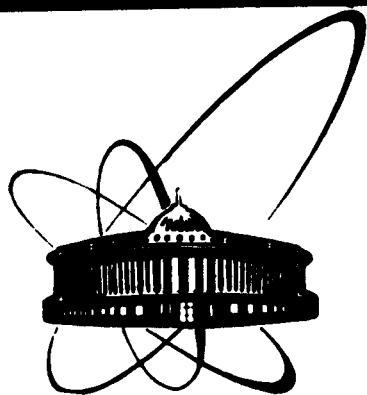


89-179



Ф
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

В754

P4-89-179

В.В.Воронов, Марио Пирис Сильвера*,
В.Ю.Пономарев

РАСПАД ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Центр прикладных ядерных исследований,
Гавана, Куба

1989

Интенсивное изучение высоковозбужденных ядерных состояний в различных реакциях привело к накоплению обширного экспериментального материала об интегральных характеристиках гигантских и одночастичных резонансов [1-5]. Теоретические исследования таких резонансов позволили сделать заключение, что основную роль в их затухании играет связь простых конфигураций со сложными [6-11]. Несмотря на многочисленные эксперименты последнего десятилетия существует большая неопределенность при извлечении интегральной силы состояний, обусловленная произволом при вычитании фона. Кроме того, реакции неупругого рассеяния частиц на ядрах дают в основном сведения о простых конфигурациях, формирующих высоковозбужденные состояния. Поэтому для исследования тонкой структуры таких состояний и роли в их формировании сложных компонент волновых функций необходимо изучать перциальные каналы распада высоковозбужденных состояний.

Проблему фона можно устранить, используя эксперименты с регистрацией на совпадение конечных продуктов реакции. Некоторые примеры такого сорта экспериментов можно найти в обзорах [2,3]. Весьма перспективным методом изучения структуры высоковозбужденных состояний является регистрация на совпадение с неупруго рассеянной частицей γ -квантов. Так как при γ -распаде доминируют дипольные электрические переходы, фиксируя конечные состояния, можно отбирать высоколежащие состояния с определенными значениями спинов и четности. Первые эксперименты по изучению γ -распадов гигантского изоскалярного квадрупольного резонанса в ^{208}Pb [12-14] и глубоколежащих дырочных состояний [15,16] наглядно продемонстрировали возможности такой методики.

Настоящая работа посвящена анализу вышеупомянутых экспериментальных данных на основе микроскопических расчетов с целью выяснения структурных особенностей гигантских резонансов. Все расчеты выполнены в рамках квазичастично-фонной модели (КФМ), подробное описание которой можно найти в [17,18]. Волновая функция возбужденных состояний четно-четного ядра с учетом взаимодействия простых (однофонных) и сложных (двухфонных) конфигураций имеет в КФМ вид

$$\Phi_{\nu}(JM) = \left\{ \sum_i R_i(J\nu) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} P_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) \left[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \right]_{JM} \right\} \Phi_0, \quad (1)$$

где $Q_{\lambda\mu}^+$ - оператор рождения фонов мультимольности λ с проекцией μ , порядковым номером l и энергией $\omega_{\lambda l}$, определяемой из решения уравнения приближения случайной фазы; Φ_0 - фоновый вакуум, принимаемый за основное состояние четно-четного ядра.

Спектр возбужденных состояний $\eta_{J\nu}$, описываемых волновой функцией (1), а также коэффициенты R и P определяются из решения соответствующего секулярного уравнения [18]. При промежуточных и высоких энергиях возбуждения, когда плотность уровней достаточно велика, удобно использовать силовую функцию:

$$b(\Phi, \eta) = \sum_{J\nu} \left| \Phi_{J\nu} \right|^2 \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_{J\nu})^2 + \Delta^2/4}. \quad (2)$$

Здесь $\Phi_{J\nu}$ - амплитуда возбуждения состояния $\Phi_{J\nu}(JM)$ в рассматриваемом физическом процессе; Δ представляет собой энергетический интервал усреднения. Подробное изложение метода силовых функций дано в [18]. Для численных расчетов мы использовали программу GIRES [19].

