю.В. P4-82-396
Применение фолдинг-модели к описанию рассеяния протонов низких энергий на деформированных ядрах

На основе формализма фолдинг-модели развита расчетная схема, позволяющая простым способом вычислять вклад обменных и многочастичных корреляций во взаимодействие нуклонов низких энергий с деформированными ядрами. Вычислены дифференциальные сечения упругого и неупругого /с возбуждением состояния 2_1^+ / рассеяния протонов с энергией 23,95 и 17,5 МэВ на ядре-мишени ^{26}Mg . Получено удовлетворительное описание экспериментальных угловых распределений. Исследуется роль обменных и многочастичных корреляций в формировании сечений рассеяния на большие углы. Вычислен вклад прямого механизма в рассеяние протонов с энергией 9,1 МэВ на ^{26}Mg . Анализируется связь между квадрупольной деформацией ядра и потенциала и механизмами неупругого рассеяния протонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Ivanova S.P., Knyazkov O.M., Khrisanfov Yu.V. P4-82-396
Application of the Folding Model to Description of Low Energy Proton Scattering on Deformed Nuclei

On the basis of the folding model formalism a calculation scheme is developed which permits to calculate in a simple way the contribution of exchange and many-particle correlations into interaction of low energy nucleons with deformed nuclei. Differential cross sections of elastic and inelastic excitation 2_1^+ state scattering of 23.95 and 17.5 MeV protons on a ^{26}Mg nucleus-target are calculated. Satisfactory description of experimental angular distributions is obtained. The role of exchange and many-particle correlations in forming cross sections of scattering to large angles is studied. The contribution of the direct mechanism into 9.1 MeV proton scattering on ^{26}Mg is calculated. The relation between quadrupole deformation of a nucleus and potential and mechanisms of inelastic proton scattering is analysed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.
Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.