

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



M-197

3080 / 2-76

9/VIII-76

P4 - 9879

Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ГИГАНТСКИХ ОКТУПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

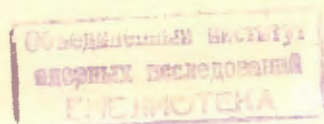
1976

P4 - 9879

Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ГИГАНТСКИХ ОКТУПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в *"Physics Letters"*



Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г.

P4 - 9879

Полумикроскопическое описание гигантских октупольных резонансов в деформированных ядрах

В рамках сверхтекучей модели ядра исследованы октупольные резонансы в деформированных ядрах. Приведены положения, ширины изоскалярных и изовекторных резонансов для ряда ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. P4 - 9879

Semimicroscopic Description of Giant Octupole Resonances in Deformed Nuclei

The strength functions $b(E3, \omega)$ are calculated, and the positions and widths of giant octupole resonances in deformed nuclei are found. It is shown that the giant octupole isoscalar resonances have energies (19-20) MeV for the rare-earth nuclei and (17-18) MeV for the actinides and the widths (5-7) MeV. The energies of the giant octupole isovector resonances are defined by the value of the isovector constant $\kappa_1^{(3)}$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

За последние годы увеличился интерес к проблеме гигантских мультипольных резонансов в ядрах в связи с экспериментальным обнаружением /см. /1-4/ / гигантских резонансов, отличающихся от электрического дипольного. Теоретическое рассмотрение этой проблемы в рамках нефеноменологических подходов в большинстве работ ограничено сферическими ядрами /1-3,5/. При описании гигантских резонансов в деформированных ядрах имеются дополнительные трудности, связанные, в частности, с необходимостью работать с большим конфигурационным пространством. Для деформированных ядер /6/ рассматривался изоскалярный гигантский квадрупольный резонанс, а в /7/ впервые в рамках единого полумикроскопического подхода рассчитаны характеристики изоскалярного (T=0) и изовекторного (T=1) гигантских квадрупольных резонансов.

Недавно в сферических ядрах обнаружен изоскалярный гигантский октупольный резонанс /см. /1/ /, в деформированных ядрах нет определенных указаний на существование гигантских октупольных резонансов.

В настоящей работе в гармоническом приближении рассчитаны энергии и другие характеристики гигантских октупольных изоскалярных и изовекторных резонансов в деформированных ядрах.

Секулярное уравнение для описания однофононных октупольных состояний с использованием изоскалярной $\kappa_0^{(3)}$ и изовекторной $\kappa_1^{(3)}$ констант взаимодействия запишем в виде /7,8/:

$$(\kappa_0^{(3)} + \kappa_1^{(3)})(X_n^i + X_p^i) - 4\kappa_0^{(3)}\kappa_1^{(3)}X_n^iX_p^i = 1, \quad /1/$$

где, например, для нейтронов

$$X_n^i = 2 \sum_{ss'} \frac{[f(ss') u_{ss'}]^2 [\epsilon(s) + \epsilon(s')]}{[\epsilon(s) + \epsilon(s')]^2 - \omega_i^2} \quad /2/$$

Здесь ω_i - энергия однофононного состояния, остальные обозначения те же, что и в ^{7,8/}. Эффекты, связанные с движением центра тяжести, не учитываются, поскольку их влиянием на свойства гигантских резонансов в тяжелых ядрах можно пренебречь.

Используя метод вычисления усредненных характеристик ^{9/}, для силовой функции приведенной вероятности E3-перехода в зависимости от энергии возбуждения ω получим следующее выражение ^{7/}:

$$b(E3, \omega) = (00\lambda\mu | 1K) \frac{2 - \delta_{K0}}{\pi} e^2 \times \quad /3/$$

$$\times \text{Im} \left\{ \frac{(1 + e_p^{(3)})^2 X_p + (e_n^{(3)})^2 X_n - X_n X_p [\kappa_0^{(3)} (1 + e_p^{(3)} - e_n^{(3)}) + \kappa_1^{(3)} (1 + e_p^{(3)} + e_n^{(3)})]}{1 - (\kappa_0^{(3)} + \kappa_1^{(3)}) (X_n + X_p) + 4\kappa_0^{(3)} \kappa_1^{(3)} X_n X_p} \right\}_{\omega \rightarrow \omega + i\Delta/2}$$

где $e_p^{(3)}$, $e_n^{(3)}$ - эффективные заряды, которые в данных расчетах взяты равными нулю, Δ - параметр усреднения. В численных расчетах параметры потенциала Саксона-Вудса брались из ^{10/}, учитывались все квазистационарные уровни. Константа $\kappa_0^{(3)}$ фиксирована правильным описанием низколежащих октупольных состояний.