Прежде всего остановимся на описании в рамках КФМ интегральных характеристик гигантских мультимольных резонансов, таких, как положение, полные ширины, исчерпывание энергетически взвешенного правила сумм (ЭВПС). Наше обсуждение мы начнем с гигантского квадрупольного резонанса (ГКР). Согласно систематике экспериментальных данных по возбуждению изоскалярного ГКР его энергия $E_x \sim 63 \cdot A^{-1/3}$ МэВ, исчерпывание изоскалярного ЭВПС составляет 50-100%. Известные энергии изовекторных ГКР согласуются с величиной $E_x \sim 110 \cdot A^{-1/3}$ МэВ.

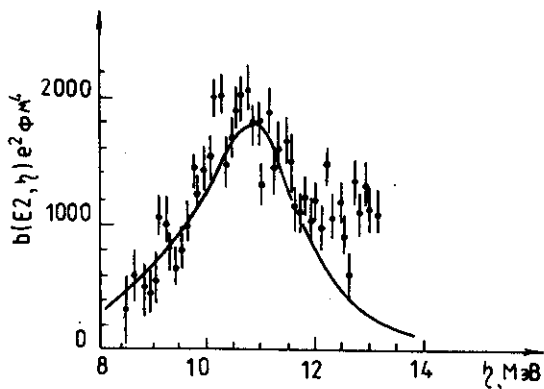


Рис.1. Силовая функция $E2$ -переходов из основного состояния на состояния ГКР в ^{208}Pb
(Сплошная кривая - расчеты КФМ, точки - экспериментальные данные из работы [20])

Результаты вычислений силовой функции распределения интенсивности E2-переходов $b(E2, \eta)$ в ^{208}Pb , полученные с учетом связи одно- и двух-фононных состояний, и экспериментальные данные [20] из реакции $^{208}\text{Pb}(e, e'n)$ показаны на рис.1. Как видно из рисунка, расчеты хорошо воспроизводят распределение E2-силы в области ГКР. Интегральные характеристики E2- и E4-резонансов для ^{208}Pb приведены в таблице. Ширины резонансов рассчитывались по стандартной формуле для гауссова распределения [18].

Таблица . Интегральные характеристики E2- и E4- резонансов в ^{208}Pb

J^π	Эксперимент			Теория		
	E_x , МэВ	Γ , МэВ	ЭВПС, %	E_x , МэВ	Γ , МэВ	ЭВПС, %
2^+	10,5 + 10,9	2,4 + 3,0	60 + 80	10,6	3,1	67
4^+	~ 10,9	~ 4,0	10 + 30	10,9	3,2	16

В экспериментах [2] обнаружено, что в области локализации изоскалярного ГКР также находится гексадекапольный резонанс, исчерпывающий 10-30% ЭВПС. Наши расчеты показывают, что для E4-резонанса $E_x = 10,9$ МэВ, $\Gamma = 3,2$ МэВ и исчерпывание ЭВПС 16%.

Хуже изучены экспериментально изовекторные мультипольные резонансы. В ^{208}Pb изовекторный квадрупольный резонанс [2] лежит при энергии 21,5 МэВ и исчерпывает 80% ЭВПС. Наши расчеты дают $E_x = 21,9$ МэВ и исчерпывание ЭВПС 81%. Интересно отметить, что расчеты с сепарабельными силами для характеристик ГКР дают результаты, весьма близкие к полученным с использованием взаимодействия Ландау-Мигдала. В работе [21] для ГКР в ^{208}Pb получено, что он сконцентрирован при энергии $E_x = 10,6$ МэВ и имеет интегральную силу $B(E2^\nu) = 1010 e^2 \text{fm}^4$. Расчеты КМ дают для $B(E2^\nu) = 1029 e^2 \text{fm}^4$. Наряду с характеристиками ГКР в КМ успешно описываются энергии и вероятности возбуждения низколежащих коллективных уровней ^{208}Pb [18]. Правильное описание интегральных характеристик как низколежащих уровней, так и резонансов позволяет надеяться и на хорошее описание парциальных ширин γ -распада на низколежащие состояния.

