

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР НЕУПРУГИМ РАССЕЙЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

М.М.МИРАБУТАЛЫБОВ

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

Формфактор ядра, полученный в трехмерном виде на основе релятивистской теории рассеяния электронов в искаженно-волновом приближении, для неупругого рассеяния с учетом потери энергии применен для изучения гигантских мультипольных резонансов в ядрах. Предполагается, что вибрация поверхности возбужденных ядер является следствием затухающих гигантских резонансов, появляющихся в центре ядра. Это позволяет коллективный параметр, характеризующий вибрации поверхности возбужденных ядер, выразить через коллективные параметры колебания протонов относительно нейтронов, являющиеся причиной возникновения гигантских резонансов.

Вычисляя двойное дифференциальное сечение рассеяния, определили потери энергии рассеянных электронов с падающей энергией 220МэВ. Изучены гигантские дипольные и квадрупольные резонансы с квадрупольной вибрацией поверхности ядра ^{63}Si .

Неупругое рассеяние электронов на ядрах при различных энергиях позволяет всесторонне изучать угловые, энергетические, массовые и другие распределения частиц-продуктов, энергию конечного ядра и каналы его распада. Проведенный анализ этих многочисленных и разнообразных данных позволяет получить достоверную информацию о строении ядер.

В экспериментальных работах по неупругому рассеянию электронов на ядрах выявлено, что в энергетических и угловых зависимостях сечения этого процесса обнаруживаются отчетливо выраженные максимумы, которые называют гигантскими дипольным, квадрупольным и монопольным резонансами. В некоторых ядрах обнаруживаются также резонансы более высоких мультипольностей.

Объяснения экспериментальных данных по возбуждению гигантских резонансов, в основном, проводились в рамках полуклассической гидродинамической и оболочечной модели ядра. После появления гигантских резонансов ядро находится в сильно возбужденном состоянии, т.е. ядро нагревается. При снятии внесенного возбуждения, в виде испарения, ядро испускает отдельные нуклоны и их комбинации. Ядро с наибольшей вероятностью испускает один нуклон, с меньшей вероятностью - два и большее число нуклонов, и при этом происходит процесс остывания ядра.

Сечение гигантских дипольного и квадрупольного резонансов в легких и средних ядрах, в основном, исчерпывается суммой сечений испускаемых нейтронов и протонов.

Соотношение сечений реакций с испусканием нуклонов зависит от структуры гигантского дипольного резонанса (ГДР) и гигантского квадрупольного резонанса (ГКР), т.е. от ширины энергетического положения и амплитуды резонансов.

Таким образом, можно прийти к заключению, что точное определение основных параметров ГДР и ГКР (положение, величина и форма) для различных ядер позволит сделать правильный выбор о продукции распада конечного ядра.

С этой точки зрения амплитуда процесса рассеяния электронов на ядрах, полученная на основе релятивистской теории в искаженно-волновом высокоэнергетическом приближении, развитом в [1], имеет определенный интерес. Разработки этой теории рассеяния с реалистическими видами зарядовых

плотностей показали, что она работает с большой точностью [2,3]. Развивая эту искаженно-волновую теорию для случая неупругого рассеяния электронов на ядрах с учетом потери энергии падающих электронов, дважды дифференциальное сечение напишем в следующем виде

$$d^2\sigma_{if} = \frac{\sigma_M}{k_i} \frac{dk_f d\Omega}{2J_i + 1} \sum_{LM} \frac{|F_{LM}(q)|^2}{2L+1} \frac{\Gamma_L^2/4}{(E_x - E_L)^2 + \Gamma_L^2/4}, \quad (1)$$

в котором резонансы, появляющиеся в ядрах, учтены в виде Брейта – Вигнера.

Здесь $\sigma_M = \frac{(2Ze^2)^2 E_i E_f}{q^4} \cos^2 \vartheta/2$ - сечение рассеяния на точечном ядре, формфактор

$$F_{LM}(q) \text{ имеет вид: } F_{LM}(\mathbf{q}) = q^2 \int G_{LM}(\mathbf{r}) \ell^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} Y_{LM}^*(\hat{r}) \rho_L(r) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

где

$$G_{LM}(\mathbf{r}) = \frac{g(\mathbf{r}) \{1 + i\phi(\mathbf{r}) - \frac{1}{2}\phi^2(\mathbf{r})\}}{q_{eff}^2(\mathbf{r})}. \quad (3)$$

Явное выражение функций $g(\mathbf{r})$, $\phi(\mathbf{r})$ и $q_{eff}(\mathbf{r})$ приведено в [3].

