СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



Р4 - 10742

С.В.Акулиничев, В.М.Шилов

# ОПИСАНИЕ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1977

P4 - 10742

С.В.Акулиничев, В.М.Шилов

# ОПИСАНИЕ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Акулиничев С.В., Шилов В.М. P4 - 10742

Описание неупругого рассеяния частиц на деформированных ядрах

Для получения микроскопических переходных плотностей используется RPA с остаточным взаимодействием в виде спаривания частиц и дальнодействующих мультиполь-мультипольных сил. Для деформированных ядер рассматривается возбуждение как низколежащих состояний, так и гигантских мультипольных резонансов. В рамках DWBA рассчитаны сечения неупругого рассеяния электронов энергии 60-105 МэВ и в рамках теории Глаубера - сечения неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ. Показана, в частности, возможность исследования в этих реакциях мультипольных резонансов, отличных от E1 -резонанса. Проводится сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

**Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977**

Akulinichev S.V., Shilov V.M. P4 - 10742

Description of Particle Inelastic Scattering in Deformed Nuclei

The microscopic transitional densities are calculated in the RPA with the residual interaction in the form of pairing correlations and long-range multipole-multipole forces. The excitation low-lying states and giant multipole resonances in deformed nuclei are considered. The cross sections of inelastic scattering of 60-105 MeV electrons are calculated in the DWBA and those for 1 GeV protons in the Glauber theory. In particular, a possibility is shown for the study of multipole resonances, different from E1 -resonance, in these reactions. The results of calculations are compared with experimental data.

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

**Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977**

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Полумикроскопический подход к описанию структуры сложных ядер, изложенный в работе [1], основан на использовании сверхтекучей модели ядра и учете в рамках RPA остаточных дальнодействующих мультиполь-мультипольных сил. С использованием этого подхода широко проводилось исследование структуры деформированных ядер при низких энергиях [2], в области нейтронных резонансов [3] и в области гигантских мультипольных резонансов [4]. Результаты этих работ говорят о возможности единого описания в рамках полумикроскопического подхода структуры сложных ядер при низких, средних и высоких энергиях возбуждения. Однако до сих пор в качестве непосредственно рассчитываемой характеристики возбужденных состояний четных ядер в основном рассматривалась приведенная вероятность электромагнитного перехода B(EL). Вследствие этого недостаточно полной была проверка полученных модельных волновых функций, так как в величине B(EL) заключена далеко не вся информация о возбужденных состояниях ядер. Недостаточно знания B(EL) и для строгого описания неупругого рассеяния частиц на ядрах.

С другой стороны, неупругое рассеяние электронов, в силу возможности варьирования переданного импульса при определенной энергии возбуждения, стало очень надежным инструментом исследования свойств отдельных ядерных уровней. Кроме того, необходимо привлекать неупругое рассеяние частиц и для изучения гигантских резонансов высших мультипольностей, так как в фотоядерных реакциях доминирует E1 -резонанс.

Более полная информация о возбужденных состояниях заключена в переходных плотностях, которые можно непосредственно связать с сечениями неупругого рассеяния частиц [5–8]. В настоящей работе в рамках полумикроскопического подхода [1] получены уравнения для переходных плотностей, соответствующих возбуждению однофононных состояний в деформированных ядрах. На примере изотопов Sm проведен численный расчет переходных плотностей для низколежащих состояний и для гигантских мультипольных резонансов. С этими переходными плотностями рассчитаны в рамках DWBA сечения рассеяния электронов с энергией 60-105 *МэВ* и в рамках теории Глаубера - сечения рассеяния протонов с энергией 1 *ГэВ*. Заметим, что до настоящего времени не проводилось подобных расчетов сечений неупругого рассеяния частиц на деформированных ядрах с использованием модельных микроскопических переходных плотностей /расчет микроскопических переходных плотностей для некоторых квадрупольных состояний деформированных ядер был проведен в работе [9] /. В работе проводится анализ результатов расчетов и сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

## 2. *ПОЛУЧЕНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПЛОТНОСТЕЙ*

В используемом полумикроскопическом подходе гамильтониан ядра имеет вид:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{Q}\,, \qquad /1/$$

где $H_{av}$ - среднее поле ядра, описываемое потенциалом Саксона-Вудса, $H_{pair}$ - взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа, $H_Q$ - дальнодействующие мультиполь-мультипольные силы.

Диагонализацию гамильтониана H можно провести, если воспользоваться каноническим преобразованием Боголюбова для учета $H_{pair}$ и приближением случайных фаз (RPA) - для $H_Q$. Очень подробно процедура диагонализации гамильтониана проводится в работе [1].

Основное условие RPA можно сформулировать так [1]:

$$[A(\alpha,\beta), A(\alpha',\beta')] = \delta_{\alpha\alpha'}\delta_{\beta\beta'} + \delta_{\alpha\beta'}\delta_{\alpha'\beta}, \qquad /2/$$

где

$$A(\alpha,\beta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} a_{\alpha\sigma} a_{\beta-\sigma}, \quad a_{\alpha\sigma} \; (a^{+}_{\alpha\sigma}) -$$

- оператор уничтожения /рождения/ квазичастицы, выделенное квантовое число $\sigma = \pm 1$ связывает состояния, сопряженные относительно операции отражения времени.