Выбрав волновые функции в виде суперпозиции одно- и двухфононных состояний, можно рассчитывать приведенные вероятности электромагнитного перехода мультипольности λ между такими состояниями:

$$B(\lambda, J_1 \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_1 + 1} \sum_{\mu, M_1, M_f} |\langle J_f M_f | \mathbf{M}(\lambda \mu) | J_1 M_1 \rangle|^2. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{M}(\lambda \mu)$ – оператор электромагнитного перехода. Если представить оператор $\mathbf{M}(\lambda \mu)$ во вторично-квантованном виде и подставить в (3) выражение для волновой функции начального (i) и конечного (f) состояний (1), то мы получим запись для приведенной вероятности через структурные коэффициенты R и P этих состояний. Ввиду громоздкости получаемого выражения мы приведем его здесь лишь схематически :

$$B(\lambda, J_1 \rightarrow J_f) \sim \left| \mathcal{A}_{11} R_{i_1} (J_1 \nu_1) R_{i_f} (J_f \nu_f) + \mathcal{A}_{21} R_{i_f} (J_f \nu_f) P_{J_f i_f}^{\lambda i_1} (J_1 \nu_1) + \right. \\ \left. + \mathcal{A}_{12} R_{i_1} (J_1 \nu_1) P_{J_i i_1}^{\lambda i_1} (J_f \nu_f) + \mathcal{A}_{22} P_{\lambda_1 i_1}^{\lambda i_1 i_1} (J_1 \nu_1) P_{\lambda_{f2} i_{f2}}^{\lambda i_1} (J_f \nu_f) \right|^2, \quad (4)$$

\mathcal{A}_{ij} – комбинации фоновых амплитуд и геометрических множителей сложения угловых моментов. Первый член в этом выражении описывает переход между однофоновыми компонентами волновой функции начального и конечного состояния; второй – переход с двухфоновой компоненты начального на однофоновую компоненту конечного состояния и т.д. В дальнейшем мы будем рассматривать γ -переходы из области гигантских резонансов на низколежащие состояния, примесь двухфоновых компонент в которых невелика, т.е. $P_{\lambda_{f2} i_{f2}}^{\lambda_{f1} i_{f1}} \sim 0$. Поэтому в рассматриваемой нами задаче величина $B(E\lambda)$ определяется главным образом первыми двумя членами выражения (4).

Приведенные вероятности непосредственным образом связаны с парциальными γ -ширинами. Например, для $E1$ -переходов мы имеем

$$\Gamma_{if}(E1, E_\gamma) = 1,05 \cdot E_\gamma^3 \cdot B(E1, J_1 \rightarrow J_f) \text{ эВ}.$$

где $E_\gamma = E_1 - E_f$ и выражается в единицах МэВ, а $B(E1)$ – в единицах $e^2 \text{дм}^2$. Используя вышеприведенные формулы, мы рассчитали парциальные γ -ширины распадов изоскалярного и изовекторного квадрупольного резонансов в ^{208}Pb на ряд низколежащих уровней. Диаграммы, описывающие γ -распад ГКР, показаны на рис.2.

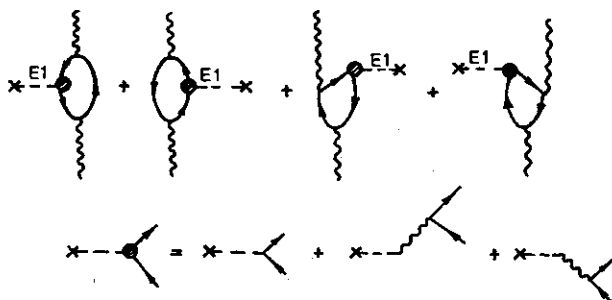


Рис.2. Диаграммное представление матричных элементов E1-распада изоскалярного E2-резонанса на низколежащий уровень 3^-

Энергии уровней и ширины γ -распадов изоскалярного ($T=0$) и изовекторного ($T=1$) E2-резонансов в ^{208}Pb показаны на рис.3. Как видно из этого рисунка, изоскалярный E2-резонанс имеет маленькую ширину $\Gamma = 3,6$ эВ для распада на первое коллективное состояние 3^- . Как отмечалось в работах [21-23], это имеет простое объяснение. При E1-переходах между коллективными изоскалярными состояниями происходит деструктивная интерференция нейтронных и протонных матричных элементов, дающих вклад в ширину такого перехода.

