

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



А-441

25/VI-77

P4 - 10603

2794/2-77

С.В.Акулиничев, В.М.Шилов

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ
БЫСТРЫМИ ПРОТОНАМИ

1977

P4 - 10603

С.В.Акулиничев, В.М.Шилов

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ
БЫСТРЫМИ ПРОТОНАМИ

Направлено в "Journal of Physics"

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИЗДАТЕЛЬСТВО

Акулиничев С.В., Шилов В.М.

P4 - 10603

Возбуждение гигантских резонансов в деформированных ядрах быстрыми протонами

В рамках модели Глаубера проводится расчет сечений неупругого рассеяния 1 ГэВ протонов на деформированных ядрах с возбуждением гигантских мультипольных резонансов. Используется полумикроскопический подход для описания резонансов. На примере ядра ^{154}Sm показана возможность выделения изоскалярных E2- и E3-резонансов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Akulinichev S.V., Shilov V.M.

P4 - 10603

Giant Resonance Excitation in Deformed Nuclei by Fast Protons

Within the Glauber theory there was carried out the calculation of the cross sections of inelastic scattering of 1 GeV protons by deformed nuclei with the giant multipole resonance excitation. A semimicroscopic approach is used to describe the resonances. A possibility of extracting the isoscalar E2- and E3-resonances is shown by the example of ^{154}Sm nucleus.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Проверка теоретического описания гигантских мультипольных резонансов в ядрах представляет, несомненно, большой интерес. В фотоядерных реакциях наблюдается в основном лишь электрический дипольный резонанс. Поэтому изучение E2- и E3-резонансов требует привлечения других ядерных процессов, например, рассеяния протонов средних ^{1/} и высоких энергий ^{2,3/}. В данной работе в рамках теории Глаубера получены сечения рассеяния 1 ГэВ протонов на деформированном ядре ^{154}Sm с возбуждением E1-, E2- и E3-резонансов. Для получения ядерных волновых функций и переходных плотностей используется RPA с остаточными мультиполь-мультипольными силами и спариванием ^{4/}. Ранее было показано, что этот подход позволяет для деформированных ядер хорошо описывать фотопоглощение с возбуждением E1-резонанса ^{5/} и некоторые интегральные свойства E2- и E3-резонансов ^{6/}. В работе ^{7/} с использованием теории Глаубера и полумикроскопического описания структуры ядра ^{4/} было получено хорошее согласие с экспериментом для дифференциального сечения рассеяния 1 ГэВ протонов на нижайших уровнях сферических ядер.

Теория Глаубера в приближении одного неупругого соударения дает для амплитуды рассеяния с переходом четно-четного ядра из состояния $J_i = 0$ в состояние $J_f M_f = L M$ (M - проекция момента на ось симметрии ядра) следующее выражение ^{8/}:

$$T_{LM} = \frac{iK}{2\pi} R(q) \int \exp(i\vec{q}\vec{b}) \exp[i\chi_0(\vec{b})] \chi_{LM}(\vec{b}) d^2\vec{b},$$
$$\chi_0(\vec{b}) = \frac{A}{2\pi K} \int \exp(-i\vec{q}\vec{b}) f(q) F_0(q) d^2q + \chi_c(\vec{b}), \quad (I)$$
$$\chi_{LM}(\vec{b}) = \frac{A}{2\pi K} \int \exp(-i\vec{q}\vec{b}) f(q) F_L(q) Y_{LM}(\hat{q}) d^2q.$$

Здесь:

$R(q) = \exp(q^2 \langle r^2 \rangle / 6A)$ - множитель, учитывающий движение центра масс,

$\chi_c(\vec{b})$ - фазовый сдвиг, обусловленный взаимодействием с кулоновским полем ядра,

$f(q) = f_{PN}(q) = \frac{K \sigma_{PN}}{4\pi} (i + \alpha_{PN}) \exp(-\frac{\beta_{PN} q^2}{2})$ - амплитуда pp- или pp-взаимодействия, параметризованная так же, как и в работе^{8/}.

При расчете фазового сдвига $\chi_o(\vec{b})$, обусловленного взаимодействием налетающего протона с нуклонами ядра, учитывалась лишь сферически-симметричная часть плотности распределения нуклонов. Параметры распределения нейтронов и протонов в основном состоянии ядра считались одинаковыми и извлекались из работ по упругому рассеянию электронов^{9/}.

Таким образом, для формфакторов имеем выражения:

$$F_o(q) = 4\pi \int \rho_o(r) j_o(qr) r^2 dr, \\ F_L(q) = 4\pi \int \rho_L(r) j_L(qr) r^2 dr, \quad (2)$$

где $\rho_o(r)$ - плотность распределения нуклонов в основном состоянии,

$\rho_L(r)$ - переходная плотность, содержащая всю информацию о резонансном возбуждении ядра.