Возбужденные состояния четно-четных ядер в рамках RPA можно описать как однофононные состояния, энергия которых является решением секулярного уравнения [1,10]:

$$1 = (\kappa_0^{(L)} + \kappa_1^{(L)})(X_g(n) + X_g(p)) - 4\kappa_0^{(L)}\kappa_1^{(L)} X_g(n) X_g(p), \qquad /3/$$

где $\kappa_0^{(L)}$, $\kappa_1^{(L)}$ - константы изоскалярного и изовекторного мультиполь-мультипольного взаимодействия,

$$X_g(n) = 2 \sum_{\alpha,\beta}^{N} \frac{\langle\beta| f^{L\mu} |\alpha\rangle^2 u^2_{\alpha\beta}\epsilon_{\alpha\beta}}{\epsilon^2_{\alpha\beta} - \omega^2}, \qquad /4/$$

$\mu$ - проекция момента на ось симметрии ядра, $\omega_g$ - энергия фонона, $\epsilon_{\alpha\beta}$ - двухквазичастичная энергия, $u_{\alpha\beta} = u_\alpha v_\beta + u_\beta v_\alpha$ / $u_\alpha$ и $v_\alpha$ - коэффициенты преобразования Боголюбова/, $f^{L\mu} = \frac{r^L}{\sqrt{2}}(Y_{L\mu} + (-1)^{\mu} Y_{L-\mu})$ для $\mu \neq 0$. Здесь и далее суммирование $\sum\limits_{N}$ /или $\sum\limits_{Z}$ / включает все уровни нейтронной /протонной/ системы в используемой одночастичной схеме. Оператор уничтожения фонона можно записать в виде [1]:

$$Q_g = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha,\beta \\ r = n,p}} \{ \psi^{g(r)}_{\alpha\beta} A(\alpha,\beta) - \phi^{g(r)}_{\alpha\beta} A^{+}(\alpha,\beta) \}, \qquad /5/$$

где

$$\Psi_{\alpha\beta}^{g(\tau)} = \frac{\langle \beta | f^{L\mu} | \alpha \rangle u_{\alpha\beta}}{\sqrt{2 N_g^{(\tau)}} \, (\epsilon_{\alpha\beta} - \omega_g)},$$

$$\phi_{\alpha\beta}^{g(\tau)} = \frac{\langle \beta | f^{L\mu} | \alpha \rangle u_{\alpha\beta}}{\sqrt{2 N_g^{(\tau)}} \, (\epsilon_{\alpha\beta} + \omega_g)}. \qquad /6/$$

Нормировочные множители из формулы /6/ можно представить следующим образом [1,10]:

$$N_g^{(n)} = y_g^{(n)} + y_g^{(p)} \left( \frac{(\kappa_0^{(L)} - \kappa_1^{(L)}) X_g(n)}{1 - (\kappa_0^{(L)} + \kappa_1^{(L)}) X_g(p)} \right)^2,$$

$$N_g^{(p)} = y_g^{(p)} + y_g^{(n)} \left( \frac{(\kappa_0^{(L)} - \kappa_1^{(L)}) X_g(p)}{1 - (\kappa_0^{(L)} + \kappa_1^{(L)}) X_g(n)} \right)^2, \qquad /7/$$

где

$$y_g^{(n,p)} = \sum_{\alpha,\beta}^{N,Z} \frac{\langle \beta | f^{L\mu} | \alpha \rangle^2 \, u_{\alpha\beta}^2 \, \epsilon_{\alpha\beta} \, \omega_g}{(\epsilon_{\alpha\beta}^2 - \omega_g^2)^2}.$$

Переходная плотность, по определению, выражается матричным элементом:

$$\rho_L^{(n,p)}(r) = \langle f \| M_{L\mu}^{(n,p)}(r) \| i \rangle, \qquad /8/$$

где $|i\rangle$ и $|f\rangle$ - начальное и конечное состояния ядра,

$$M_{L\mu}^{(n,p)}(r) = \sum_{\alpha}^{N,Z} \frac{\delta(r - r_\alpha)}{r_\alpha^2} Y_{L\mu}^*(\hat{r}_\alpha). \qquad /9/$$

Оператор $M_{L\mu}(r)$ при переходе к квазичастичному представлению можно записать так /стр. 285 [1]/:

$$M^{(n,p)}_{L\mu}(r) = \sum_{\alpha,\beta}^{N,Z} <\beta|M_{L\mu}(r)|\alpha>[v_{\alpha\beta}B(\alpha,\beta)+ \qquad /10/$$

$$+\frac{u_{\alpha\beta}}{\sqrt{2}}(A^{+}(\alpha,\beta)+A(\alpha,\beta))],$$

где

$$B(\alpha,\beta) = \sum_{\sigma} a^{+}_{\alpha\sigma} a_{\beta\sigma}.$$

Используя то, что $Q_g|i>=0$ и $|f>=Q^{+}_g|i>$, а также последовательно применяя формулы /8,10,5,2,6/, получаем следующий результат:

$$\rho^{(n,p)}_{L}(r) = \sum_{\alpha,\beta}^{N,Z} <\beta|M_{L\mu}(r)|\alpha> \frac{<\beta|f^{L\mu}|\alpha>u^{2}_{\alpha\beta}\epsilon_{\alpha\beta}}{\sqrt{N^{(n,p)}_{g}}(\epsilon^{2}_{\alpha\beta}-\omega^{2}_{g})}. \qquad /11/$$

Матричные элементы $<\beta|f^{L\mu}|\alpha>$ и $<\beta|M_{L\mu}(r)|\alpha>$ могут быть легко рассчитаны, если воспользоваться разложением одночастичных волновых функций деформированного ядра по сферическому базису [11]

$$|\alpha> = \sum_{n\ell j} b^{\alpha}_{n\ell j}|n\ell j>. \qquad /12/$$

Численные значения коэффициентов разложения $b^{\alpha}_{n\ell j}$ и аналитический вид сферически-симметричных решений уравнения Шредингера $|n\ell j>$ можно также найти в работе [11].

