

УДК 534.222.2

Ф. А. Живописцев
К. В. ШитиковаВЛИЯНИЕ СЛОЖНЫХ СОСТОЯНИЙ НА
СТРУКТУРУ ДИПОЛЬНЫХ
ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ЯДРАХ
 ^{60}Ni , ^{90}Zr , ^{208}Pb

Исследовано влияние сложных состояний (типа $2p2h$) на структуру дипольных гигантских резонансов с $T_{<}$ и $T_{>}$ в ядрах ^{60}Ni , ^{90}Zr , ^{208}Pb . Проведены расчеты структуры гигантских резонансов ($T_{<}$ и $T_{>}$), энергетических спектров фотонуклонов.

Ограничимся учетом влияния на структуру гигантского дипольного резонанса коллективных возбуждений остова, т. е. связью с состояниями типа ph + низшие коллективные возбуждения. Если принять такое ограничение, то можно предположить, что существенную роль в рассеянии частицы и дырки будут играть те состояния остова, которые наиболее сильно возбуждаются в обычном неупругом рассеянии нуклонов на атомных ядрах, так называемые низшие коллективные состояния 2^+ и 3^- . Для ядра ^{60}Ni будем учитывать как «однофононные» возбуждения 2^+ , так и «двухфононные» $(2^+)^2$, а для ядер ^{90}Zr и ^{208}Pb наряду с 2^+ учитывается и влияние низколежащего 3^- возбуждения. Анализируются две ветви гигантского резонанса с большим и меньшим изоспином $T_{<}$ и $T_{>}$.

Сделаем несколько замечаний относительно схемы расчета состояний $T_{>}$ [1]. В фотоядерных реакциях в области гигантского резонанса можно исследовать состояния $T_{<}$ ($\Delta T=0$) и $T_{>}$ ($\Delta T=1$) отдельно. Например, ^{90}Zr имеет изотопический спин в основном состоянии $T_0=5$. По правилам отбора по изоспину при дипольном поглощении в нем будут возбуждаться уровни с $T=5(T_{<})$ и $T=6(T_{>})$. Аналогом высоковозбужденного дипольного состояния $T_{>}$ в ядре ^{90}Zr будет состояние типа протонная дырка — нейтронная частица ядра ^{90}Y (p_nJ). Такие состояния берутся в качестве базиса для диагонализации. Затем, действуя оператором

$$T^+ |T, T_z\rangle = V(T - T_z)(T + T_z + 1) |T, T_{z+s}\rangle,$$

переводящим нейтрон в протон, получим состояния $T_{>}$ в ядре ^{90}Zr . При этом добавляется энергия

$$E^* = \Delta C + \delta_{n,p} + \Delta E,$$

где ΔC — кулоновская энергия, $\delta_{n,p}$ — энергия, соответствующая разности масс протона и нейтрона, ΔE — разность основных состояний ядер.

В рамках изложенного формализма были проведены расчеты структуры гигантского резонанса ($T_{<}$ и $T_{>}$) в ядрах ^{60}Ni , ^{90}Zr и ^{208}Pb . На рис. 1 представлены результаты расчета сечения фотопоглощения в области гигантского дипольного резонанса для ядра ^{60}Ni ($T_{<}$ и $T_{>}$)

на базе состояний $|ph1-\rangle$, $|ph, 2+; 1-\rangle$, $|ph(2+)^2; 1-\rangle$. Для ядра ^{90}Zr исследовалось влияние низших коллективных состояний $(2+)^2$ и $3-$ на структуру аналогичного дипольного резонанса (рис. 1, б). Аналогичная процедура проведена для ^{208}Pb . Из рассмотрения приведенных результатов можно сделать вывод, что наблюдаемая в экспериментах с высоким разрешением структура сечений фотопоглощения богаче, чем предсказываемая теорией.

На опыте в кривой фотопоглощения оказывается значительно больше сравнимых по величине максимумов, чем это представляется в теории, учитывающей лишь связь с низшими коллективными возбуждениями типа $2+$ и $3-$ [2, 3].

