

ГИГАНТСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ И КВАДРУПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В СРЕДНИХ ЯДРАХ

М.М.МИРАБУТАЛЫБОВ

*Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
AZ-1010, Баку, пр. Азадлыг, 20*

С целью объяснения одновременного появления в эксперименте гигантских дипольных и квадрупольных резонансов в ядрах при неупругом рассеянии электронов, предлагается дипольный резонанс описывать с помощью оболочечной модели, а квадрупольный – динамической коллективной теорией. При этом для колебания поверхности остова ядра применяется модель Тасси. Матричный элемент перехода возбужденного ядра вычислен в искаженно-волновом приближении. Формфакторы гигантского дипольного и квадрупольного возбуждения были рассчитаны для ядра ^{60}Ni . Получены энергии дипольного и квадрупольного возбуждений, а также параметры деформации при протонном и нейтронном переходах в ядре.

В многочисленных экспериментальных работах по неупругому рассеянию электронов на ядрах получено, что в ядрах, кроме гигантского дипольного резонанса, проявляются также резонансы высокой мультипольности [1]. Одновременное появление гигантских дипольных и квадрупольных резонансов в ядрах можно представить в следующем виде. За счет электрического поля рассеянного электрона ядро, возбуждаясь, переходит в сильновозбужденное состояние, т.е. ядро нагревается. В этом нагретом ядре один из нуклонов (их может быть два и больше) переходит в высоковозбужденное состояние, т.е. проявляется гигантский дипольный резонанс (ГДР).

В остове ядра, в котором за счет электрического поля падающей волны протоны совершают когерентное движение к полюсам сферы и при этом нейтроны одновременно приходят в движение в перпендикулярном направлении, наблюдается гигантский квадрупольный резонанс (ГКР). В такой системе, состоящей из остова ядра и нуклона, выявляется эффективный электрический заряд, учитывающий их относительное движение.

Для изучения гигантских резонансов согласно предложенной выше ядерной модели дифференциальное сечение неупругого рассеяния электронов в искаженно-волновом высокоэнергетическом приближении (ВЭП) записывается в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{2} \frac{2}{2j_i + 1} \sum_{\sigma_i \sigma_f} \sum_{\mu_i \mu_f} |T_{if}|^2, \quad (1)$$

где

$$T_{if} = \langle f | \int d\mathbf{r} \psi_f^{(-)*}(\mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \psi_i^{(+)}(\mathbf{r}) | i \rangle \quad (2)$$

является матричным элементом перехода ядра. В рамках ВЭП электронные волновые функции представлены в виде

$$\psi_f^{(-)*}(\mathbf{r}) \psi_i^{(+)}(\mathbf{r}) = \exp[i\mathbf{q}\mathbf{r} + i\Phi(\mathbf{r})], \quad (3)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ импульс, переданный электронами ядру мишени. Явное выражение искажающего члена в фазе $\Phi(\mathbf{r})$ приведено в [2].

При выборе потенциала взаимодействия $V(\mathbf{r})$ электрона с ядром предполагается, что каждый нуклон вносит независимый вклад в операторы плотности зарядов в ядре.

$$V(\mathbf{r}) = -\frac{e^2}{2} \sum_{\alpha=1}^A (1 - \tau_z^\alpha) \frac{\rho_N(\mathbf{x}_\alpha)}{|\mathbf{r} - \mathbf{x}_\alpha|}, \quad (4)$$

где суммирование проводится по всем нуклонам в ядре, \mathbf{x}_α отсчитывается от центра тяжести ядра. Здесь $\tau_z^\alpha = -1$ для протона, $+1$ - для нейтрона.

Применяя математический метод [3] для вычисления матричного элемента перехода, получаем следующее выражение

$$T_{if} = -4\pi e^2 \left\langle f \left| \sum_{\alpha=1}^A \frac{1 - \tau_z^\alpha}{2} D(\mathbf{x}_\alpha) \rho_N(\mathbf{x}_\alpha) e^{i\mathbf{q}\mathbf{x}_\alpha} d\mathbf{x}_\alpha \right| i \right\rangle, \quad (5)$$

здесь

$$D(\mathbf{x}_\alpha) = \frac{R(\mathbf{x}_\alpha)}{q_{eff}^2(\mathbf{x}_\alpha)}, \quad (6)$$