Зарядовая переходная плотность с учетом движения центра масс имеет вид:

$$\rho^{e}_{L=1}(r) = \frac{N}{A}\rho^{p}_{L}(r) - \frac{Z}{A}\rho^{n}_{L}(r), \quad \rho^{e}_{L\neq 1}(r) = \rho^{p}_{L}(r). \qquad /13/$$

Как известно, приведенная вероятность электромагнитного перехода связана с зарядовой переходной плотностью следующим соотношением:

$$B_{i\to f}(EL) = |\, e \int_0^{\infty} \rho_L^e(r) r^{L+2}\, dr\,|^2, \qquad /14/$$

Аналогично, для изоскалярного перехода можно ввести изоскалярную приведенную вероятность /7/, определив ее как:

$$B^{is}_{i\to f}(EL) = |\int_0^{\infty} (\rho_L^n(r) + \rho_L^p(r))\, r^{L+2} dr\,|^2. \qquad /15/$$

Заметим, что в общем случае $B^{is}(EL)$ несет независимую от $B(EL)$ информацию и дает еще одну возможность проверки модельного описания возбужденных состояний.

Из формул /14/ и /15/ видно, что знания $B(EL)$ и $B^{is}(EL)$ вовсе не достаточно для правильного описания соответствующих переходных плотностей.

## *3. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ*

Неупругое рассеяние электронов с энергиями менее 500 *МэВ* достаточно хорошо описывается в рамках DWBA. В этом подходе амплитуда, соответствующая переходу мультипольности $L\mu$, может быть разложена в ряд по парциальным волнам /5,6/:

$$T^{L\mu}(\theta) = 8\pi^2 \alpha \sqrt{\frac{(E_f + m_e)(E_i + m_e)}{E_f E_i}}\,(-1)^{J_f - M_f} \times \qquad /16/$$

$$\times \begin{pmatrix} J_f & L & J_i \\ M_f & \mu & M_i \end{pmatrix} \sum_{KK'} C(K,K',L,\theta) R(K,K',L),$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$, $E_i$ и $E_f$ - начальная и конечная энергии электрона, $K$ и $K'$ - дираковские квантовые числа, $\theta$ - угол рассеяния электрона, $C(K,K',L,\theta)$ - геометрический множитель, приведенный в работах /5,6/.

$$R(K,K',L)=(2L+1)ik\int_0^\infty dr_e r_e^2 \int_0^\infty dr_N r_N^2 \rho_L(r_N) \times$$
$$\times j_L(kr_<)h_L^{(1)}(kr_>)\{g_{K'}(r_e)g_K(r_e)+f_{K'}(r_e)f_K(r_e)\}, \qquad /17/$$

$r_e$ и $r_N$ - соответственно координаты электрона и нуклонов, $r_<$ и $r_>$ означают меньшие или большие из двух значений $r_e$ и $r_N$, $j_L(kr)$ и $h_L^{(1)}(kr)$ - сферические функции Бесселя и Ханкеля.

Строго говоря, разложение по парциальным волнам справедливо лишь для сферически-симметричного потенциала. В работе /12/ развит формализм, позволяющий описывать неупругое рассеяние электронов на деформированных ядрах. Однако предложенное в этой работе высокоэнергетическое приближение применимо лишь для электронов с энергией не менее 200 *МэВ*. Поэтому для деформированных ядер мы используем описанный выше подход, однако в этом случае искажение электронной волны учитываем "эффективным" сферически-симметричным потенциалом, параметры которого взяты из работ по упругому рассеянию электронов /13/. Кроме того, как видно из формулы /17/, не рассматривается поперечная часть взаимодействия электрона с ядром, вклад которой в дифференциальное сечение рассеяния становится значительным при углах, превышающих 150°. Поэтому в данном случае вся информация о структуре возбужденных состояний содержится в зарядовой переходной плотности, которая получена "сверткой" переходной плотности, отвечающей распределению точечных протонов, с гауссовской функцией, учитывающей распределение заряда в протоне.