Кроме того, имеет место уменьшение эффективного заряда из-за дипольной поляризуемости остова. Для γ -переходов с учетом дипольной поляризуемости, что соответствует возбуждению в КМ двухфононных состояний, включающих гигантский дипольный резонанс (ГДР), выполняется правило. E1-переходы с энергией, большей дипольного резонанса, усили-

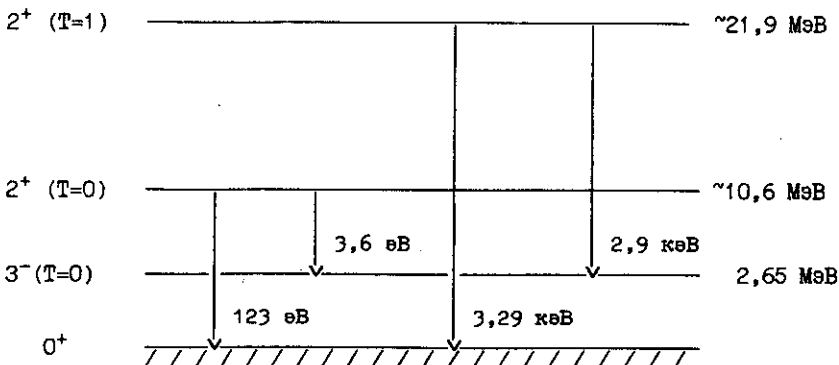


Рис.3. Гамма-распад квадрупольных резонансов с $T = 0, 1$ в ^{208}Pb

ваются, а с меньшей — ослабляются [23]. Это связано с тем, что двухфононные состояния $[Q_{\lambda}^+ - Q_{\lambda+1}^+]$ с 1^- -фононами, формирующими ГДР, расположены в области $E_x > E_{ГДР}$. С этих двухфононных компонент за счет большого матричного элемента E1-перехода идут интенсивные переходы на однофононную компоненту $Q_{\lambda+1}^+$ конечного состояния. Примесь таких двухфононных компонент в волновой функции (1) существенна только для состояний с $E_x > E_{ГДР}$, и переход в конечное состояние из этой области энергий определяется первыми двумя членами выражения (4), в то время как для состояний с меньшей энергией только первый член (4) дает заметный вклад. В результате γ -переходы с изовекторного резонанса должны быть заметно усилены из-за примесей состояний ГДР. Кроме того, при E1-переходах между изоскалярными и изовекторными однофононными состояниями имеется усиление из-за когерентного вклада нейтронных и протонных матричных элементов. Как видно из рис.3, ширина E1-перехода на уровень 3_1^- практически такая же, как и для перехода в основное состояние. В других теоретических расчетах [21] эта ширина получается даже несколько большей, чем у нас.

Кроме того, мы вычислили ширины распадов изоскалярных E2- и E3-резонансов в ^{90}Zr . Результаты расчетов для ^{90}Zr дают качественно сходную с ^{208}Pb картину. В ^{90}Zr для E1-переходов из изоскалярного ГДР на уровень 3_1^- мы получаем $\Gamma_{\gamma} = 2,1$ эВ, а для распада изоскалярного высоколежащего октупольного резонанса теория предсказывает величину $\Gamma_{\gamma} = 0,5$ эВ. Как и в ^{208}Pb , E1-переходы между изоскалярными состояниями заметно подавлены по причинам, указанным выше.

Наличие усиления E1-переходов из изовекторного E2-резонанса открывает новые возможности его исследования в реакциях $(p, p'\gamma)$ и $(e, e'\gamma)$.