Для вычисления (2) с учетом потери энергии падающего электрона выбираем координатную систему, где ось $Oz \uparrow \mathbf{q}$, учитывая при этом $d\mathbf{r} = -r^2 dr d\mu d\varphi$. Для учета потери энергии электрона полагаем, что $k_i \neq k_f$ и, поэтому $E_x = E_i - E_f$, что позволяет импульс передачи падающих электронов записать в следующем виде

$$q = |\mathbf{q}| = \sqrt{E_i^2 + E_f^2 - 2E_i E_f \cos \vartheta}. \quad (4)$$

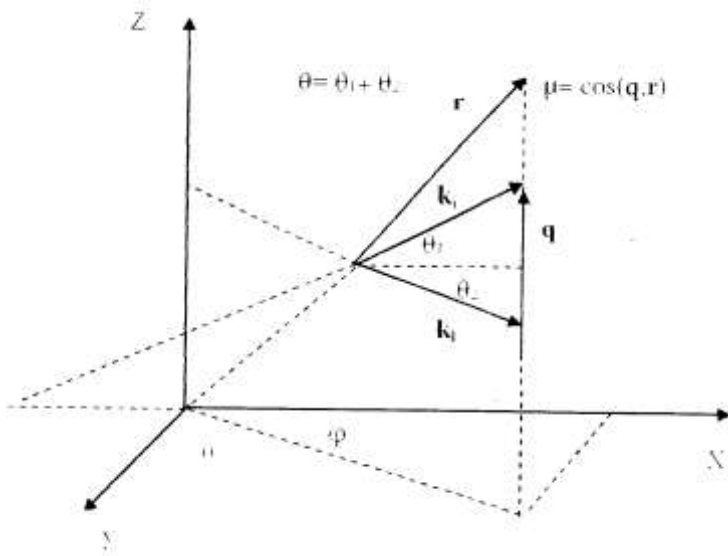


Рис.1.

Импульсы падающих (\mathbf{k}_i) и рассеянных (\mathbf{k}_f) частиц в трехмерной декартовой координатной системе с импульсом передачи $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ и потерей энергии $E_x = E_i - E_f$.

Как показано на Рис.1, угол рассеяния $\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2$, так же ϑ_1 и ϑ_2 - углы отклонения относительно оси Ox для падающих и рассеянных электронов соответственно связаны следующими соотношениями

$$\cos \hat{r} \hat{k}_i = \mu \sin \vartheta_1 + \sqrt{1 - \mu^2} \cos \vartheta_1 \cos \varphi, \quad (5)$$

$$\cos \hat{r} \hat{k}_f = -\mu \sin \vartheta_2 + \sqrt{1 - \mu^2} \cos \vartheta_2 \cos \varphi, \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \vartheta_2 = \frac{E_f}{E_i} \frac{1}{\sin \vartheta} - \operatorname{ctg} \vartheta. \quad (7)$$

Далее, частично интегрируя (2) по азимутальным, а после по полярным углам, для формфактора $F_L(q)$ получим

$$F_L(q) = 2\pi i q \sum_{\varepsilon=\pm 1} \varepsilon \int_0^{\infty} G_{L0}(r\varepsilon) \ell^{i\varepsilon q r} \rho_L(r) r dr, \quad (8)$$

где

$$G_{L0}(r\varepsilon) = G_0(r\varepsilon) \sum_{\nu=0}^L \frac{i^\nu}{(qr)^\nu} \left[\frac{\partial^\nu Y_{L0}^*(\mu)}{\partial \mu^\nu} \right]_{\mu=\varepsilon}, \quad (9)$$

а

$$G_0(r\varepsilon) = \frac{g(r\varepsilon)(1 + i\phi(r\varepsilon) - \frac{1}{2}\phi^2(r\varepsilon))}{q_{eff}^2(r\varepsilon)}. \quad (10)$$