Для описания рассеяния протонов широко применяется теория Глаубера /см., напр., работы /7,8,14/ /. Теория Глаубера в приближении одного неупругого соударения дает для амплитуды рассеяния с переходом четно-четного ядра из состояния $J_i = 0$ в состояние $J_f M_f = L\mu$ следующее выражение [8]:

$$T^{L\mu}(\theta) = \frac{ik}{2\pi} R(q) \int \exp(i\vec{q}\,\vec{b}) \exp[i\chi_0(\vec{b})] \chi_{L\mu}(\vec{b}) d^2\vec{b}\,, \qquad /18/$$

где

$$\chi_0(\vec{b}) = \frac{A}{2\pi k} \int \exp(-i\vec{q}\vec{b}) f(q) F_0(q) d^2\vec{q} + \chi_c(\vec{b}),$$

$$\chi_{L\mu}(\vec{b}) = \frac{A}{2\pi k} \int \exp(-i\vec{q}\vec{b}) f(q) F_L(q) Y_{L\mu}(\hat{q}) d^2\vec{q}.$$

$R(q) = \exp(q^2 \langle r^2 \rangle / 6A)$ - множитель, учитывающий движение центра масс, $\chi_c(\vec{b})$ - фазовый сдвиг, обусловленный взаимодействием с кулоновским полем ядра,

$$f(q) = f_{pN}(q) = \frac{k\sigma_{pN}}{4\pi}(i + \alpha_{pN})\exp\left(\frac{-\beta_{pN}^2 q^2}{2}\right) -$$

- амплитуда элементарного pn или pp взаимодействия, параметризованная, как в работе [8]. Как и в случае неупругого рассеяния электронов, искажение протонной волны учитывалось лишь "эффективной" сферически-симметричной частью плотности распределений нуклонов ядра. При этом параметры распределения протонов и нейтронов в основном состоянии считались одинаковыми и также выбирались из работ по упругому рассеянию электронов [13].

Формфакторы связаны с плотностями следующими соотношениями:

$$F_0(q) = 4\pi \int \rho_0(r) j_0(qr) r^2 dr,$$

$$F_L(q) = 4\pi \int \rho_L(r) j_L(qr) r^2 dr, \qquad /19/$$

где $\rho_0(r)$ - плотность распределения нуклонов в основном состоянии, $\rho_L(r)$ - переходная плотность. Под $\rho_L(r)$ здесь надо понимать либо $\rho^n_L(r)$, либо $\rho^p_L(r)$, а полная амплитуда рассеяния протонов получается сложением результатов расчетов для нейтронной и протонной систем.

## 4. ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Параметры потенциала Саксона-Вудса для среднего поля ядра брались из работ /11,15/. Константы $\kappa^{(2)}_0$ и $\kappa^{(3)}_0$ определялись по экспериментальному положению нижайших вибрационных состояний. Константа изоскалярного диполь-дипольного взаимодействия $\kappa^{(1)}_0$ определялась из условия выделения при нулевой энергии "духового" состояния, связанного с нарушением трансляционной инвариантности /16/. При этом мы не претендуем на строгое восстановление трансляционной инвариантности, тем более что эта проблема в целом несущественна для исследуемого гигантского дипольного резонанса. Константы изовекторного взаимодействия задавались соотношениями:

$$\kappa^{(1)}_1/\kappa^{(1)}_0=-1,2;\quad \kappa^{(2)}_1/\kappa^{(2)}_0=\kappa^{(3)}_1/\kappa^{(3)}_0=-1,5.$$

Эти соотношения определялись по экспериментальному положению соответствующих изовекторных резонансов /см. работы /4//.

Как было сказано выше, переходные плотности для низколежащих состояний предоставляют возможность более полной проверки модельного описания индивидуальных особенностей отдельных уровней. Кроме того, при рассмотрении возбуждения ядра частицами как одноступенчатого процесса, соответствующие переходные плотности заключают в себе всю необходимую спектроскопическую информацию. На *рис. 1* показаны переходные плотности для некоторых состояний в ядре $^{152}$Sm. Видно, что все плотности имеют максимум на границе ядра, но ведут себя по разному во внутренней области.

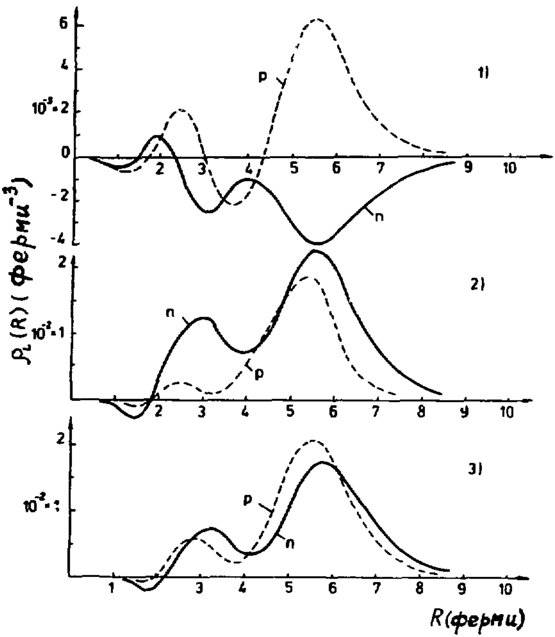


*Рис. 1. Переходные плотности /нейтронные и протонные/ для отдельных уровней в ядре* $^{152}Sm$: *1/* $L\mu = 11$, $T=1$ ; $E$ = ***15,7 МэВ; 2/*** $L\mu=22$, $T=0$, $E$ = ***1,09 МэВ; 3/*** $L\mu=31$, $T=0$, $E$ = ***1,48 МэВ.***

**При рассеянии электронов с большой передачей импульса внутренняя часть переходной плотности играет существенную роль** /5/. **Если же переданный импульс не превышает 0,5 *Фм*** $^{-1}$, **то сечение чувствительно лишь к поведению переходной плотности на границе ядра. Поэтому в последнем случае для близких по энергии уровней дифференциальные сечения приближенно пропорциональны соответствующим значениям B(EL).**