Результаты наших расчетов приведены на рис. 1, 2 и в табл. 1.

На рис. 1 приведены силовые функции $b(E3, \omega)$ для E3-переходов на состояния с $I^\pi = 3^-$ и $K=0, 1, 2, 3$ в ²³⁸U. Значение $\kappa_1^{(3)}$ выбрано равным $-4,5 \kappa_0^{(3)}/2$. В нижней части рисунка дана полная силовая функция для переходов на состояния $I^\pi = 3^-$ со всеми возможными значениями K. Пунктиром дана эта величина, рассчитанная с $\kappa_1^{(3)} = 0$. Видно, что ширина октупольного резонанса, определенная в таком приближении, была бы сильно завышена. Исследования показали, что изменения $\kappa_1^{(3)}$ не

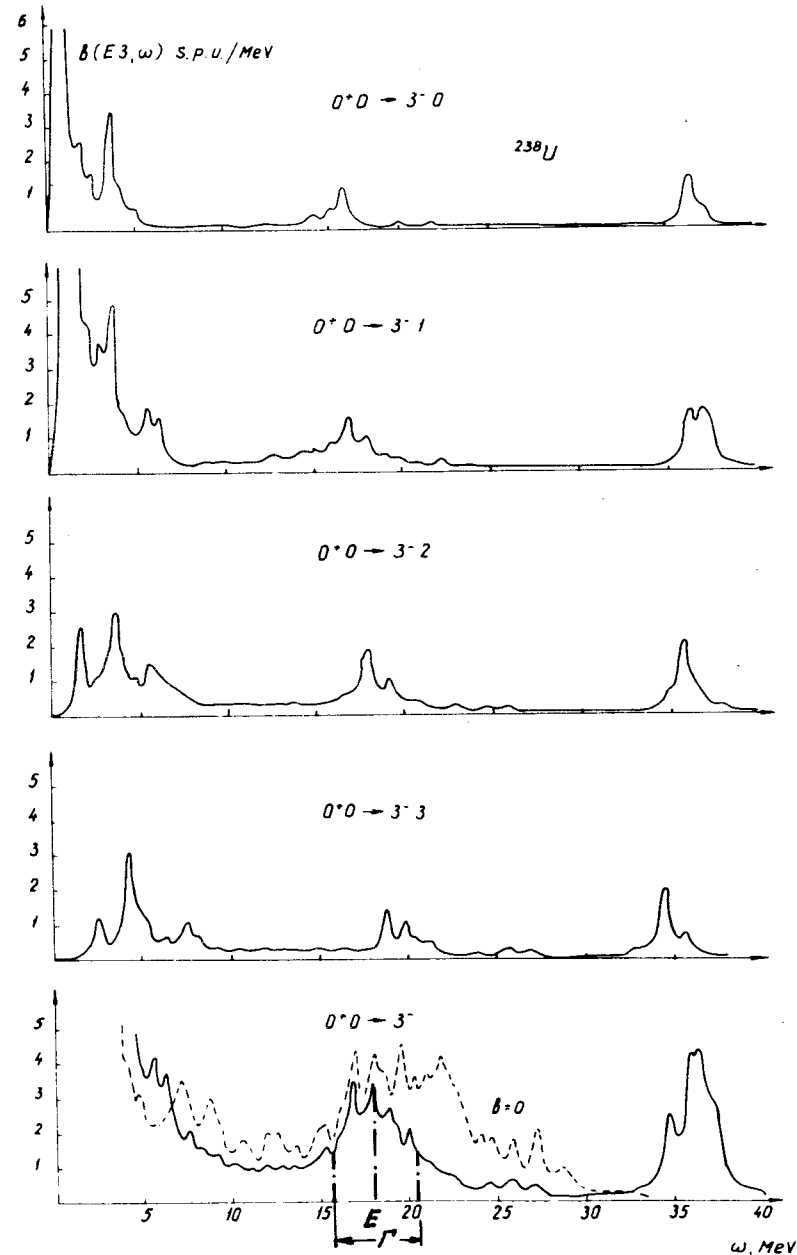


Рис. 1. Силовые функции $b(E3, \omega)$ в ²³⁸U для E3-переходов из основного состояния 0^+ на состояния $I^\pi K$ и суммарная величина. Пунктиром показано полное значение $b(E3, \omega)$, рассчитанное с $\kappa_1^{(3)} = 0$.