Обсудим более подробно распад изоскалярного квадрупольного резонанса. В наших расчетах мы получаем для отношения ширины γ -распада в основное состояние к полной ширине величины, равные $4 \cdot 10^{-5}$ для ^{208}Pb и $1,5 \cdot 10^{-5}$ для ^{90}Zr . Эти же величины, извлеченные из экспериментальных спектров в предположении 100% исчерпывания правила сумм, равны $8,62 \cdot 10^{-5}$ и $4,6 \cdot 10^{-5}$ соответственно. С учетом того, что у нас исчерпывается в ^{208}Pb 67%, а в ^{90}Zr 50% ЭВПС и экспериментальные данные в настоящий момент имеют неопределенность порядка 50–60%, теория согласуется с экспериментом. Следует отметить, что различные теоретические расчеты исчерпывания ЭВПС дают результаты, близкие к полученным нами, и в целом неплохо воспроизводят данные из реакций неупругого рассеяния адронов и легких ионов.

Как мы уже отмечали выше, в ^{208}Pb в области изоскалярного ГДР находится гексадекапольный резонанс, с которого также идут E1-переходы

на уровень 3_1^- . Для них мы получили $\Gamma_\gamma = 13$ эВ. Для переходов на уровень 5_3^- с энергией возбуждения 4 МэВ расчет дает $\Gamma_\gamma(4^+ \rightarrow 5^-) = 60$ эВ. Если принять за единицу интенсивность γ -переходов из изоскалярного ГКР в основное состояние, то для переходов на уровень 3_1^- в ^{208}Pb наши расчеты дают величину 0,03 для относительной интенсивности и 0,49 для перехода на уровень 5_3^- . Эксперимент дает для этих величин значения $0,04 \pm \pm 0,04$ и $0,025 \pm 0,5$, соответственно. Конечно, необходимо повышение точности экспериментальных данных и более полный теоретический анализ.

На основе проведенных расчетов можно заключить, что исследование распадных свойств гигантских резонансов позволяет получить новую информацию о сложных компонентах их волновых функций и заметно расширяет возможности изучения структуры высоколежащих коллективных состояний.

Литература

1. Goeke K., Speth J. - Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1982, v.32, p.65.
2. Van der Woude A. - Preprint KVI-583, Groningen, 1985.
3. Harakeh M.N. - Preprint KVI-571, Groningen, 1985.
4. Gales S. et al. - Phys.Rev., 1985, v.C31, p.94.
5. Langevin-Joliot H. - Preprint IPNO-DRE 87-42, Orsay, 1987.
6. Soloviev V.G. et al. - Nucl.Phys., 1977, v.A288, p.376.
7. De Haro R. et al. - Nucl.Phys., 1982, v.A388, p.265.
8. Bertsch G. et al. - Rev.Mod.Phys., 1983, v.55, p.287.
9. Wambach J. et al. - Nucl.Phys., 1982, v.A380, p.285.
10. Ткачев В.Н., Камерджиев С.П. - ЯФ, 1985, т.42, с.832.
11. Воронов В.В. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.683.
12. Bertrand F.E. et al. - J.De Physique, 1984, v.45, p.04-99.
13. Bertrand F.E. et al. - Proc.Int.Sym. on Nucl.Spectr. and Nucl. Interactions, Osaka, Japan, 1984.
14. Bertrand F.E. et al. - In: Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, ed. Klapdor H., Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1986.
15. Sakai H. et al. - Nucl.Phys., 1985, v.A441, p. 640.
16. Azalez F. et al. - Nucl.Phys., 1985, v.A444, p.373.
17. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237.
18. Воронов В.В., Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1381.
19. Пономарев В.Ю., Стоянова О., Стоянов Ч. - Препринт ОИЯИ Р4-81-704, Дубна, 1981.
20. Bolme G.O. et al. - Preprint P/87/11/201, Univ. of Illinois, 1987.

21. Speth J. et al. - Phys.Rev., 1985, v.C31, p.2310.
22. Bohr A., Mottelson B.R. - Nuclear Structure, vol.2, Benjamin, New York, 1975.
23. Bortignon P.F. et al. - Phys. Lett., 1984, v.148B, p.20.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 марта 1989 года.