где

$$R(\mathbf{x}_\alpha) = 1 + \Phi(\mathbf{x}_\alpha) + \frac{1}{2} \Phi^2(\mathbf{x}_\alpha) \quad (7)$$

$$q_{eff}(\mathbf{x}_\alpha) = \mathbf{q} + \nabla_{\mathbf{u}_\alpha} \Phi(\mathbf{u}_\alpha + \mathbf{x}_\alpha)_{\mathbf{u}_\alpha=0}. \quad (8)$$

Применим выше описанную ядерную модель к вычислению матричного элемента ядерного перехода (5). При этом переход нуклона на одно из высоковозбужденных состояний выявляет эффективный электрический заряд, учитывающий относительное движение нуклона с массой m_N , зарядом $(1 - \tau_z)/2$, радиус-вектором \mathbf{x}_1 , остовом массой $m_N(A-1)$, зарядом $Z - (1 - \tau_z)/2$ и радиус-вектором \mathbf{x}_{ocm} , где радиус – вектор центра инерции ядра $\mathbf{R}_0 = \{\mathbf{x}_1 + \mathbf{x}_{ocm}(A-1)\}/A$.

После выражения координат нуклонов в ядре через относительную координату частицы-остова получаем возможность написать матричный элемент перехода в виде суммы матричного элемента одночастичного перехода-

$$T_{if}^{чac} = -4\pi e^2 \left\langle f \left| \int D(\mathbf{x}') \rho_{чac}(\mathbf{x}') e^{i\mathbf{q}\mathbf{x}'} d\mathbf{x}' \right| i \right\rangle \quad (9)$$

и матричного элемента перехода остова ядра

$$T_{if}^{ocm} = -4\pi e^2 \left\langle f \left| \int D(\mathbf{x}'') \rho_{ocm}(\mathbf{x}'') e^{i\mathbf{q}\mathbf{x}''} d\mathbf{x}'' \right| i \right\rangle, \quad (10)$$

где $\mathbf{x}' = \varepsilon_{чac} \mathbf{x}$, $\mathbf{x}'' = \varepsilon_{ocm} \mathbf{x}$, $\mathbf{x} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_{ocm}$ определяют относительное положение нуклона и остова, а

$$\varepsilon_{чac} = \frac{1 - \tau_z}{2} \frac{A-1}{A} \quad (11)$$

- эффективный электрический заряд нуклона,

$$\varepsilon_{ocm} = \left(Z - \frac{1 - \tau_z}{2} \right) \left(-\frac{1}{A} \right) \quad (12)$$

- эффективный электрический заряд остова ядра.

При вычислении (10) волновые функции начального и конечного состояний принимаются в виде

$$\psi_{nljm} = \frac{1}{2} u_{nlj}(x') \sum_{m_l m_s} \langle l m_l \frac{1}{2} m_s | j m \rangle i^l Y_l(\theta, \varphi) \chi_{1/2}(m_s), \quad (13)$$

которые являются решениями уравнения Шредингера с осцилляторным потенциалом [4].

Для изучения гигантского мультипольного резонанса в возбужденном остове ядра применяется ДКТ Даноса и Грайнера [5]. Предполагается, что сферические ядра в возбужденном состоянии деформируются. При этом параметр деформации определяется методом Тасси [6]. Элементарные возбуждения, появляющиеся при

колебании протонов относительно нейтронов, распространяются до поверхности остова ядра.

В этой теории, полная протонная (нейтронная) плотность представляется в виде суммы равновесной плотности и плотности флуктуации, ответственной за переходную часть плотности, которая имеет следующий вид

$$\rho^{tr}(\mathbf{x}'', t) = \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}(t) \rho_{\lambda\mu}(x'') Y_{\lambda\mu}^*(\hat{x}''), \quad (14)$$

здесь $\alpha_{\lambda\mu}$ является параметром, определяющим форму распределения плотности протонов на поверхности остова ядра.

Радиальная мультипольная переходная плотность $\rho_{\lambda\mu}(x'')(\mu=0)$ имеет следующий вид [2]

$$\rho_{\lambda}(x'') = \frac{\nabla_x x''^{\lambda+k_{\lambda}}}{(\lambda+k_{\lambda})c^{\lambda+k_{\lambda}-2}} \nabla_x^{(\lambda)} \rho_p(x''), \quad (15)$$

где $k_{\lambda} = 2\delta_{\lambda 0}$,

$$\begin{aligned} \nabla_x^{(\lambda)} \rho_p(x'') &= x''^{-3} \nabla_x [x''^3 \rho_N(x'')] & \lambda = 0 \\ &= \nabla_x \rho_N(x'') & \lambda \geq 1. \end{aligned} \quad (16)$$

Для того чтобы полный заряд оставался постоянным и во время возбуждения необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\int \rho^{tr}(\mathbf{x}'', t) d\mathbf{x}'' = 0. \quad (17)$$

Распределение плотности нуклонов в ядре в равновесном состоянии выбрано в виде ферми-функции

$$\rho_N(x'') = \rho_0 \{1 + \exp((x'' - c)/d)\}^{-1}, \quad (18)$$

где $c = 1.03A^{1/3}(\Phi_M)$.