Таблица I

Характеристики гигантских октупольных резонансов в деформированных ядрах

| Ядро | Изоэскалярный резонанс, T=0 | | | | Изовекторный резонанс, T=1 | | | |
|-------------------|-----------------------------|--------|---|--|----------------------------|--------|---|--|
| | E, МэВ | Г, МэВ | $\int \delta(E3, \omega) d\omega$, одн. ед. | $\int \omega \delta(E3, \omega) d\omega$, Г одн. ед. x МэВ (% от EWSR) | E, МэВ | Г, МэВ | $\int \delta(E3, \omega) d\omega$, одн. ед. | $\int \omega \delta(E3, \omega) d\omega$, Г одн. ед. x МэВ (% от EWSR) |
| ^{150}Nd | 21,0 | 8,0 | 11 | 230(27%) | 33,0 | 6,0 | 8 | 260(31%) |
| ^{154}Sm | 21,0 | 7,5 | 11 | 220(26%) | 33,5 | 6,5 | 9 | 300(35%) |
| ^{154}Gd | 21 | 7,5 | 10 | 220(26%) | 33,0 | 7,0 | 9 | 310(34%) |
| ^{162}Dy | 19,5 | 7,0 | 13 | 280(27%) | 31,0 | 8,0 | 15 | 460(45%) |
| ^{166}Er | 20,0 | 7,0 | 13 | 280(27%) | 31,0 | 8,0 | 15 | 460(45%) |
| ^{172}Yb | 19,5 | 6,0 | 11 | 220(21%) | 30,5 | 8,0 | 15 | 450(43%) |
| ^{176}Hf | 20,0 | 6,0 | 11 | 220(21%) | 30,5 | 8,0 | 15 | 450(43%) |
| ^{230}Th | 17,5 | 5,0 | 14 | 250(24%) | 28,5 | 7,0 | 15 | 440(41%) |
| ^{232}Th | 17,5 | 5,0 | 14 | 250(24%) | 28,5 | 7,0 | 16 | 440(42%) |
| ^{234}U | 17,5 | 5,0 | 15 | 270(25%) | 28,0 | 7,0 | 17 | 470(43%) |
| ^{238}U | 17,5 | 5,0 | 14 | 250(23%) | 28,0 | 6,5 | 16 | 440(41%) |
| ^{244}Cm | 17,0 | 5,0 | 14 | 240(22%) | 27,5 | 7,0 | 19 | 510(46%) |
| ^{246}Cm | 17,0 | 5,0 | 14 | 240(22%) | 27,5 | 7,0 | 19 | 510(47%) |

очень сильно влияют на низкоэнергетическую часть силовой функции и на энергию октупольного изоэскалярного резонанса. Поэтому наши расчеты дают однозначно положение гигантских изоэскалярных октупольных резонансов в деформированных ядрах при энергии ~17-20 МэВ, величина которой уменьшается с увеличением A. Введение единственного свободного параметра $\kappa_1^{(3)} \neq 0$ приводит к возникновению изовекторного резонанса, положение которого сильно зависит от $\kappa_1^{(3)}$ и менее определено из-за неизвестности этого параметра. Если воспользоваться оценкой $^{2/2} / \kappa_1^{(3)} \approx -4,5 \kappa_0^{(3)}$, то по нашим расчетам изовекторный резонанс будет при 36-42 МэВ.