В связи с этим нами была предпринята попытка учесть

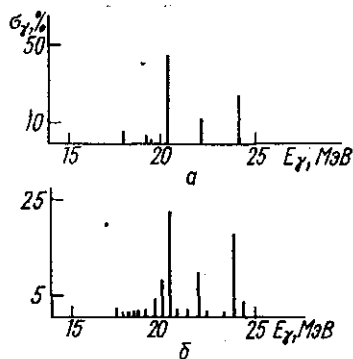


Рис. 1

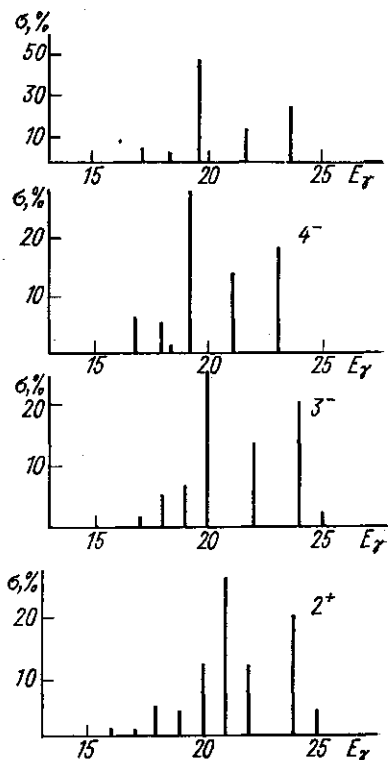


Рис. 2

влияние не только самых низших возбуждений типа $2+$ и $3-$, но и более высоко лежащих коллективных состояний типа $2+$, $3-$, $4-$, $5-$ на структуру гигантского резонанса в ядре ^{90}Zr ($T_>$). В расчетную схему включались всевозможные коллективные возбуждения вплоть до энергий 6 МэВ. Результаты расчетов, приведенные на рис. 2, позволяют сделать вывод о том, что ни одно из рассмотренных состояний не является выделенным с точки зрения его влияния на структуру гигантского резонанса. Наибольший вклад в структуру гигантского дипольного резонанса дает низшее коллективное возбуждение $2+$, но его явно недостаточно, чтобы объяснить наблюдаемую экспериментально структуру сечения фотопоглощения ядра ^{90}Zr .

Исследуем вопрос о влиянии связи частично-дырочных состояний с более сложным состоянием (типа частица — дырка на фоне коллективных состояний $(2+, 3-)$) на описание характеристик фоторасщепления ядер. При описании в ph -приближении спектров фотонуклонов возникает ряд трудностей. Расчетные спектры фотонуклонов значительно беднее экспериментальных, причем особенно подавлена мягкая часть спектра. Из качественных соображений можно ожидать, что учет примеси более сложных конфигураций разрешит эти трудности. Дей-

ствительно, из-за увеличения числа состояний в сечении возбуждения (т. е. числа уровней, с которых идет распад) должно увеличиваться общее число пиков в спектре распада, а за счет увеличения каналов распада на возбужденные состояния конечного ядра должна обогатить-