Искажающие функции $g(x\varepsilon)$, $\phi(x\varepsilon)$ и эффективный импульс $q_{eff}(x\varepsilon)$ при неупругом рассеянии принимают следующий вид

$$g(r\varepsilon) = (1 - \frac{V(0)}{k_i}) [1 - ar^2(k_i^2 \cos^2 \vartheta_1 - k_f^2 \cos^2 \vartheta_2) + 3b_0 r \varepsilon (k_i \sin \vartheta_1 + k_f \sin \vartheta_2)] \quad (11)$$

$$\phi(r\varepsilon) = -\frac{V(0)\varepsilon}{k_i} qr - \frac{a\varepsilon r^3}{2} (3k_i^2 q - 2k_i^3 \sin^3 \vartheta_1 - 2k_f^3 \sin^3 \vartheta_2) - b_0 r^2 (k_i^2 \cos^2 \vartheta_1 + k_f^2 \cos^2 \vartheta_2) \quad (12)$$

$$q_{eff}(r\varepsilon) = (1 - \frac{V(0)}{k_i}) q \varepsilon - \frac{3a\varepsilon r^2}{2} (3k_i^2 q - 2k_i^3 \sin^3 \vartheta_1 - 2k_f^3 \sin^3 \vartheta_2) - 2b_0 r (k_i^2 \cos^2 \vartheta_1 + k_f^2 \cos^2 \vartheta_2) \quad (13)$$

Следует отметить, что при вычислении формфактора для значений $L \neq 0$, ограничивались членом $M = 0$, так как именно этот член дает основной вклад в модулирующую амплитуду.

Для изучения свойств высоковозбужденных ядер в области энергии возбуждения, где расположен сильный резонанс, будем применять коллективную модель Гольдхабер и Теллера, которая создана на основе гидродинамической модели ядра. Согласно этой модели ядро состоит из протонной и нейтронной жидкостей, плотности которых равны соответственно $\rho_p(\mathbf{r}, t)$ и $\rho_n(\mathbf{r}, t)$, причем предполагается, что полная плотность ядерного вещества

$$\rho_N(\mathbf{r}) = \rho_p(\mathbf{r}, t) + \rho_n(\mathbf{r}, t) \quad (14)$$

не зависит от времени.

С целью учета связи гигантского резонанса с колебанием ядерной поверхности в коллективной теории ядра объединим низкоэнергетические и высокоэнергетические коллективные степени свободы. Взаимодействие между этими движениями является очень сильным, поэтому оно существенно сказывается на структуре гигантских резонансов.

При учете связи колебаний плотности с движением ядерной поверхности представим полную плотность протонов $\rho_p(\mathbf{r}, t)$ в возбужденном ядре в виде сумм равновесной протонной плотности $\rho_p(\mathbf{r})$ и плотностей флуктуаций ответственных за гигантские резонансы $\rho_p(\mathbf{r})\eta^{Gr}(\mathbf{r}, t)$, распространяющиеся от центра до поверхности и колебаний поверхность ядер $\rho_p(\mathbf{r})\eta^{vib}(\mathbf{r}, t)$

$$\rho_p(\mathbf{r}, t) = \rho_p(\mathbf{r}) [1 + \eta^{Gr}(\mathbf{r}, t) + \eta^{vib}(\mathbf{r}, t)]. \quad (15)$$

Согласно коллективной модели ядра [4] $\eta^{Gr}(\mathbf{r}, t)$ представим в виде

$$\eta^{Gr}(\mathbf{r}, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l q_{lm}(t) A_l j_l(k_l r) Y_{lm}^*, \quad (16)$$

а флуктуацию плотности на поверхности ядра будем искать в виде разложения по коллективной координате - $\alpha_{\lambda\mu}(t)$, т.е.,

$$\eta^{vib}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) A_{\lambda} j_{\lambda}(k_{\lambda} r) Y_{\lambda\mu}^*. \quad (17)$$

Здесь величины A_l являются нормировочными множителями, которые определяются из условия нормировки.

$$A_l = \sqrt{2} R_0^{-3} [j_l^2(k_l R_0) - j_{l-1}(k_l R_0) j_{l+1}(k_l R_0)]^{-\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