Окончательное выражение для сечения неупругого рассеяния электронов выразим через приведенные вероятности переходов

$$\sigma_{i \rightarrow f} = (2e^2 k \cos \theta/2)^2 \frac{2j_f + 1}{2j_i + 1} \left\{ B(j_i \rightarrow j_f) + \sum_{\lambda} \frac{B(E\lambda)}{2\lambda + 1} \right\}, \quad (19)$$

где

$$B(j_i \rightarrow j_f) = \left| \int D(\mathbf{x}') \ell^{i\mathbf{q}\mathbf{x}'} u_f(\mathbf{x}') u_i(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' \right|^2 \quad (20)$$

приведенная вероятность одночастичного перехода,

$$B(E\lambda) = \left| \alpha_{\lambda} \int D(\mathbf{x}'') \rho_{\lambda}(\mathbf{x}'') \ell^{i\mathbf{q}\mathbf{x}''} Y_{\lambda 0} d\mathbf{x}'' \right|^2 \quad (21)$$

приведенная вероятность перехода остова ядра, здесь

$$\alpha_{\lambda} = \sqrt{\frac{\hbar \omega_{\lambda}}{2C_{\lambda}}}, \quad (22)$$

$$\hbar \omega_{\lambda} = \hbar \sqrt{\frac{C_{\lambda}}{B_{\lambda}}}. \quad (23)$$

Для так называемого параметра жесткости C_{λ} и массового параметра B_{λ} с помощью ДКТ получаем следующие выражения

$$C_{\lambda} = 8K \int \frac{|\rho_{\lambda}(x'') Y_{\lambda 0}^*|^2}{\rho_N(x'')} dx'', \quad (24)$$

здесь K - постоянная в массовой формуле Бете-Вейцекера

$$B_{\lambda} = \frac{m_N Z N}{\lambda c^{\lambda-2} A^2} \rho_N(0) \int |\nabla \rho_{\lambda}(x'') Y_{\lambda 0}^*|^2 dx'' \quad (25)$$

Объектом исследования выбрано ядро ${}^{60}\text{Ni}$, в котором рассмотрен механизм возникновения гигантских дипольного и квадрупольного возбуждений. Как было отмечено выше, при неупругом рассеянии электронов во время коллективного возбуждения ядра мишени один из нуклонов (это может быть или протон или нейтрон) переходит на высший дискретный уровень. При этом в остове ядра гигантский резонанс возникает за счет движения протонов относительно нейтронов с частотой колебания поверхности остова ядра.

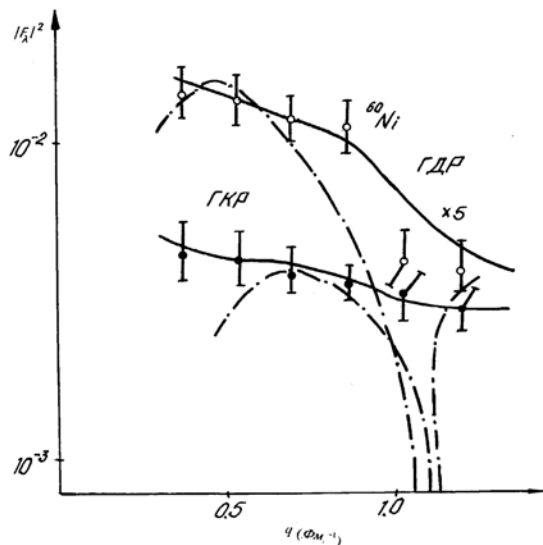
В ядрах большую роль играют E1-переходы, главная часть которых приходится на область гигантского дипольного резонанса.

В сложных ядрах внутри внешней оболочки имеются подоболочки разной четности, поэтому могут быть переходы между подоболочками внутри одной оболочки и между подоболочками соседних оболочек, так как при одночастичном E1-переходе необходимо изменение четности. Поэтому в ядре ${}^{60}\text{Ni}$, если в одночастичном переходе участвует последний протон, то происходит $1f_{7/2} \rightarrow 1g_{7/2}$ переход, если участвует последний нейтрон, то происходит $3P_{7/2} \rightarrow 2d_{7/2}$ переход.