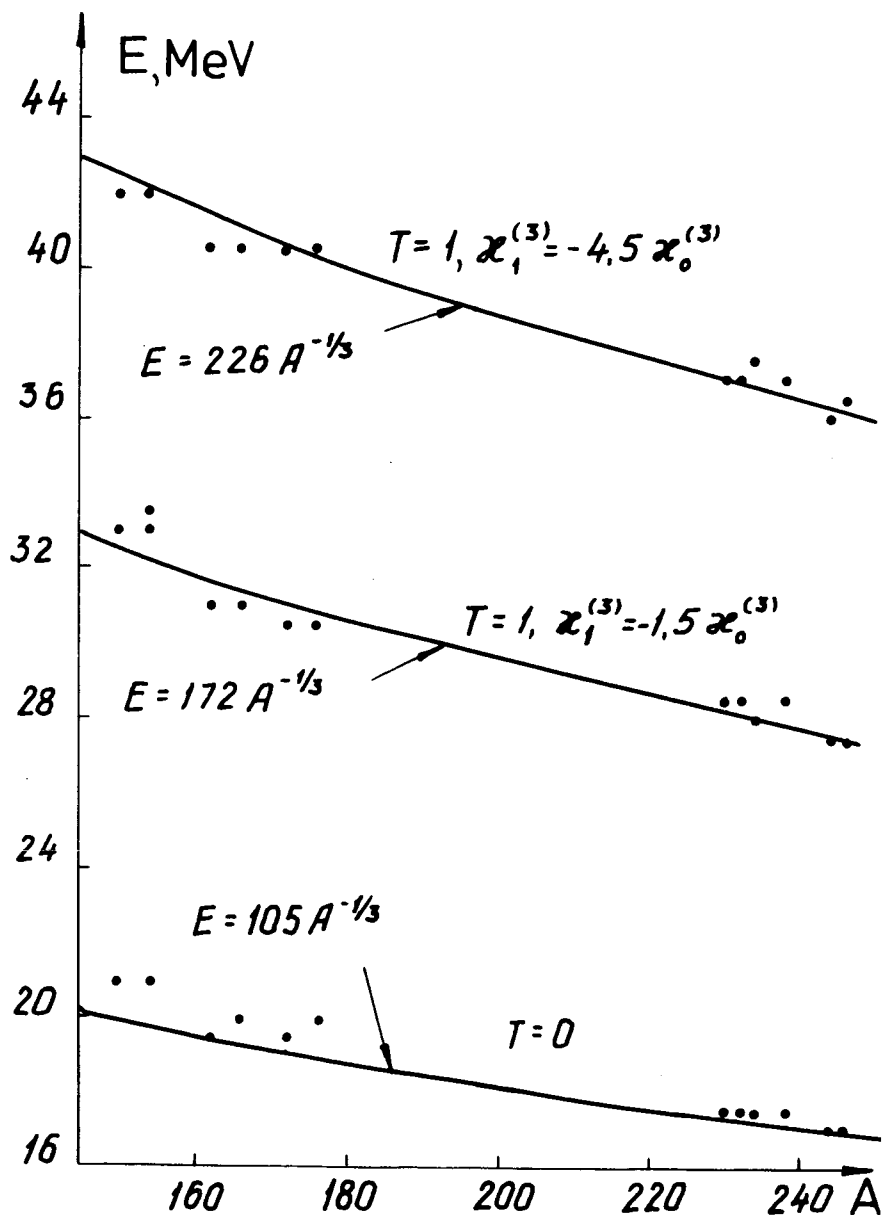


Рис. 2. Зависимость от A энергий гигантских октупольных резонансов (T=0,1) для деформированных ядер / точки - результаты расчета/.

Если же принять $\kappa_1^{(3)} = -1,5\kappa_0^{(3)}$, то верна гидродинамическая оценка его положения, $E \approx 172 \cdot A^{-1/3}$. На рис. 2 показаны рассчитанные для ряда ядер энергии гигантских октупольных резонансов в зависимости от A . Сплошными линиями показаны различные феноменологические оценки энергий резонансов.

Ширина гигантского октупольного резонанса в деформированных ядрах в значительной степени определяется расщеплением резонансов с различными значениями K , последовательность которых сохраняется во всех рассчитанных ядрах. Это ясно продемонстрировано на рис. 1. Рассчитанные гигантские октупольные резонансы в деформированных ядрах оказываются шире квадрупольных резонансов. При обсуждении ширины гигантских резонансов нужно иметь в виду, что нами не учитывается естественная ширина уровней и взаимодействие с высшими конфигурациями. Учет взаимодействия квазичастиц с фононами позволит подойти к выяснению роли высших конфигураций. Из рис. 1 видно, что форма резонанса заметно отличается от кривой Лоренца, поэтому удобнее говорить об энергетическом интервале локализации резонанса /полная ширина Γ / и энергии его центра тяжести (E), чем о полуширине и положении пика, как это обычно делается для дипольных резонансов. Край этого интервала для определенности мы фиксируем на уровне 20% полной высоты соответствующего пика, отсчитываемой от фона. На рисунке показаны эти величины на примере изоскалярного резонанса. Подчеркнем, что определенная таким образом полная ширина резонанса Γ при $\Delta < \Gamma$ /в наших расчетах бралась $\Delta = 1 \text{ МэВ}$ / практически не зависит от величины Δ .