Для определения кинетической энергии колебаний ядерной поверхности необходимо знать решения уравнения для потенциала скоростей. Для этого, разделяя в функции потенциала скоростей $\phi(\mathbf{r}, t)$ переменные, т.е. $\phi(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$, напомним так же как и для функции флуктуации плотности $\eta^{Gr}(r)$ следующее уравнение

$$\nabla^2 \phi(\mathbf{r}) + k^2 \phi(\mathbf{r}) = 0. \quad (19)$$

Соответствующее граничное условие имеет вид:

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}) \Big|_{r=R_0} = 0. \quad (20)$$

Решение этого уравнения можно представить в виде разложения

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \phi_{\lambda}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\lambda\mu} S_{\lambda\mu}(t) j_{\lambda}(k_{\lambda} r) Y_{\lambda\mu}^*. \quad (21)$$

Коллективные колебания плотности протонов относительно нейтронов ведут к гармонически меняющейся деформации протонного вещества возле начальной сферической равновесной формы $r' = R_0$

$$r(\theta, \varphi, t) = r' \left\{ 1 + \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) \left(\frac{r'}{R_0} \right)^{\lambda} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \right\}. \quad (22)$$

Для определения связи между коэффициентами $S_{\lambda\mu}(t)$, разложения потенциала скоростей и коэффициентами $\alpha_{\lambda\mu}(t)$, определяющими форму распределения плотности нуклонов на поверхности ядра, используем следующее условие

$$\frac{dr(\theta, \varphi, t)}{dt} \Big|_{r'=R_0} = \frac{\partial \phi(\theta, \varphi, t)}{\partial r} \Big|_{r'=R_0}, \quad (23)$$

где r, θ, φ - сферические координаты произвольной точки ядерного вещества.

Из этого следует, что

$$S_{\lambda\mu}(t) = \frac{\dot{\alpha}_{\lambda\mu}(t) R_0}{\nabla_r j_{\lambda}(k_{\lambda} r) \Big|_{r=R_0}}. \quad (24)$$

Кинетическая энергия колебаний поверхности ядра определяется выражением

$$E_k = \frac{1}{2} m \int \rho_N(\mathbf{r}) \mathbf{v}^2 d\mathbf{r}, \quad (25)$$

здесь скорость распространения возбуждения имеет вид

$$\mathbf{v} = - \sum_{\lambda\mu} \nabla \phi_{\lambda\mu}(\mathbf{r}, t), \quad (26)$$

а распределение плотности нуклонов в основном состоянии ядра выбираем в виде ферми - функции

$$\rho_N(r) = \rho_0 \left(1 + \ell \frac{r-R_0}{b}\right)^{-1}, \quad (27)$$

В связи с тем, что вибрация, в основном, происходит на поверхности ядра, в расчетах равновесную плотность (27) напишем в виде двух слагаемых [5]

$$\rho_N(r) = \rho_0 S(r-R_0) - \rho_0 \frac{\pi^2}{6} b^2 \delta'(r-R_0), \quad (28)$$

где S - ступенчатая функция, $S=1$ при $r < R_0$ и $S=0$ при $r > R_0$. Здесь δ' - производная от δ - функции.

Таким образом, используя уравнение (19), для кинетической энергии поверхностных колебаний получим

$$E_k = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} B_\lambda^{\text{vib}} |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}(t)|^2. \quad (29)$$

Согласно коллективной модели ядра полная энергия E рассматриваемой системы из двух жидкостей дается суммой кинетической и потенциальной энергий колебаний поверхности ядра

$$E = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} B_\lambda^{\text{vib}} |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}(t)|^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} C_\lambda^{\text{vib}} |\alpha_{\lambda\mu}(t)|^2. \quad (30)$$

Для массового параметра B_λ получаем

$$B_\lambda^{\text{vib}} = \frac{m\rho_0 z_\lambda^2 \pi^2 b^2}{6[\nabla j_\lambda(k_\lambda r)|_{r=R_0}]^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 j_\lambda^2(k_\lambda r)]_{r=R_0}, \quad (31)$$

а коэффициент жесткости C_λ^{vib} определяется выражением

$$C_\lambda^{\text{vib}} = (\lambda-1)(\lambda+2)R_0^2 \sigma - \frac{\pi(Ze)^2 b^2}{8(2\lambda+1)R_0^3}, \quad (32)$$

где σ - коэффициент поверхностного натяжения ядра, при расчетах принимается, что $4\pi r_0^2 \sigma = 15.4$ МэВ.

