

## ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ДИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В КОНЕЧНЫХ СИСТЕМАХ И ПРИРОДА ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В АТОМНЫХ ЯДРАХ

*С.В.Толоконников, С.А.Фаянс*

В самосогласованной теории конечных ферми-систем получено выражение для средней энергии дипольного фотопоглощения, правильно описывающее как положение гигантского дипольного резонанса в ядрах, включая самые легкие, так и его расщепление при наличии статической деформации. Разработанный подход допускает естественное обобщение применительно к другим системам; в частности, он дает среднюю частоту дипольных переходов в атоме и в мелких металлических частицах.

На основе уравнения для переходной матрицы плотности в теории конечных ферми-систем (ТКФС) <sup>1</sup> мы развили технику вычисления моментов  $m_k = \sum_s \omega_s^k |(s | V_0 | 0)|^2$  для произвольных внешних полей  $V_0$ . Замкнутые простые выражения удается получить для моментов  $m_1$  и  $m_3$ , через которые можно найти средний квадрат энергии переходов в поле  $V_0$ :  $\overline{\omega^2} = m_3 / m_1$ . Рассмотрим многокомпонентную систему, к которой приложено поле  $V_0^i = c_i x \exp(i\omega t)$ , действующее вдоль оси  $x$ . Тогда, если взаимодействие  $\mathcal{F}$  является не запаздывающим и не содержит скоростных гармоник, для первого момента имеем ( $\hbar = 1$ ):

$$m_1 = \frac{1}{2} \sum_i \frac{N_i c_i^2}{m_i}, \quad (1)$$

где  $N_i$  — число частиц сорта  $i$  с массой  $m_i$ ,  $c_i$  — "заряд" этих частиц по отношению к полю  $V_0$ . Формула (1) отвечает известному классическому правилу сумм. Для третьего момента учитывая условия согласования<sup>2</sup>, получаем:

$$m_3 = \frac{1}{2} \sum_{ik} \left[ \frac{c_i}{m_i} \frac{c_k}{m_k} - \frac{c_i^2}{m_i^2} \right] \left( \frac{d\rho^i}{dx} \mathcal{F}^{ik} \frac{d\rho^k}{dx'} \right) \quad (2)$$

(круглые скобки здесь и далее означают интегрирование по всем координатам). Видно, что ненулевой вклад в  $m_3$  непосредственно дают только "недиагональные" взаимодействия ( $i \neq k$ ); "диагональные" компоненты  $\mathcal{F}$  влияют, через условие согласования, на плотности  $\rho^i$ . В случае ядра заряды  $c^p = eN/A$  и  $c^n = -eZ/A$ , и для средней частоты дипольного фотопоглощения, сопоставляемой с энергией гигантского дипольного резонанса (ГДР), имеем

$$\omega_{\text{GDR}} = (\overline{\omega_x^2})^{1/2} = \left[ -\frac{1}{m} \frac{A}{NZ} \left( \frac{d\rho^h}{dx} \mathcal{F}^{hp} \frac{d\rho^p}{dx'} \right) \right]^{1/2} \quad (3)$$

Этот результат, полученный в сугубо квантовом подходе, отвечает классической картине<sup>3</sup>: ГДР есть колебание двух подсистем нуклонов относительно друг друга с переходной плотностью  $\rho_{tr}^i \sim d\rho^i/dx$  и частотой, определяемой классическим массовым коэффициентом и жесткостью, зависящей от величины нейтрон-протонного взаимодействия  $\mathcal{F}^{hp}$  (на поверхности ядра). Отметим, что в отличие от принятой в<sup>4</sup> интерпретации, в ответ явно не входит изовекторная амплитуда  $\mathcal{F}$ , связанная с энергией симметрии, и колебание является не объемным, а поверхностным. Отметим также, что согласно (3) коллективная дипольная частота обращается в нуль при  $\mathcal{F}^{hp} \rightarrow 0$ . В несамосогласованных подходах этот предельный случай не выполняется, хотя с физической точки зрения он представляется очевидным: если в системе взаимодействие между различными компонентами отсутствует, то соответствующие подсистемы можно раздвинуть, не внося энергии во внутренние возбуждения, как в случае сдвига общего центра масс ( $c^n = c^p$  и  $m_3 = 0$ ). При  $A \rightarrow \infty$  из (3) получаем асимптотику

