

АНОМАЛИИ В ПРОЦЕССЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР ПРИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДАХ В АТОМНОЙ ОБОЛОЧКЕ

Е.В.Ткаля

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН

113191 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 ноября 1993 г.

Исследовано влияние динамического эффекта проникновения электронного тока в ядро на процесс возбуждения ядер при переходах электрона в атомной оболочке. Показано, что в этом процессе аномалии могут проявляться на порядок сильнее аналогичных аномалий в коэффициентах внутренней электронной конверсии γ -лучей.

В течение нескольких последних лет на ядрах ^{189}Os , ^{197}Au , ^{237}Np и ^{181}Ta экспериментально и теоретически изучается процесс возбуждения ядер в атомных переходах, за которым в литературе закрепилось название NEET от английского Nuclear Excitation by Electron Transition. Суть этого явления заключается в возбуждении ядра при переходе вакансии с нижней атомной оболочки вверх при совпадении энергий и мультипольностей ядерного и одного из атомных переходов. Обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных NEET, дан в [1, 2].

Несмотря на значительное число публикаций, до сих пор не был исследован динамический эффект объема ядра в NEET. На всех перечисленных выше ядрах электронный переход в процессе NEET происходит между атомными состояниями $nS_{1/2}$ и $mP_{1/2}$ ($m, n = 1, 2, \dots$), особенностью которых является большая амплитуда волновых функций (ВФ) электрона $\psi(\mathbf{r})$ в нуле. Это означает, что электронный ток $j_{fi}^\mu(\mathbf{r}) = -e\bar{\psi}_f(\mathbf{r})\gamma^\mu\psi_i(\mathbf{r})$ (e - заряд протона, γ^μ - матрицы Дирака) в переходах $nS_{1/2} \leftrightarrow mP_{1/2}$ эффективно проникает в ядро, из-за чего становится возможным "внутриядерный" NEET.

Статический эффект конечных размеров ядра, когда электронные ВФ рассчитываются в кулоновском поле ядра радиуса R_0 с равномерным распределением заряда, а координаты электронного $j_{fi}^\mu(\mathbf{r})$ и ядерного $J_{IF}^\mu(\mathbf{R}) = e\Psi_F^+(\mathbf{R})\hat{J}^\mu\Psi_I(\mathbf{R})$ токов (Ψ - ВФ, а \hat{J}^μ - оператор электромагнитного тока ядра) подчиняются обычному, как в случае точечного ядра, условию $R < r$, уже учитывался в работах [1, 2].

Но, ограничение областью $R < r$, справедливое при расчете вероятности NEET, например, на ^{189}Os [3], где имеет место внутриволосной $M1$ -переход, совершенно необоснованно для ядер с l -запрещенными $M1$ -переходами или запрещенными по асимптотическим квантовым числам модели Нильссона $E1$ -переходами. Здесь область $R > r$ может в случае значительного ослабления ядерных переходов дать существенный и даже определяющий вклад в вероятность NEET [3]. Этот эффект аналогичен известному с середины пятидесятых годов динамическому эффекту объема ядра в процессе внутренней электронной конверсии γ -лучей [4].

Однако NEET является не просто еще одним процессом, в котором возможно измерение тех же ядерных параметров, что и при аномальной конверсии

(хотя и это важно, так как сегодня измерение аномалий в коэффициентах внутренней конверсии (КВК) является единственным способом определения ряда характеристик ядер, см. подробно в [5]. В некоторых случаях динамический эффект будет проявляться в НЕЕТ значительно сильнее, чем при внутренней конверсии. Причина – в следующем. Энергии переходов в НЕЕТ не превышают энергии связи электронов на K -оболочке. Конверсия в этом случае возможна на L - и вышележащих оболочках, откуда электрон вылетает "вверх" в состояния непрерывного спектра. В процессе НЕЕТ все наоборот. Электрон переходит "вниз" на более глубокую (в том числе и на K -) оболочку, где амплитуды электронных ВФ в ядре могут оказаться значительно больше, чем конверсионных состояний непрерывного спектра. В результате, при переходе от внутренней конверсии к НЕЕТ относительный вклад от области ядра в вероятность процесса возрастает, так как в полном радиальном интеграле электронного матричного элемента основная часть в обоих процессах набирается вне ядра и не столь чувствительна к амплитудам ВФ в нуле.