Известно, что энергия возбуждения через эти коэффициенты выражается как

$$\hbar\omega_\lambda = \hbar \sqrt{\frac{C_\lambda^{\text{vib}}}{B_\lambda^{\text{vib}}}}. \quad (33)$$

С целью выявления вклада квадрупольного колебания поверхности ядра в сечение рассеяния переходную плотность вибрации напишем в следующем виде

$$\rho_2 = \langle \hat{\alpha}_{2\mu}^+ | \sum_{\mu=-2}^2 (-1)^\mu \alpha_{2-\mu}(t) \rho_p(r) A_2 j_2(k_2 r) | 0 \rangle. \quad (34)$$

Теперь, вводя операторы рождения и уничтожения фононов, получим

$$\rho_2 = A_2 \sqrt{\frac{\hbar}{2B_2^{\text{vib}} \omega_2}} j_2(k_2 r) \rho_p(r) \sum_{\mu'} \langle \hat{\alpha}_{2\mu'}^+ | (\hat{\beta}_{2\mu'} + (-1)^{\mu'} \hat{\beta}_{2-\mu'}^+) | 0 \rangle. \quad (35)$$

Благодаря тому что операторы $\hat{\beta}$ и $\hat{\beta}^+$ удовлетворяют бозевским коммутационным соотношениям, переходная плотность принимает вид

$$\rho_2 = A_2 \sqrt{\frac{\hbar}{2B_2^{\text{vib}} \omega_2}} j_2(k_2 r) \rho_p(r). \quad (36)$$

Это позволяет, после интегрирования (8), для вибрационной части формфактора получить, что

$$F_{\lambda=2}^{\text{vib}}(q) = \sqrt{\frac{\hbar}{2B_2^{\text{vib}} \omega_2}} \frac{i\pi^3 b^2 q \rho_{0p} A_2}{3} F'(q), \quad (37)$$

где

$$F'(q) = \sum_{\varepsilon=\pm 1} \varepsilon \frac{\partial}{\partial r} [r j_2(k_2 r) G_2(r\varepsilon) \ell^{i\varepsilon q r}]_{r=R_0}. \quad (38)$$

Формфактор, отражающий колебания протонной плотности в ядре, принимает следующий вид

$$F_L(q) = 2\pi i q \rho_{0p} A_L \sqrt{\frac{\hbar}{2B_L \Omega_L}} \sum_{\varepsilon=\pm 1} \varepsilon \int_0^\infty r j_L(k_L r) G_{L_0}(r\varepsilon) \ell^{i\varepsilon q r} S(r-R_0) dr. \quad (39)$$

Для определения энергий возбуждения ГДР, ГКР с квадрупольным колебанием ядерной поверхности вычислены дважды дифференциальные сечения рассеяния электронов с падающей энергией 220МэВ при $\vartheta = 40^\circ$ и $\vartheta = 6^\circ$ на ядре ^{63}Cu . На Рис.2 полученные результаты приведены в сопоставлении с результатами работы [6], численно вычисленные в искаженно-волновом борновском приближении. На этом рисунке так же приведен ход переходной протонной плотности для соответствующих возбуждений.