$$\omega_{\text{GDR}} = \frac{2}{3} \left( \frac{9}{8\pi} \right)^{1/6} \epsilon_F \left( -\frac{f_{\text{surf}}^{hp}}{p_F d} \right)^{1/2} A^{-1/6} (1 + aA^{1/3})^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\epsilon_F(p_F)$  — энергия (импульс) Ферми,  $d$  — параметр диффузности в распределении ядерной плотности,  $f_{\text{surf}}^{hp} \approx (f_{in}^{hp} + f_{ex}^{hp})/2$ ,  $f_{in}^{hp}$  и  $f_{ex}^{hp}$  — константы ТКФС. Если амплитуда  $\mathcal{F}^{hp}$  не зависит от плотности, то коэффициент  $a = 0$ , а для того, чтобы он стал порядка единицы, необходимо ввести сильную интерполяцию, т.е. существенное изменение  $f^{hp}$  от внутреннего значения  $f_{in}^{hp}$  к пустотному  $f_{ex}^{hp}$ . На рис.1 приведены энергии  $\omega_{\text{GDR}}$ , найденные по формуле (3) со взаимодействием  $\mathcal{F}^{hp} = C_0 f_{\text{surf}}^{hp} \delta(r-r)$ , где  $C_0 = 300 \text{ МэВ} \cdot \Phi^3$  и  $f_{\text{surf}}^{hp} = -2,0$  (что согласуется со значениями  $f_{in}^{hp}$  и  $f_{ex}^{hp}$ , найденными при описании основных и низколежащих коллективных состояний ядер в самосогласованной ТКФС с зависящим от плотности взаимодействием<sup>5</sup>). В качестве  $\rho^i$  использовались оболочечные плотности в потенциале Вудса — Саксона с универсальными параметрами из работы<sup>6</sup>. Обращает на себя внимание общее хорошее согласие проведенного грубого расчета (крестики) с экспериментальными данными<sup>7</sup> (кружочки), причем качественно воспроизводятся плавные осцилляции  $\omega_{\text{GDR}}(A)$ . Их амплитуда сглаживается и согласие с экспериментом улучшается, если моделировать плотности  $\rho^i$  с учетом спаривания (треугольнички — расчет с параметром парных корреляций  $\Delta = 1 \text{ МэВ}$ ). За редким исключением рассчитанные значения лежат в пределах экспериментальных погрешностей (обычно  $\pm 100 - 250 \text{ кэВ}$ , на рис. 1 эти погрешности не приводятся).