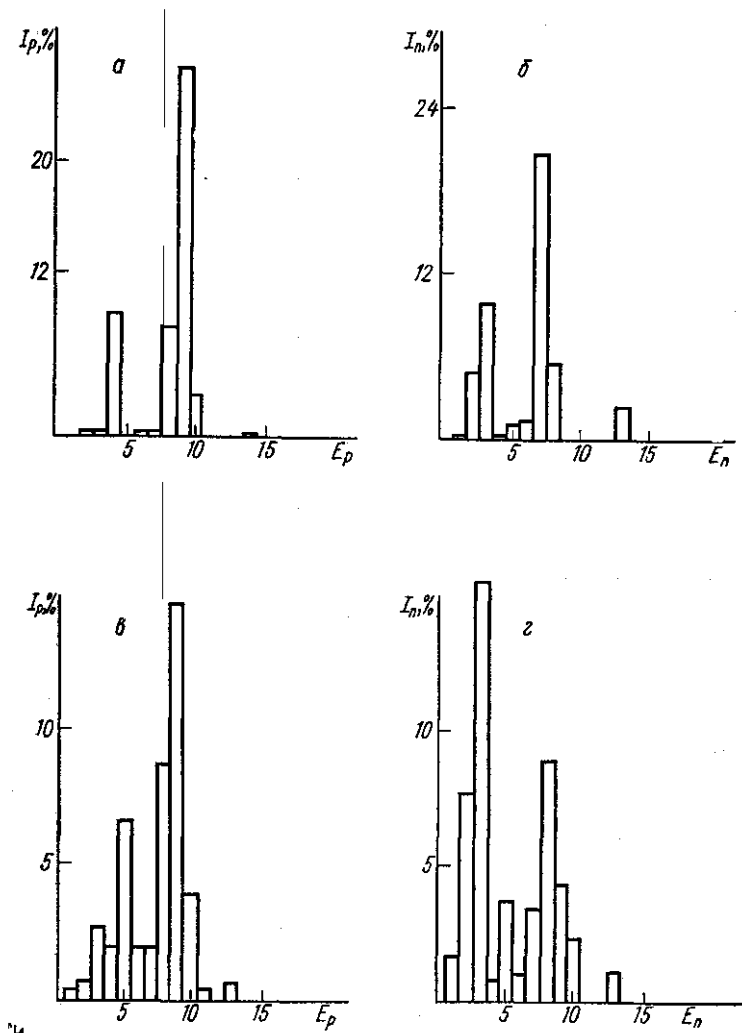


Рис. 3

ся мягкая часть спектра. Распадные ширины Γ^\dagger возбужденных состояний рассчитывались по обычным формулам R-матричной теории [4]:

$$\Gamma_{ij}^\dagger = \frac{2kP_l}{2T_0 + 2} \gamma_{ij}^2, \quad (1)$$

где k — волновое число вылетающего нуклона, P_l — проницаемость кулоновского и центробежного барьеров, γ_{ij}^2 — приведенная ширина для перехода на данный уровень конечного ядра при испускании нуклона с орбитальным моментом l .

$$\gamma_{ij}^2 = \frac{3\hbar^2}{2mR} \alpha_{ij}^2, \quad (2)$$

α_{ij} — коэффициенты разложения волновых функций.