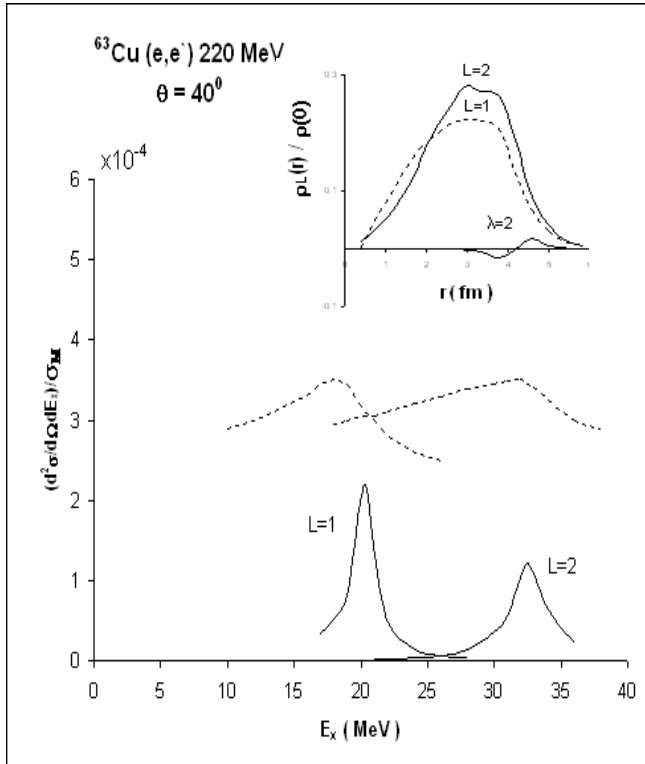


Рис.2.

Зависимость функции $R [= (d^2\sigma/d\Omega dE_x)/\sigma_M]$ при энергии 220МэВ и $\theta=40^\circ$, $\theta=6^\circ$ для $^{63}\text{Cu}(e,e')$.

Сплошная линия – полученные результаты, пунктирные - по работе [6], соответственно для ГДР и ГКР. На вставке -ход переходных плотностей для гигантских дипольного (L=1), квадрупольного(L=2) и квадрупольной ($\lambda=2$) вибрации ядерной поверхности.

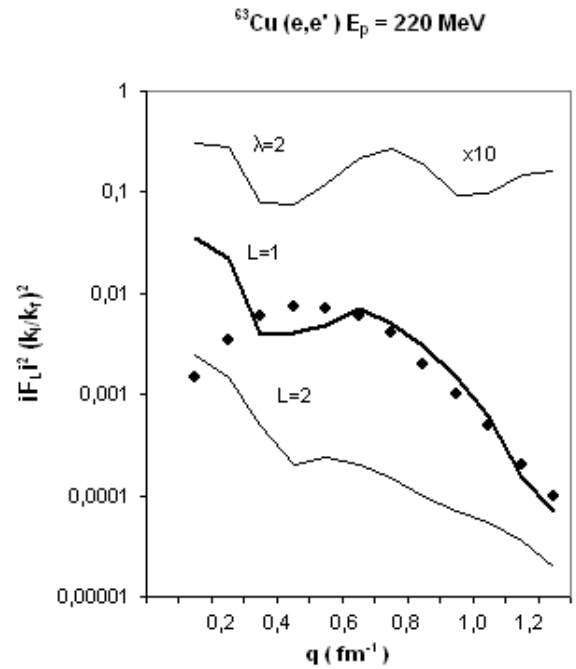


Рис.3.

Зависимость формфактора от импульса передачи электронов в ядре $^{63}\text{Cu}(e,e')$ при $E=220\text{МэВ}$, для ГДР – сплошная линия, ГКР –штрих линия, экспериментальные данные полного возбуждения [6] –точки.

На Рис.3 приведены зависимости формфакторов от импульса передачи при потери энергии $E_x = E_i - E_f = 65.0\text{МэВ}$ для соответствующих мультипольных

возбуждений. Для сравнения так же приведены результаты экспериментальных данных полного возбуждения ядра ^{63}Cu . Как видно из обоих рисунков, результаты во всей области очень чувствительны к (q, ω) .

При значениях ядерных параметров в основном состоянии $R_0 = 1.05A^{1/3}$ ФМ=4.178ФМ, $b=0.585$ ФМ для энергий возбуждений и их ширины соответственно получены следующие результаты: $\hbar\Omega_1 = 20.23$ МэВ, $\Gamma_1 = 3.2$ МэВ и $\hbar\Omega_2 = 32.49$ МэВ, $\Gamma_2 = 5.1$ МэВ. Для энергии квадрупольной вибрации и его ширины получены: $\hbar\omega_2 = 2.82$ МэВ и $\Gamma_{\lambda=2} = 1.2$ МэВ.