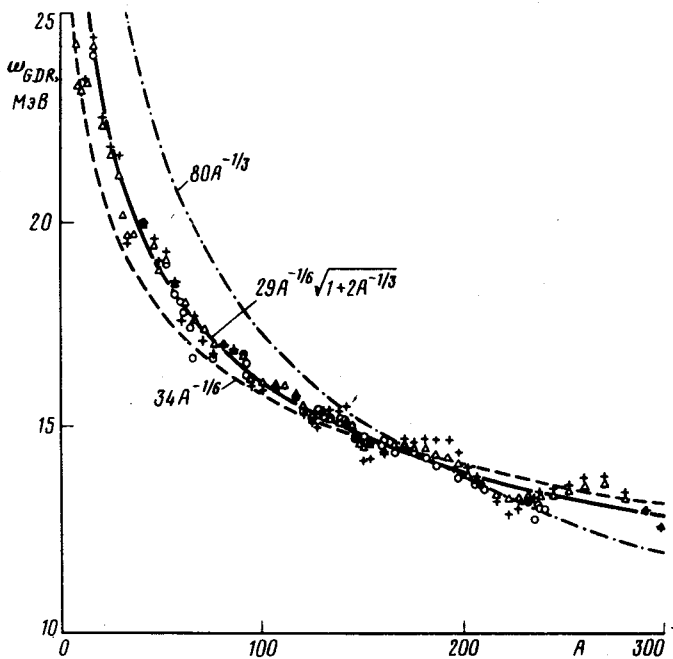


Рис.1

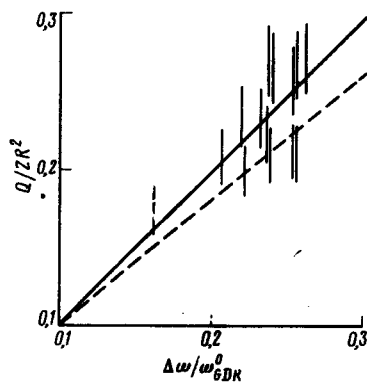


Рис.2

Рис.1. Зависимость рассчитанного положения ГДР от массового числа  $A$  в сравнении с экспериментальными данными из <sup>7</sup> (кружочки). Крестики – расчет с оболочечными плотностями в потенциале Вудса – Саксона <sup>6</sup>, треугольники – расчет с учетом спаривания. Показаны также асимптотические кривые: штриховая – для модели Гольдхабера – Теллера <sup>3</sup>, штрих-пунктирная – для модели Штейнведеля – Йенсена <sup>8</sup>, сплошная – результат настоящей работы

Рис.2. Квадрупольный момент  $Q_0$  в единицах  $ZR^2$  в зависимости от относительного расщепления ГДР в деформированных ядрах. Сплошная линия (биссектриса) – предсказания настоящей работы, штриховая – гидродинамической модели <sup>9</sup>. Вертикальные отрезки соответствуют разбросу в значениях  $Q_0/ZR^2$ , связанному с неопределенностью в значениях  $R = r_0 A^{1/3}$  ( $1,15 \leq r_0 \leq 1,25 \text{ Ф}$ ). Экспериментальные данные о  $Q_0$  и  $\Delta\omega/\omega_{\text{ГДР}}^0$  взяты из работы <sup>7</sup> для ядер <sup>150</sup>Nd, <sup>152,154</sup>Sm, <sup>153</sup>Eu, <sup>159</sup>Tb, <sup>160</sup>Gd, <sup>165</sup>Ho, <sup>175</sup>Lu, <sup>181</sup>Ta, <sup>186</sup>W, <sup>232</sup>Th, <sup>235,238</sup>U и <sup>237</sup>Np

Учет скоростных гармоник в  $\mathcal{F}$  дает дополнительный множитель в (3), что сводится к перенормировке  $f_{\text{surf}}^{np}$ . В простой модели с введением 3- и 4-частичных сил, приводящих к линейной и квадратичной зависимости эффективного взаимодействия от плотности, получается следующая связь  $f_{\text{surf}}^{np}$  ( $= -2, 0$ ) с основными параметрами ядерной материи:

$$f_{\text{surf}}^{np} = - \left( 1 - \frac{2}{3} f_1^{np} \frac{m}{m^*} \right) \left[ \frac{m^*}{m} \left( \frac{1}{20} K - \frac{3}{5} \mu + \frac{3}{2} \beta \right) \frac{1}{\epsilon_F^0} + \frac{7}{25} \right]. \quad (5)$$

Здесь  $m^*$  – эффективная масса,  $f_1^{np}$  – константа первой (скоростной) гармоники  $\mathcal{F}^{np}$ ,  $K$  – параметр сжимаемости,  $\mu$  – химический потенциал,  $\epsilon_F^0 = 38,7 \text{ МэВ}$ . Таким образом, положение ГДР определяется не только энергией симметрии  $\beta$ , но и другими параметрами массовой формулы.