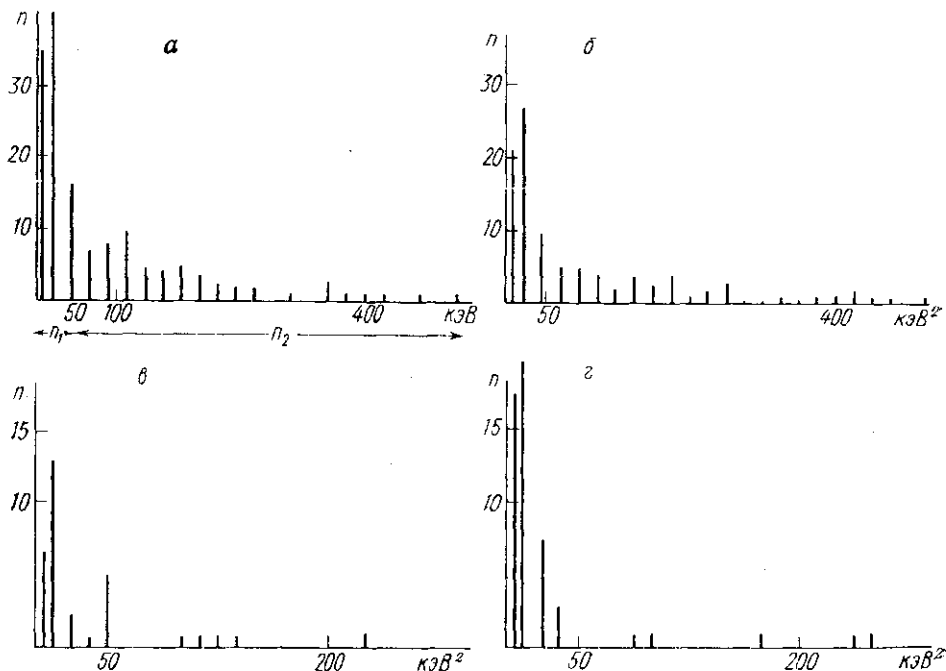


Рис. 4

Если подставим в выражение Γ^\uparrow вместо $k=p/\hbar$ $p^2=2m\epsilon$, (ϵ — энергия вылета нуклонов $\epsilon=E_\gamma - E_n - \epsilon_\Phi$, E_n — энергия дырки, ϵ_Φ — энергия коллективного возбуждения I^π), то окончательно получим

$$\Gamma_{ij}^\uparrow = \frac{3\sqrt{2}}{2T_0 + 2} \frac{\hbar}{R} \frac{\sqrt{\epsilon_{ij}}}{\sqrt{m}} P_l \alpha_{ij}^2, \quad (3)$$

где $\epsilon_{ij} = \epsilon_{\text{прот.}}$ и $\epsilon_{\text{нейтр.}}$, фактор $\frac{1}{2T_0 + 2}$ характерен для аналоговых состояний, т. е. он появляется в случае $T_>$, а в случае $T_<$ этот фактор отсутствует, R — радиус ядра, m — масса вылетающего нуклона.

Энергетический спектр рассчитывался в соответствии с выражением

$$I(\epsilon) = \frac{\sum_{ij} \sigma_{\nu l} \Gamma_{ij}^\uparrow |(\epsilon_{ij})|_{\epsilon_{ij}=\epsilon}}{\sum_{ij} \sigma_{\nu l} \Gamma_{ij}^\uparrow}. \quad (4)$$

Суммирование в числителе производится по строчкам матрицы диагонализации для всех состояний, из которых нуклоны вылетают с одинаковой энергией $\epsilon = \epsilon_{ij}$. На рис. 3 приведены спектры фотонуклонов для ядра ^{60}Ni : *a* — спектры фотопротонов на ph -базисе, *б* — спектры фото-нейтронов на ph -базисе, *в* — спектры фотопротонов с учетом связи с

2^+ , δ — спектры фотонейтронов с учетом связи с 2^+ ($T_>$ и $T_<$). Аналогичные результаты получены для ядер ^{90}Zr ($T_>$) и ^{208}Pb ($T_>$).

Приведенные исследования свидетельствуют о том, что учет низших коллективных возбуждений не приводит к заметному обогащению и смягчению спектров фотонуклонов по сравнению с частично-дырочным приближением. Спектры выглядят значительно более жесткими, чем

наблюдаемые на опыте, и одноу-клонная ширина существенно занижена по сравнению с ширинами, характерными для гигантского дипольного резонанса.

Очевидно, что для правильного описания совокупности экспериментальных данных по фотораспаду проведенного нами расширения базиса недостаточно. Мы включали в схему расчета только $2p\ 2h$ -состояния, которые связаны в низшие коллективные возбуждения. По-видимому, необходим учет и других — «неколлективных» двухчастичных — двухдырочных состояний. Анализ сложных конфигураций $2p\ 2h$ позволил выделить две группы состояний n_1 и n_2 . На рис. 4 даны зависимости числа состояний типа две частицы — две дырки от величины квадрата матричного элемента связи $\langle V^2 \rangle$ для двух максимальных дипольных уровней ядер ^{60}Ni (a — 21, b — 26 МэВ) и ^{90}Zr (σ — 19,6 и