Таким образом, зная энергию возбуждения, определим среднеквадратичную деформацию

$$\beta_0 = \sqrt{\langle 0 | \sum_{\mu} \alpha_{2\mu}^* \alpha_{2\mu} | 0 \rangle} = \sqrt{\frac{5\hbar\omega_2}{2C_2^{vib}}}, \quad (40)$$

возникающую вследствие колебания поверхности ядра, для которого имеем $\beta_0 = 0.3$. Это значение параметра деформации по величине сравнимо со статистической деформацией деформированных ядер, что подтверждает важность учета взаимодействия гигантских резонансных колебаний с колебаниями поверхности ядра.

1. D.R.Yennie, F.L.Boos, D.G.Ravenhall, *Phys. Rev.*, **137** B882 (1965).
2. В.К.Лукьянов, Ю.С.Поль, *ЭЧАЯ*, 5,955 (1974).
3. А.В.Джавадов, М.М.Мирабуталыбов, *Изв. АН СССР. Сер.физ.*, **40** (1976) 2156.
4. И.Айзенберг, В.Грайнер, *Модели ядер. Атом-изд, М.*, (1975).
5. О.Бор, Е.Моттelson, *Структура атомного ядра, Изд. Мир, М.*, (1971).
6. Y.Kawazoe, H.Miyase et al., *Phys. Rev. C*, **33** (1986) 1917.

JÜKSƏK ENERJILI ELEKTRONLARIN GEYRI-ELASTIKI SƏPİLMƏSİ İLƏ NÜVƏLƏRİN HƏYƏCANLAŞDIRILMASI
M.M.MIRABUTALIBOV

Zərrəciklərin relyativistik səpilməsi nəzəriyyəsi əsasında, təhrif olunmuş dalğalar yaxınlaşmasında, yüksək enerjili elektronların nüvədən geyri-elastiki səpilməsinin səpilmə amplitudu, elektronların enerji itkisi nəzərə alınmaqla, analitik şəkildə alınmışdır.

Səpilmə amplitudunun bu ifadəsindən istifadə edərək, həyəcanlaşmış nüvələrdə yaranan nəhəng multipol rezonansları öyrənilmişdir. Rezonansların tədgigi zamanı tətbiq olunmuş kollektiv nüvə modelində gəbul olunmuşdur ki, nüvə səthinin rəgsinə səbəb, nüvənin mərkəzində yaranan nəhəng rezonansların səthə gədər yayılaraq sönməsidir. Bu yaxınlaşmadan istifadə edərək, səth təbəğəsinin vibrasiyasını xarakterizə edən kollektiv parametrləri, nəhəng rezonansların yaranmasına səbəb olan protonların neytronlara nəzərən rəgsini xarakterizə edən kollektiv parametrlərlə ifadə etmək mümkün olmuşdur.

Səpilmənin ikigat differensial effektiv kəsiyi, 220MeV enerji ilə ^{63}Cu nüvəsindən səpilməkən elektronların nüvənin həyəcanlaşmasına sərf etdiyi həyəcanlaşma enerjisi və bu nüvədə yaranan nəhəng dipol, kvadrupol və səth təbəğəsinin vibrasiyasının kvadrupol enerjiləri, həmçinin uyğun həyəcanlaşmaların eni təyin edilmişdir.

EXCITATION OF NUCLEI BY INELASTIC SCATTERING OF HIGH ENERGY ELECTRONS
M.M.MIRABUTALYBOV

Nucleons formfactor obtained in three – dimension form on the base of relativistic theory of electron scattering in distorted – wave approximation for the inelastic scattering with account of energy losses has been used for the study of the giant multiple resonances in nuclei. The vibration of the surface of the excited nuclei is supposed to be the aftereffect of reducing giant resonances appearing in nucleus center. This let us to express the collective parameter characterizing the vibrations of the surface of the excited nuclei by the collective parameters of proton vibration relatively neutrons which cans the creation of giant resonances.

Calculating the double differential cross section the energy losses of the scattering electrons with falling energy of 220 MeV have been defined. The giant quadruple and dipole resonances with quadruple vibrations of the nuclear surface have been investigated as well.

Редактор: Ш.Нагиев