**При рассеянии высокоэнергетичных протонов также в основном сказывается лишь граничная часть переходных плотностей** /7/. **Кроме того, при больших энергиях в амплитуде адрон-нуклонного взаимодействия преобладают**

изоскалярные компоненты [7,14]. Поэтому для достаточно близких по энергии уровней дифференциальные сечения неупругого рассеяния протонов должны быть приближенно пропорциональны соответствующим значениям $B^{is}(EL)$. Проведенные расчеты подтвердили этот факт. Таким образом, при изучении неупругого рассеяния электронов средних энергий и высокоэнергетичных протонов с возбуждением гигантских резонансов в деформированных ядрах, где плотность состояний очень высока, удобно иметь соответствующие значения приведенных вероятностей.

На *рис. 2* показаны для некоторых деформированных ядер усредненные по энергии силовые функции /электромагнитные и изоскалярные/, которые связаны с приведенными вероятностями для отдельных уровней $B_i(EL)$ следующим образом:

$$B(EL) = \frac{1}{2\pi} \sum_i \frac{B_i(EL)\,\Delta}{(\omega-\omega_i)^2+(\Delta/2)^2}, \qquad /20/$$

где $\Delta$ - параметр усреднения, $\omega_i$ - энергия i-го состояния, $\omega$ - энергия, при которой рассчитывается силовая функция. В работах [4,10] показано, что усредненная величина $B(EL)$ может быть рассчитана непосредственно, без нахождения отдельных $B_i(EL)$. Здесь мы также воспользовались этой возможностью. Значение параметра усреднения $\Delta$ взято равным 1 *МэВ*. Подчеркнем, что этот свободный параметр не связан с истинными ширинами резонансов, которые достигают 5-7 *МэВ* и определяются в данном случае разбросом нескольких сотен резонансных уровней из-за деформации ядра. Указанное значение $\Delta$ использовано, чтобы, не искажая истинных ширин резонансов, получить достаточно плавные кривые. Как видно из *рис. 2*, для изоскалярных уровней наблюдается некоторое соответствие между электромагнитной и изоскалярной приведенными вероятностями. Однако для получения численного значения $B^{is}(EL)$ необходимо проводить независимый расчет этой величины для всех уровней.

Величины $B_i^{is}(EL)$ для нижайших уровней также могут быть определены экспериментально, например, в

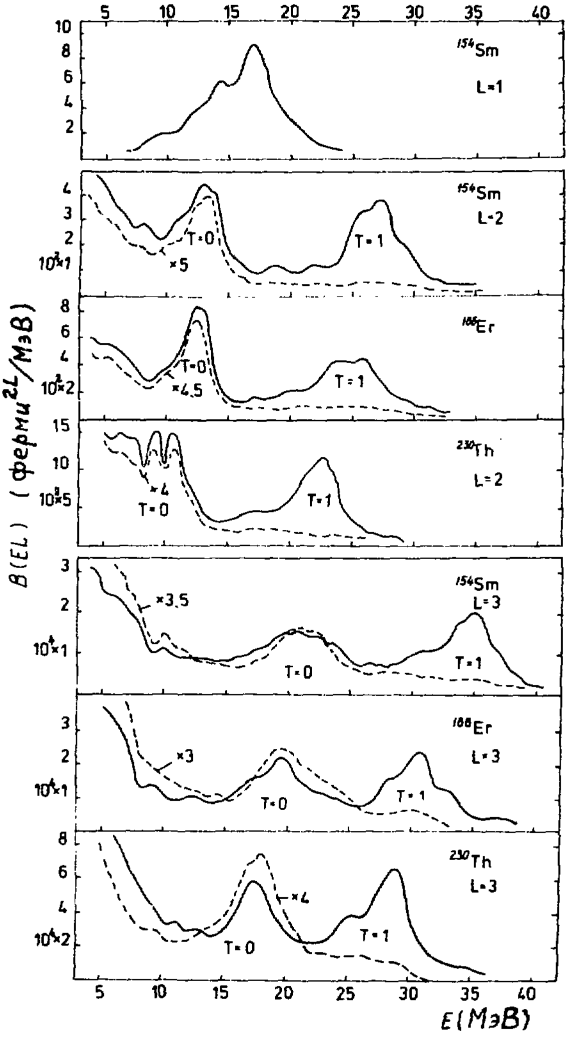


*Рис. 2. Электромагнитные и изоскалярные /показаны пунктиром/ силовые функции для возбуждения состояний различной мультипольности в деформированных ядрах.*

реакциях ($pp'$) или ($\alpha\alpha'$).До сих пор почти не проводился микроскопический расчет этих величин для деформированных ядер, хотя $B_i^{is}(EL)$ содержит иную информацию о возбужденных состояниях, чем $B_i(EL)$, так как содержит также зависимость и от нейтронной системы. В *табл.1* даны результаты расчетов приведенных вероятностей для некоторых нижайших уровней деформированных ядер.

Переходя к результатам расчетов сечений рассеяния частиц, остановимся сначала на полученных угловых зависимостях сечений. На *рис. 3* показаны формфакторы сечения неупругого рассеяния электронов на некоторых уровнях ядра $^{152}Sm$. Уровни различной мультипольности были выбраны произвольно, так как для всех близких по энергии уровней примерно совпадают углы, соответствующие максимумам или минимумам сечений.