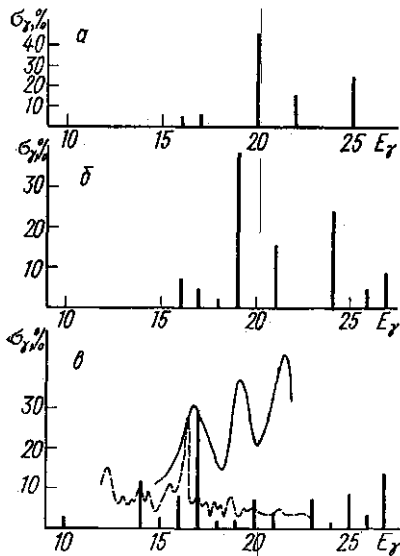


Рис. 5

σ — 25,3 МэВ) в сечениях фотовозбуждений, вычисленных в ph -приближении. Мы видим, что диапазон изменения $\langle V^2 \rangle$ достаточно велик. Выделим группу состояний n_2 ($\langle V^2 \rangle > 0,02 \text{ МэВ}^2$), для которых матричный элемент связи имеет большую абсолютную величину, но число их мало (плотность $\rho_{n2}(E)$ порядка нескольких состояний на МэВ). Для этой группы состояний характерно, что, во-первых, они неравномерно распределены относительно исследуемых уровней, во-вторых, численная величина ширины разброса Γ^\downarrow [2] сильно зависит от интервала усреднения ΔE . Предполагается, что группа n_2 относится к входным состояниям, так как сильно связана с ph -возбуждениями и определяет промежуточную структуру дипольного резонанса. Для оставшейся же группы состояний n_1 можно утверждать противоположное: матричные элементы связи $\langle V^2 \rangle$ имеют небольшую абсолютную величину (меньше $0,02 \text{ МэВ}^2$), но число их велико (плотность $\rho_{n1}(E)$ порядка сотни и больше состояний на МэВ). Кроме того, группа состояний n_1 равномерно распределена относительно исследуемых уровней и численная величина Γ^\downarrow для этих состояний не зависит от интервала усреднения ΔE . Данную статистическую группу состояний n_1 необходимо отнести к разряду выходных состояний, по которым происходит разброс небольшого числа входных конфигураций. Учет статистической группы состояний будет существенным в описании ширины гигантского резонанса и спектров фотонуклонов.

Покажем на примере аналогичного дипольного резонанса в ядре ^{90}Zr , какое влияние на структуру сечения фотопоглощения оказывает

включение неколлективных $2p\ 2h$ -состояний (а) из группы n_2 . В схему диагонализации (рис. 5) были включены наряду с ph -состояниями состояния типа $|\bar{p}nI, 3^-, 1^-\rangle$ (б), а также конфигурации $|\bar{p}nI', \bar{p}\ pI; 1^-\rangle$; $|\bar{p}nI', nnl; 1^-\rangle$ (в), матричные элементы связи которых с частично-дырочными велики. Результаты представлены на рис. 5. Как видно из рисунка, $2p\ 2h$ -состояния неколлективной природы играют такую же роль, если не большую, в формировании структуры аналогового дипольного резонанса, как и коллективные состояния. Но учет испускания нуклонов из входной группы конфигураций n_2 (прямые процессы) не в состоянии адекватно описать наблюдаемые экспериментально спектры и соответствующие ширины гигантского резонанса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Balashov V. V., Yadrovskiy E. A. «Phys. Lett.», 1966, 22, 509.
2. Zhipovistsev F. A., Lukashov A. V., Shitikova K. V., Yudin N. P. «Chech. Journ. Phys.», 1972, В 22, 883.
3. Горячев Б. И., Ишханов Б. С. и др. «Ядерная физика», 1970, 3, 495.
4. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при средних и низких энергиях. ИАН М., 1960.
5. Акбари М. Ю., Говядинова Л. А., Живописцев Ф. А., Лукашов А. В., Шитикова К. В. «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1973, 37, 201.

Поступила в редакцию
2.6 1977 г.
НИИЯФ