Для ядер с $N > Z$ протонная переходная плотность может существенно отличаться от нейтронной. Поэтому мы проводили независимый расчет для нейтронных и протонных переходных плотностей. Следовательно, в предыдущих формулах под $\rho_L(r)$ надо понимать либо $\rho_L^p(r)$, либо $\rho_L^n(r)$. Для получения полной амплитуды рассеяния надо сложить результаты расчетов для протонной и нейтронной частей.

Переходную плотность можно записать в виде:

$$\rho_L^{n(p)}(r) = \langle f || M_{LM}^{n(p)}(r) || i \rangle, \quad (3)$$

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

$$M_{LM}^{n(p)}(r) = \sum_{\alpha} \frac{\delta(r-r_{\alpha})}{r_{\alpha}^2} Y_{LM}^*(\hat{r}_{\alpha}). \quad (4)$$

В используемом полумикроскопическом подходе^{4/} парные корреляции частиц рассчитываются по методу Хартри-Фока-Боголюбова, а дальнейдействующее мультиполь-мультипольное взаимодействие учитывается в рамках RPA. Основным состоянием четно-четного ядра $|i\rangle$ является вакуум фононов, а возбужденные состояния $|f\rangle$ описываются однофононными волновыми функциями. Урав-

нения для фононных состояний подробно приводятся в работах^{4,10/}. Выражение для переходной плотности легко получить по аналогии с тем, как это делается в работе^{4/} (стр. 458) для матричного элемента электрического перехода мультипольности L, M . Надо лишь учесть, что оператор соответствующего электрического перехода заменяется на оператор (4). Таким образом, получаем

$$\rho_L^{n(p)}(r) = \sum_{\alpha, \beta} \langle \beta | M_{LM}^{n(p)}(r) | \alpha \rangle \frac{u_{\alpha\beta}^2 \langle \beta | f^{LM} | \alpha \rangle E_{\alpha\beta}}{\sqrt{N} (E_{\alpha\beta}^2 - \omega^2)}, \quad (5)$$

где $u_{\alpha\beta} = u_{\alpha} v_{\beta} + u_{\beta} v_{\alpha}$, u_{α} и v_{α} - коэффициенты преобразования Боголюбова, $E_{\alpha\beta}$ - двухквартичная энергия, N и ω - нормировочный множитель и энергия рассматриваемого фонона,

$$f^{LM} = \frac{r^L}{\sqrt{2}} (Y_{LM} + (-1)^M Y_{L-M}).$$

В качестве среднего поля использовался потенциал Саксона-Вудса с параметрами из работы^{11/}. Константы изоскалярного мультипольного взаимодействия χ_o^L определялись по нижайшим состояниям ($\chi_o^{L=1}$ определялась из условия выделения "духового" состояния с нулевой энергией^{5/}), а их отношения к константам изовекторного взаимодействия χ_o^L брались, как и в работах^{5,6/}, в виде $\chi_o^1 / \chi_o^2 = -1, 2$; $\chi_o^2 / \chi_o^3 = \chi_o^3 / \chi_o^4 = -1, 5$. Эти отношения выбирались для правильного описания положения изовекторных резонансов.

На рисунке I в качестве примера показан вид переходных плотностей для возбуждения отдельных уровней. Переходные плотности имеют максимум на границе ядра, но ведут себя по-разному внутри ядра.

На рисунке 2 показаны дифференциальные сечения для возбуждения уровней различной мультипольности. С ростом мультипольности углы растут углы, соответствующий первому максимуму или минимуму сечения. Важно, что эти углы совпадают для всех уровней одной мультипольности в силу незначительности различия энергии уровней по сравнению с энергией налетающих протонов. Сопоставление с результатами работ ^{2,3,7,8/} позволяет сделать вывод о том, что полученные в данной работе результаты для угловой зависимости сечений являются достаточно устойчивыми для надежного разделения резонансов различной мультипольности.

Окончательные результаты представлены на рисунке 3, где показаны дифференциальные и проинтегрированные по углам сечения рассеяния с возбуждением E1, E2- и E3-резонансов, усредненные по энергии возбуждения. Усреднение сечений для возбуждения отдельных уровней проводилось с весовой функцией Лоренца, аналогично тому, как это делалось в работах ^{5,6/} для приведенных вероятностей переходов. Параметр усреднения равен 1 МэВ (это свободный параметр и взят значительно меньшим, чем характерные ширины резонансов).