*Таблица 1*

Приведенные электромагнитные и изоскалярные вероятности для нижайших вибрационных состояний

| Ядро | $E$ (МэВ) | $L\mu$ | $B(EL)_{теор.}$ | $B(EL)^{ж)}_{эксп.}$ ($10^3 \cdot e^2 \cdot$ ферми$^{2L}$) | $B^{is}(EL)_{теор}$ ($10^3 \cdot$ ферми$^{2L}$) |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{166}Er$ | 0,786 | 22 | 2,7 | 1,4 | 14 |
| | 1,46 | 32 | 76 | 10 | $4,1 \cdot 10^2$ |
| | 1,663 | 30 | 77 | 34 | $7,4 \cdot 10^2$ |
| | 1,83 | 31 | 4,6 | - | 44 |
| $^{230}Th$ | 0,508 | 30 | $4,3 \cdot 10^2$ | $6,4 \cdot 10^2$ | $2,2 \cdot 10^3$ |
| | 0,782 | 22 | 3,3 | 1,2 | 16,7 |
| | 0,954 | 31 | $5,2 \cdot 10^2$ | $5,1 \cdot 10^2$ | $2,8 \cdot 10^3$ |
| | 1,079 | 32 | $2,9 \cdot 10^2$ | - | $1,7 \cdot 10^3$ |

ж) Экспериментальные данные собраны в работах /2,15/.

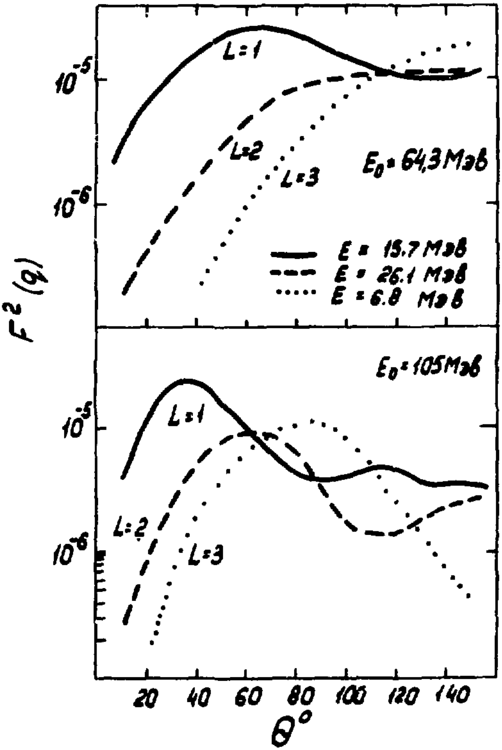


*Рис. 3. Квадраты формфакторов для возбуждения электронами отдельных уровней в ядре* $^{152}$Sm.

**Очень ярко различие мультипольности уровней проявляется в дифференциальных сечениях рассеяния протонов энергии 1 *ГэВ*. На *рис. 4* показаны соответствующие результаты для ядра $^{154}$Sm. Поскольку в данном случае различие энергий уровней незначительно по сравнению с энергией налетающих протонов, то характерные углы дифференциальных сечений совпадают для всех уровней одной мультипольности в интересующей нас области энергии возбуждения ядра.**

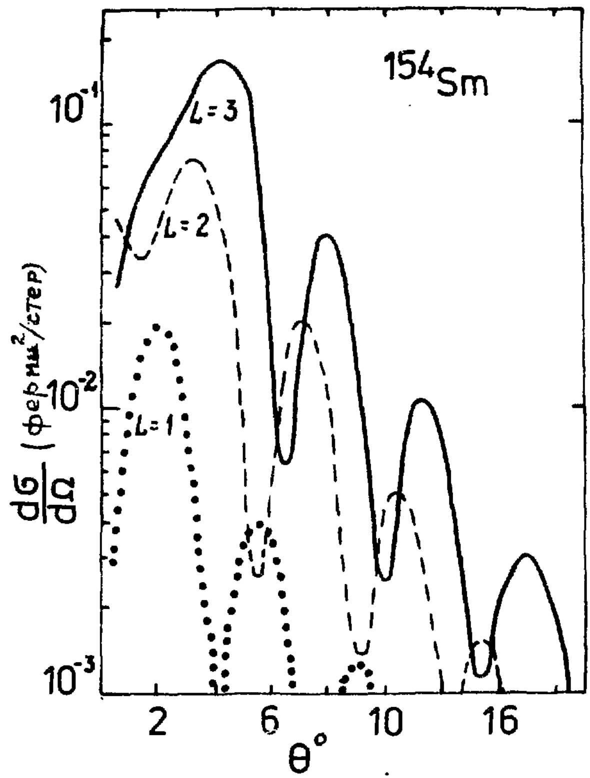


*Рис. 4. Дифференциальные сечения рассеяния протонов энергии 1 ГэВ с возбуждением отдельных состояний в ядре* $^{154}Sm$: *1/* $L\mu = 11$, $T=1$, $E=$ *15,2 МэВ; 2/* $L\mu = 21$, $T=0$, $E=$ *11,44 МэВ; 3/* $L\mu = 31$, $T=0$, $E=$ *6,76 МэВ.*

При расчете усредненных сечений возбуждения электронами и протонами гигантских резонансов в ядрах использовался тот факт, что для близких по энергии уровней сечение рассеяния электронов и быстрых протонов пропорционально соответствующим значениям $B_i(EL)$ или $B_i^{is}(EL)$. Это позволило существенно облегчить численный машинный счет, так как точный расчет сечений проводился лишь для нескольких десятков самых коллективных уровней, а недостающая часть усредненных сечений при определенной энергии возбуждения восстанавливалась по усредненным приведенным вероятностям, показанным на *рис. 2*. По сделанным оценкам ошибки при таком приближенном расчете усредненных сечений не превышают 10-15%. Часть результатов расчетов сечений рассеяния электронов и протонов была нами опубликована в работах /17/.

