

рич. аналоговый резонанс); для $1^+ -$ гамов-теллеровский резонанс (см. ниже).

Изменение изотопич. спина T ядра при возбуждении Г. р. отличает изоскалярный ($\Delta T=0$) от изоспинового (изовекторного) ($\Delta T=1$) (обозначаются дополнит. ниж. индексами, напр. $E1_0, E2_1$, табл. 1).

Т а б л. 1. — Общая классификация гигантских резонансов с квантовыми числами J^π в чётно-чётных ядрах

Вид колебаний	ΔT	S	J^π	
			$\Delta Q=0$, обозначение	$\Delta Q \neq 1$
Изоскалярные	0	0	L_0^π EL_0	
	0	1	$(L \pm 1)_0^\pi$ $M(L \pm 1)_0$	—
Изоспиновые (изовекторные)	1	0	L_1^π EL_1	L_1^π
	1	1	$(L \pm 1)_1^\pi$ $M(L \pm 1)_1$	$(L \pm 1)_1^\pi$
Спин-изоспиновые	1	1	L_1^π EL_1	L_1^π

Г. р. наблюдаются у большинства ядер. Они располагаются, как правило, в непрерывном спектре возбуждений ядра и имеют ширины порядка неск. МэВ. Форма, ширина Γ и энергия \mathcal{E} Г. р. плавно изменяются от ядра к ядру, напр. для электрич. Г. р. \mathcal{E} пропорц. $A^{1/2}$, где A — массовое число.

Важной характеристикой Г. р. является процент исчерпания правила сумм. Обычно Г. р. исчерпывает значит. долю соответствующего правила сумм, т. е. его интенсивность («сила») по сравнению с максимально возможной суммой вероятностей всех переходов этого типа велика (отсюда назв. Г. р.), что свидетельствует о большой коллективности состояния.

Теоретические модели. Существуют 2 подхода к описанию Г. р. — феноменологический и микроскопический. Большинство феноменологич. теорий исходит из

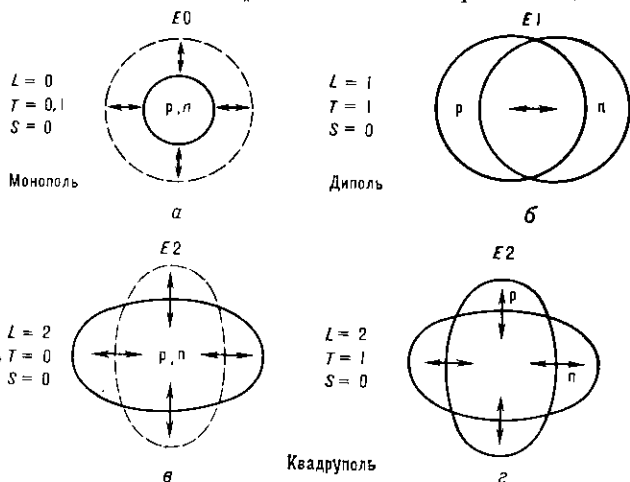


Рис. 2. Схематическое изображение гигантских резонансов как колебаний ядра в гидродинамической модели: а — $E0_0$; б — $E1_1$; в — $E2_0$; г — $E2_1$.

того, что сильная коллективизация состояния позволяет применить для описания колебаний формы и объёма ядра гидродинамич. модель. В этой модели Г. р. $E1$ соответствует колебанию центра масс нейтронов относительно центра масс протонов (рис. 2, б), $E0$ — ком-

прессионным колебаниям, в процессе к-рых ядро изменяет свой радиус (рис. 2, а), $E2$ — квадрупольным колебаниям сферич. ядерной поверхности (рис. 2, в, г).

Для всех Г. р., кроме низколежащего дипольного, возможны 2 вида колебаний: один, когда протоны и нейтроны колеблются в фазе (изоскалярный Г. р.), другой — когда они колеблются в противофазе (изовекторный). Т. к. для разделения протонов от нейтронов необходимо затратить дополнит. энергию, то изовекторные Г. р. имеют большую энергию, чем соответствующие изоскалярные.

Для возникновения Г. р. необходимо, чтобы в ядре появилась стоячая волна, т. е. чтобы по длине окружности или диаметру ядра $2R$ уложилось целое число длин волн λ . Это условие означает, что $\lambda \sim R$, что даёт для энергии возбуждения зависимость

$$\mathcal{E} = \hbar\omega \sim 1/R \sim A^{-1/2}. \quad (1)$$

Для деформированных ядер феноменологич. теория предсказывает расщепление Г. р. на неск. компонент. Напр., Г. р. $E1$ расщепляется на 2 компоненты, связанные с условием $\lambda \sim R$ для каждой из 2 гл. осей эллипсоида вращения. По величине расщепления можно получить сведения о степени деформации ядра в осн. состоянии.

Микроскопич. теория исходит из оболочечной модели ядра. В простейшем случае возбуждение Г. р. — результат перехода нуклонов из одной главной заполненной оболочки в другую, незаполненную (рис. 3). Взаимодействие нуклонов упорядочивает эти переходы в коге-

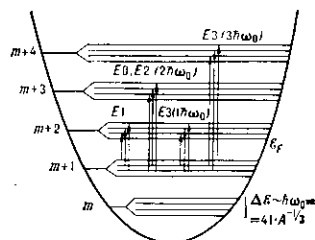


Рис. 3. Гигантские резонансы в модели оболочек: \mathcal{E}_F — энергия Ферми; N — главное квантовое число; $\hbar\omega$ — разность энергий между соседними оболочками.

рентное движение. Т. о., Г. р. — результат когерентного сложения мн. переходов частица — дырка ($4 \rightarrow 1$) с необходимыми моментом и чётностью (J^π), так что соответствующие вероятности переходов во много раз (≥ 10) превышают вероятности одночастичных переходов. Ср. энергетич. интервал между соседними оболочками $\Delta \mathcal{E} \sim \hbar\omega = 41A^{-1/2}$ МэВ. Поэтому в модели оболочек энергия возбуждения Г. р. $\mathcal{E} = m\hbar\omega$, где $m=1$ для Г. р. $E1$, $m=2$ для $E2$. При этом Г. р. могут иметь неск. компонент, так Г. р. $E3$ может иметь низкоэнергетич. компоненту, соответствующую переходам с энергией $\hbar\omega$, и высокоэнергетическую, соответствующую переходам $3\hbar\omega$. Учёт т. н. остаточного частично-дырочного взаимодействия обычно существенно изменяет величину \mathcal{E} , опуская изоскалярные и поднимая изовекторные Г. р. (табл. 2).

Возбуждение зарядово-обменных Г. р. в оболочечной модели можно представить как «перекрёстные» переходы нуклонов из нейтронной оболочки в протонную (и наоборот).

Изучение Г. р. разл. видов даёт возможность определить все параметры эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия в ядрах.

Электрические Г. р. Наиболее изученные нейтральные электрич. Г. р. приведены в табл. 2. Наиб. исследован Г. р. $E1$ как явление, связанное с колебаниями протонов относительно нейтронов; впервые описан в 1944 А. Б. Мигдалом и экспериментально обнаружен в 1947 в реакциях фотоделения. На возможность его существования в 1937 указали В. Боте (W. Bothe) и В. Гейтнер (W. Gentner). Г. р. $E1$ наблюдается для ядра всех элементов периодич. системы; помимо ф-лы,