В последующей реакции очень слабо возбуждаются изовекторные резонансные уровни, в том числе E1-резонанс. Интегральные сечения возбуждения E2- и E3-изоскалярных резонансов имеют значения одного порядка. Это позволяет при различных углах рассеяния наблюдать практически в чистом виде изоскалярный E2- или E3-резонанс. Таким образом, появляется возможность исследовать отдельно эти резонансы, выбирая лишь нужный угол рассеяния, например, 3° или 5°. Современная экспериментальная техника обладает достаточной разрешающей способностью для проведения подобных экспериментов.

В заключение хотим поблагодарить В.Г.Соловьева, Л.А.Малова и Г.Н.Афанасьева за плодотворные обсуждения.

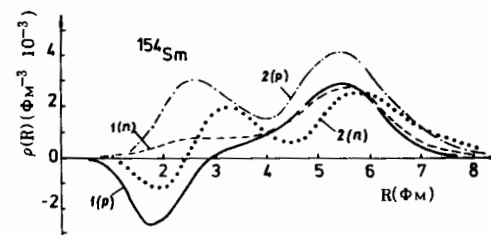


Рис.1. Протонные и нейтронные переходные плотности для возбуждения состояний: 1) $L_{\mu} = 21, T = 0, E = 11.44 \text{ МэВ}$; 2) $L_{\mu} = 31, T = 0, E = 6.76 \text{ МэВ}$.

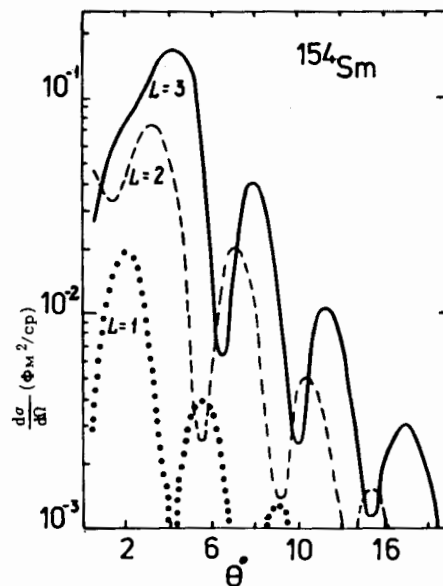


Рис.2. Дифференциальные сечения рассеяния протонов энергии 1 ГэВ с возбуждением отдельных состояний:
1) $L_{\mu} = 11, T = 1, E = 15.2 \text{ МэВ}$;
2) $L_{\mu} = 21, T = 0, E = 11.44 \text{ МэВ}$;
3) $L_{\mu} = 31, T = 0, E = 6.76 \text{ МэВ}$.

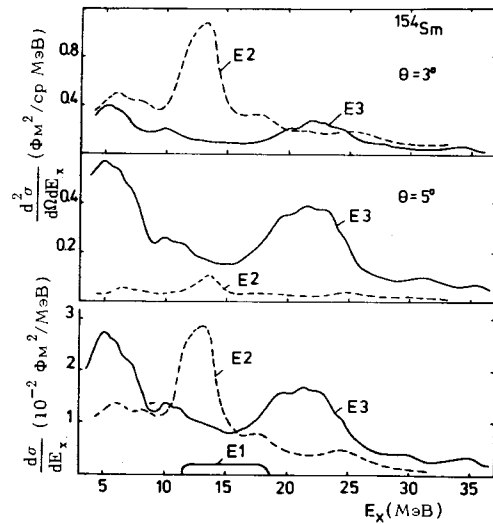


Рис.3.

Дифференциальные и проинтегрированные по углам (нижний рисунок) сечения возбуждения гигантских резонансов в ядре ^{154}Sm протонами с энергией 1 ГэВ.

Л и т е р а т у р а

1. G.R.Satchler. Nucl. Phys., A195, 1 (1972).
2. В.В.Балашов. Взаимодействие частиц высокой энергии с ядрами. Вып. II, Атомиздат, М., 1974, стр. 48.
3. А.И.Вдовин и др. Препринт ОИЯИ, Р4-10182, Дубна, 1976.
4. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Наука, М., 1971.
5. С.В.Акулиничев, Л.А.Малов. Препринт ОИЯИ, Р4-9873, Дубна, 1976.
6. Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев. Phys. Lett., 64B, 247 (1976); Г.Кырчев, Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Е4-9962, Дубна, 1976.
7. Г.Н.Афанасьев, А.Г.Гальперин, В.М.Шилов. Препринт ОИЯИ, Е4-10495, Дубна, 1977.
8. I.Ahmad. Nucl. Phys. A247, 418 (1975).
9. G.W.De Jager, H.De Vries, C.De Vries. Atomic Data and Nucl. Data Tables, 14, 479 (1974).
10. Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Е4-10165, Дубна, 1976.
11. Ф.А.Гареев и др. ЭЧАЯ, 4, 357 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1977 года.