На *рис. 5* приведены результаты расчетов дифференциальных сечений неупругого рассеяния электронов с энергией 60-105 *МэВ* с возбуждением гигантских резонансов в ядре $^{152}$Sm. Поскольку интегральные свойства гигантских резонансов плавно меняются при переходе от ядра к ядру, то мы приводим на *рис. 5* сопоставление с экспериментальными данными для $^{150}$Nd и $^{165}$Ho. При этом можно сделать вывод о том, что получено правильное описание соотношения между E1- и E2-резонансами /абсолютные значения сечений для ядра $^{150}$Nd не были экспериментально определены/. Важным фактом является подавление E1-резонанса в этой реакции с ростом переданного импульса. Это позволяет использовать рассеяние электронов для исследования E2- и E3-резонансов. Заметим, что E3-резонанс в настоящее время весьма мало изучен. В рассеянии электронов четко наблюдаются и так называемые "низколежащие" E2- и E3-резонансы /для более яркого их выделения мы вычли вклад в сечения рассеяния электронов и протонов от первого вибрационного уровня/, что наблюдалось экспериментально, например, в работе /20/ для ядра $^{181}$Ta.

К настоящему времени нет экспериментальных работ по неупругому рассеянию быстрых протонов с возбуждением гигантских резонансов ни для сферических, ни для деформированных ядер. Заметим, однако, что с применением теории Глаубера и полумикроскопического описания структуры ядер /1/ в работе /21/ было получено хорошее согласие для абсолютных значений дифференциальных сечений возбуждения протонами с энергией 1 *ГэВ* нижайшего состояния $2^+$ в ядре $^{58}$Ni. Учитывая то, что в некоторых экспериментальных лабораториях

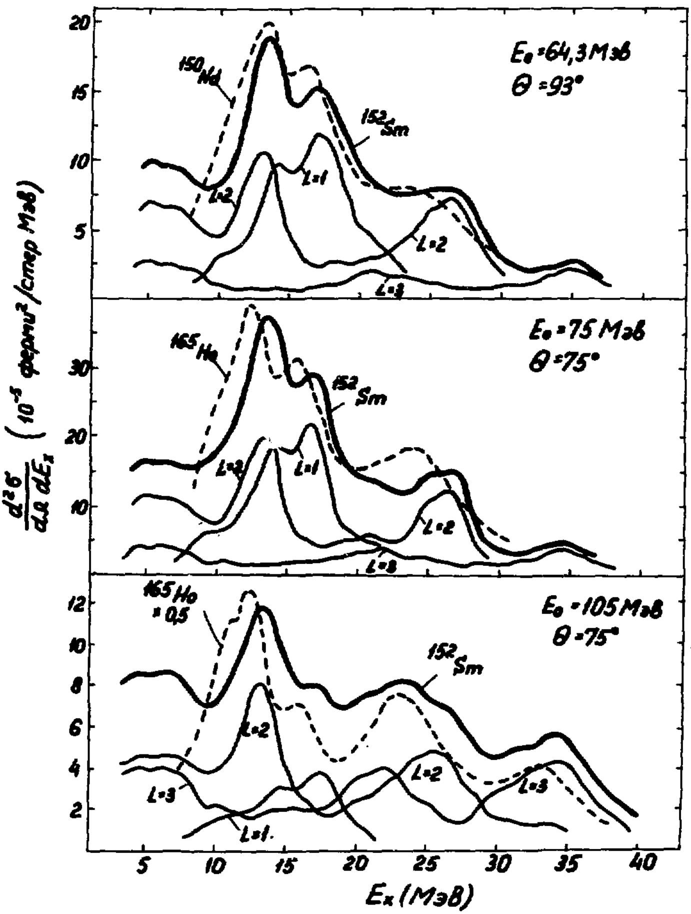


*Рис. 5. Дифференциальные сечения рассеяния электронов с возбуждением гигантских резонансов в ядре* $^{152}$Sm */сплошные линии/. Экспериментальные данные /показаны пунктиром/ взяты из работы* /18/ *для* $^{150}$Nd *и работы* /19/ *- для* $^{165}$Ho.