В расчетах выбиралось достаточно широкое конфигурационное пространство /учитывалось до 160 одночастичных нейтронных и до 185 протонных уровней/. В результате рассчитанная величина энергетически взвешенной суммы для разных ядер исчерпывает на 80-90% безмодельную оценку энергетически взвешенного правила сумм (EWSR). При этом в область гигантских резонансов попадает большое число однофононных состояний. Например, для ^{238}U в области изоскалярного резонанса

находится ~ 1700 , а в области изовекторного ~ 2400 двухквазичастичных полюсов. Вклад в EWSR состояний с каждым значением $K=0,1,2,3$ оказывается значительным, например, для ^{238}U он составляет 16%, 33%, 28%, 23%, соответственно.

Экспериментальное обнаружение гигантского октупольного резонанса в реакции фотопоглощения представит большие трудности, поскольку его вклад в полное сечение этой реакции относительно мал /для изоскалярного резонанса - /0,5-0,8/ мбн·МэВ, для изовекторного - /4-10/ мбн·МэВ/.

В табл. 1 дана сводная информация о гигантских октупольных резонансах рассчитанных ядер с $\kappa_1^{(3)} = -1,5\kappa_0^{(3)}$. Приводится для $T=0,1$ положение, полная ширина, приведенная вероятность $E3$ -переходов на все состояния с $I^\pi = 3^-$ в область резонанса $\sum_i B(E3, \omega_i) \approx \int_{\Gamma} b(E3, \omega) d\omega$,

энергетически взвешенная сумма приведенных вероятностей $\sum_i \omega_i B(E3, \omega_i) \approx \int_{\Gamma} \omega b(E3, \omega) d\omega$ /в скобках

дается в процентах доля ее от EWSR /.

Предварительные исследования $E4$ -переходов показывают, что, по-видимому, изоскалярный гексадекапольный резонанс выделен слабо и распределен по широкой энергетической области. Изовекторный резонанс локализован в более узкой области, однако его положение сильно зависит от $\kappa_1^{(4)}$. При $\kappa_1^{(4)} = -2\kappa_0^{(4)}$ он расположен в районе 40-45 МэВ.¹

В заключение благодарим Г.Кырчева, Л.Е.Лазареву, Б.А.Тулупова, К.В.Шитикову, Р.А.Эрамжяна, М.А.Киселева за интересные обсуждения.

Литература

1. G.R.Satchler. *Phys.Rep.*, 14C, 97 /1974/.
2. D.R.Bes, R.A.Brogia and B.S.Nilsson. *Phys. Rep.*, 16C, 1 /1975/.
3. И.Н.Борзов, С.П.Камерджиев. *Препринт ФЭИ-580* /1975/.

4. M.B.Lewis and D.J.Horen. *Phys. Rev.*, C10, 1099 /1974/; A.Schwierczinski et al. *Phys. Lett.*, 55B, 171 /1975/.
5. S.Krewald and J.Speth. *Phys. Lett.*, 52B, 295 /1974/; S.Krewald, J.Birkholz, A.Faessler and J.Speth. *Phys.Rev.Lett.*, 33, 1386 /1974/; С.Ф.Семенко. *Изв. АН СССР /сер. физ./*, 40, 836 /1976/.
6. T.Kammuri and S.Kusuno. *Nucl.Phys.*, A215, 178 /1973/; А.А.Кулиев, Н.И.Пятов. *ЯФ*, 20, 297 /1974/; T.Kishimoto, J.M.Moss, D.H.Youngblood et al. *Phys. Rev. Lett.*, 35, 552 /1975/; D.Zawischa, J.Speth. *Phys. Rev.Lett.*, 36, 843 /1976/.
7. Г.Кырчев, Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев. *Препринт ОИЯИ, Р4-9697, Дубна, 1976.*
8. В.Г.Соловьев. *Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.*
9. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. *Препринт ОИЯИ, Р4-9652, Дубна, 1976.*
10. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. *ЭЧАЯ*, 4, 357 /1973/; С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. *ЭЧАЯ*, 7, 450 /1976/.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июня 1976 года.