Энергия одночастичного уровня гармонического осциллятора со спин-орбитальным взаимодействием определяется с помощью следующего выражения [4]

$$E_{n_{lj}} = \frac{\hbar^2}{ma^2} (2n + l + 3/2) - 20ls A^{-2/3}, \quad (26)$$

при этом осцилляторный параметр a является свободным.



На Рис.1 представлены зависимости теоретически рассчитанных квадратов формфакторов дипольного и квадрупольного резонансов в ядре ${}^{60}\text{Ni}$ при рассеянии электронов с падающей энергией 200 МэВ в искаженно-волновом и в борновском приближениях в сопоставлении с экспериментальными данными [5].

Рис.1.

Сравнение экспериментальных данных (точки) для зависимости квадрата формфактора $F_{\lambda}(q)$ от передаваемого импульса, полученного в искаженно-волновом ВЭП (сплошная линия) и в борновском приближении (пунктирная линия) при дипольном (ГДР) и квадрупольном (ГКР) возбуждении ядра ${}^{60}_{28}\text{Ni}$

Как видно из Таблицы 1, значения энергии квадрупольных резонансов появляющихся в возбужденном остове получаются меньшими, чем значения энергий дипольных резонансов полученных как в протонном переходе, так и в нейтронном.

Кроме того, в этой таблице приведены значения параметра динамической деформации $-\alpha_{\lambda}$, и значение осцилляторного параметра a , что дает хорошее согласие теоретического сечения с экспериментальным. Необходимо отметить, что значение этого параметра получено несколько завышенным, в два раза больше чем, полученное из упругого рассеяния электронов на ядрах [6].

Таблица 1.

Энергии ГДР и ГКР, параметры деформации при протонном и нейтронном переходе. $K = 20 \text{ МэВ}, a = 4.03 \Phi_m$.

ядро	<i>p</i> -переход			<i>n</i> - переход		
	$\hbar\omega_1$ (МэВ)	$\hbar\omega_2$ (МэВ)	α_2	$\hbar\omega_1$ (МэВ)	$\hbar\omega_2$ (МэВ)	α_2
^{60}Ni	16.5	14.6	0.18	20.4	10.7	0.15

1. И.С.Гулькаров, Исследование ядер электронами, Атомиздат. М., (1977).
2. А.В.Джавадов, А.И.Мухтаров, М.М.Мирабуталыбов, Изв. АН СССР, **44** (1980) 1902.
3. А.В.Джавадов, М.М.Мирабуталыбов, А.Р.Садыхов, Изв. АН СССР, **39** (1975) 1761.
4. М.М.Мирабуталыбов, Физика, НАН Аз.Рес., №3 (2001) 3.
5. И.С.Гулькаров, ЯФ, **18** (1973) 519.
6. Л.Элтон, Размеры ядер, Из.ин. Лит.М., (1962).

NÜVƏLƏRDƏ QIƘANT DİPOL VƏ KVADRUPOL REZONANSLARI

M.M.MİRABUTALIBOV

Nüvələrdən elektronların səpilməsi zamanı onlarda qıqant dipol və kvadrupol rezonanslarının yaranma mexanizmi, təbəqəli və kollektiv modellərə əsasən izah edilmişdir. Dipol həyəcanlaşması proton və neytron keçidləri üçün, kvadrupol həyəcanlaşması isə hidrodinamik modelə, Tassi modelini tətbiq etməklə, qeyri-elastiki prosesin səpilmə amplitudası sferik nüvələr üçün hesablanmışdır. $^{60}_{28}\text{Ni}$ nüvəsi üçün dipol və kvadrupol həyəcanlaşma enerjiləri tapılmışdır.

GIANT DIPOLE AND QUADRUPOLE RESONANCE IN NUCLEUS

M.M.MIRABUTALYBOV

The dipole resonance was supposed to describe by shell model and quadrupole one by dynamic general theory so that to explain the simultaneous appearance in the experiments Giant dipole and quadrupole resonance in nucleus at inelastic electron scattering. Tassi model was used for description the vibrations of nucleus corn surface. Matrix element of transition of the exited nucleus has been derived distorted wave approximation approach by advanced mathematical method. Form factor of Giant dipole and quadrupole excitement parameters at proton and neutron transitions in the nucleus have been determined.

Редактор: Б.Аскеров