сейчас уже получены достаточно "спектроскопические" пучки протонов энергии 1 *ГэВ*, мы думаем, что полученные нами предсказательные результаты для ядра $^{154}$Sm окажутся весьма полезными. Как видно из *рис. 6*, в данной реакции очень слабо возбуждаются все изовекторные состояния, в том числе и E1 -резонанс /на это уже обращалось внимание, например, в работах /7,14/ /. Кроме того, как видно из нижнего графика, интегральные сечения возбуждения E2- и E3 -резонансов имеют значения одного порядка. Это позволяет, используя различие в угловых распределениях сечений для E2- и E3 - уровней, получить дифференциальные сечения возбуж-

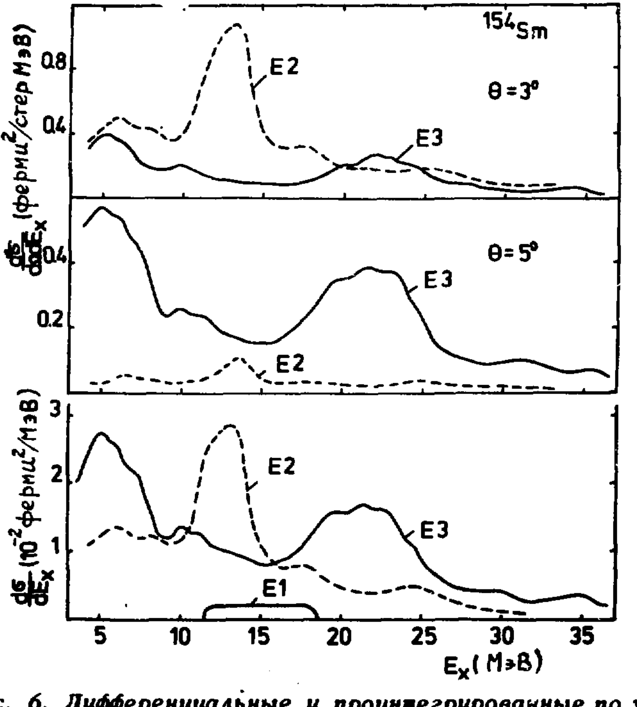


*Рис. 6. Дифференциальные и проинтегрированные по углам /нижний рисунок/ сечения возбуждения гигантских резонансов в ядре $^{154}$Sm протонами с энергией 1 ГэВ.*

дения E2- и E3 -резонансов в чистом виде при различных углах рассеяния, например, при $\theta = 3°$ или $5°$. Сопоставление с результатами работ /7,8,14,21/ позволяет сделать вывод о том, что полученные угловые зависимости сечений являются достаточно устойчивыми для надежного выделения изоскалярных E2- или E3 -резонансов.

Таким образом, было показано, что использование полумикроскопического описания структуры ядер позволяет единым образом проводить рассмотрение неупругого рассеяния электронов и быстрых протонов с возбуждением состояний деформированных ядер в широком диапазоне энергий. Важным, на наш взгляд, является то, что переходные плотности рассчитывались не в рамках феноменологических моделей, а с помощью микроскопических волновых функций. При этом были получены новые качественные и количественные результаты. Дальнейшим развитием использованного метода может быть учет ангармоничности при расчете ядерных состояний. Заметим, что полученные в работе микроскопические переходные плотности могут быть использованы и для описания других процессов, например, неупругого рассеяния $\alpha$-частиц.

В заключение благодарим В.Г.Соловьева, Л.А.Малова и Г.Н.Афанасьева за полезные обсуждения.

### *ЛИТЕРАТУРА*

1. *Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. Наука, М., 1971.*
2. *Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. Наука, М., 1974.*
3. *Malov L.A., Soloviev V.G.Nucl.Phys., 1976, A270, p.87.*
4. *Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. Phys. Lett., 1976, 64B, p.247.*
*Akulinichev S.V., Malov L.A. J.Phys. G:Nucl.Phys., 1977, 3, p.625.*
*Кырчев Г. и др. ОИЯИ, Е4-9962, Дубна, 1976.*

5. Theis W. Z.Phys., 1972, 250, p.99.
6. Tuan S.T., Wright L.E., Onley D.S. Nucl.Instr. and Meth., 1968, 60, p.70.
7. Балашов В.В. Труды VIII зимней школы ЛИЯФ по ядерной физике, часть II, Ленинград, 1973, с.255; Балашов В.В. Труды Международного семинара по взаимодействию частиц высокой энергии с ядрами, вып. II, Москва, 1973, с.48.
8. Ahmad I.Nucl.Phys., 1975, A247, p.418.
9. Zawischa D. and Speth J.Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.843.
10. Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. ОИЯИ, E4-10165, Дубна, 1976.
11. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.
12. Лукьянов В.К., Поль Ю.С. ЭЧАЯ, 1974, 5, с.955.
13. De Jager G.W., De Vries H., De Vries C. Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1974, 14, p.479.
14. Вдовин А.И. и др. ОИЯИ, Р4-10182, Дубна, 1976.
15. Иванова С.П. и др. ЭЧАЯ, 1976, 7, с.450;
Gareev F.A. e.a. Nucl.Phys., 1971, A171, p.134.
16. Petersen D.F., Veje C.J. Phys.Lett., 1967, 24B, p.449.
17. Акулиничев С.В., Шилов В.М. ОИЯИ, Р4-10602, Дубна, 1977; ОИЯИ, Р4-10603, Дубна, 1977.
18. Schwierczinski A. e.a. Phys. Lett., 1975, 55B, p.171.
19. Moore G.L. e.a. Naval Posgraduate School, California, 1975.
20. Hicks R.S. e.a. Nucl.Phys., 1977, A278, p.261.
21. Афанасьев Г.Н., Гальперин А.Г., Шилов В.М. ОИЯИ, E4-10495, Дубна, 1977.

*Рукопись поступила в издательский отдел*
*10 июня 1977 года.*