Развитый подход позволяет также описать расщепление ГДР в деформированных ядрах. Как видно из (3), частота колебаний (жесткость) зависит от направления внешнего поля. Для аксиально-симметричных ядер в первом порядке по деформации получаем связь:

$$\Delta\omega/\omega_{\text{ГДР}}^0 = Q_0/ZR^2, \quad (6)$$

где  $Q_0$  — квадрупольный момент основного состояния,  $\Delta\omega$  — расстояние между максимумами на кривой фотопоглощения,  $\omega_{\text{GDR}}^0$  — положение резонанса для эквивалентного по объему сферического ядра. Как можно видеть из рис. 2, это соотношение неплохо согласуется с имеющимися данными. Общий вывод состоит в том, что ГДР в атомных ядрах, в отличие от широко бытующего мнения, отвечает поверхностной (сдвиговой), а не объемной (нуль-звуковой) моде колебаний. На макроскопическом языке полученные результаты противоречат гидродинамической модели Штейнведеля — Йенсена<sup>8</sup>, но в то же время их можно рассматривать как микроскопическое обоснование модели Гольдхабера — Теллера<sup>3</sup>

Для систем с кулоновским притяжением между частицами разного сорта (плазма, металл) из (2) находим

$$m_3 = \frac{e^4}{2\mu^2} \left( \frac{d\rho^i}{dx} - \frac{1}{|r-r'|} \frac{d\rho^e}{dx'} \right) = - \frac{e^3}{2\mu^2} \left( \rho^i \frac{d^2\phi^e}{dx^2} \right), \quad (7)$$

где  $\mu = m_e m_i / (m_e + m_i)$  — приведенная масса электрона и иона,  $\phi^e$  — электростатический электронный потенциал. Для простых геометрий непосредственно используем уравнение Пуассона  $\Delta\phi^e = -4\pi\rho^e$  и для средней энергии дипольных переходов получаем:

$$\omega_D = \omega_p / \gamma, \quad (8)$$

где  $\omega_p = (4\pi e^2 \rho^e / \mu)^{1/2}$  — плазменная частота,  $\gamma$  — геометрический фактор, равный 1,  $\sqrt{2}$  и  $\sqrt{3}$  для плоской, цилиндрической и сферической системы, соответственно. Эти результаты хорошо известны в физике аэрозолей.

Аналогично находим среднюю частоту дипольных переходов в атоме:

$$\omega_D = \left[ \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{Z_e m_e} (\rho^p \rho^e) \right]^{1/2} \approx \left[ \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{m_e} \rho_e^e(0) \frac{Z}{Z_e} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где  $Z_e$  — число электронов,  $Z$  — число протонов в ядре,  $\rho_e^e(0)$  — электронная плотность в центре ядра. Для оценок используем водородоподобные волновые функции и ограничимся вкладом двух  $s$ -электронов в  $\rho_e^e(0)$ . Тогда для нейтрального атома имеем

$$\omega_D \approx \sqrt{\frac{8}{3}} m_e e^4 Z^{3/2} \approx 44,4 Z^{3/2} \text{ (эВ)}. \quad (10)$$

Результаты точных расчетов будут подробно изложены в отдельной работе.

Авторы благодарны С.Т.Беляеву, В.М.Осадчиеву, Э.Е.Саперштейну и В.А.Ходелю за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1965.
2. Фаянс С.А., Ходель В.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, 633.
3. Goldhaber M., Teller E. Phys. Rev., 1948, 74, 1046.
4. Migdal A.B., Lushnikov A.A., Zaretsky D.F. Nucl. Phys., 1965, 66, 193.
5. Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель В.А. ЭЧАЯ, 1978, 9, 221.
6. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, 955.
7. Berman V.L., Fultz S.C. Rev. Mod. Phys., 1975, 47, 713.
8. Steinwedel H., Jensen J.H.D. Z.Naturforsch., 1950, A5, 413.
9. Danos M. Nucl. Phys., 1958, 5, 23.