Рассмотрим этот механизм подробнее. Вызывающая переход энергия взаимодействия электронного и ядерного токов имеет вид

$$H_{int} = \int_0^{\infty} d^3 R \int_0^{\infty} d^3 r j_{i,j}^{\mu}(\mathbf{r}) D_{\mu\nu}(\omega_N; \mathbf{r} - \mathbf{R}) J_{IF}^{\nu}(\mathbf{R}), \quad (1)$$

где $D_{\mu\nu}(\omega_N; \mathbf{r} - \mathbf{R}) = -g_{\mu\nu} \exp(i\omega_N |\mathbf{r} - \mathbf{R}|) / |\mathbf{r} - \mathbf{R}|$ – фотонный пропагатор. Его разложение по мультиполям в областях $R < r$ и $R > r$ с помощью стандартного набора скалярных ($A_{LM}(\mathbf{r}; \omega)$ и $B_{LM}(\mathbf{r}; \omega)$) и векторных ($A_{LM}^{E,M,Y}(\mathbf{r}; \omega)$ и $B_{LM}^{E,M,Y}(\mathbf{r}; \omega)$) электромагнитных потенциалов из [6] (Y – продольный, а E и M – электрический и магнитный в кулоновской калибровке) позволяет представить H_{int} в виде суммы двух слагаемых:

$$H_{int} = H_{int}^R + \Delta H_{int}, \quad (2)$$

первое из которых является энергией взаимодействия в модели Роуза (или так называемой модели "без проникновения" [7]) и имеет вид

$$H_{int}^R = 4\pi i \omega_N \sum_{L,M} \left\{ \int_0^{\infty} d^3 R J_0(\mathbf{R}) A_{LM}^*(\mathbf{R}; \omega_N) \int_0^{\infty} d^3 r B_{LM}(\mathbf{r}; \omega_N) j_0(\mathbf{r}) - \sum_{\alpha=E,M,Y} \int_0^{\infty} d^3 R J(\mathbf{R}) A_{LM}^{\alpha*}(\mathbf{R}; \omega_N) \int_0^{\infty} d^3 r B_{LM}^{\alpha}(\mathbf{r}; \omega_N) j(\mathbf{r}) \right\}, \quad (3)$$

а второе – "дополнительная" энергия взаимодействия, возникающая за счет динамического эффекта проникновения электронного тока в ядро:

$$\Delta H_{int} = 4\pi i \omega_N \sum_{L,M} \left\{ \int_0^{\infty} d^3 R J_0(\mathbf{R}) (B_{LM}^*(\mathbf{R}; \omega_N) \int_0^R d^3 r A_{LM}(\mathbf{r}; \omega_N) j_0(\mathbf{r}) - A_{LM}^*(\mathbf{R}; \omega_N) \int_0^R d^3 r B_{LM}(\mathbf{r}; \omega_N) j_0(\mathbf{r})) - \sum_{\alpha=E,M,Y} \int_0^{\infty} d^3 R J(\mathbf{R}) (B_{LM}^{\alpha*}(\mathbf{R}; \omega_N) \times \right.$$

$$\times \left. \int_0^R d^3r A_{LM}^a(\mathbf{r}; \omega_N) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}) - A_{LM}^{a*}(\mathbf{R}; \omega_N) \int_0^R d^3r B_{LM}^a(\mathbf{r}; \omega_N) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}) \right\}. \quad (4)$$

Последовательный учет размеров ядра в формулах (3), (4) приводит к следующему выражению для энергии электрон-ядерного взаимодействия в случае EL -переходов:

$$H_{int}(EL) = 4\pi i \omega_N \sum_{L,M} \frac{ie\Lambda'}{\sqrt{L(L+1)}} N_{LM}^E(\omega_N) \left\{ m_L^E(\omega_N) + i\delta_{E1}(nS_{1/2} \leftrightarrow mP_{1/2}) \times \right. \\ \left. \times \frac{c_i c_f R_0}{4\pi^2 a_B} \left(\frac{\lambda_N}{a_B} \right)^2 \left(\lambda^{(2)} \frac{1}{MR_0 \sqrt{2}} + \lambda^{(1)} \frac{R_0}{a_B} \left(\frac{3}{10}(g_{P_{1/2}}^0 + f_{S_{1/2}}^0) - \eta \frac{\omega_N a_B}{10} \right) \right) \right\}. \quad (5)$$

Здесь введены ядерный

$$N_{LM}^E(\omega_N) = \int_0^\infty d^3R J(\mathbf{R}) A_{LM}^{E*}(\mathbf{R}; \omega_N)$$

и радиальный атомный

$$m_L^E(\omega_N) = \int_0^\infty dr r^2 [L h_L^{(1)}(r\omega_N)(g_i g_f + f_i f_f) -$$

$$- h_{L-1}^{(1)}(r\omega_N)((\kappa_i - \kappa_f - L)g_i f_f + (\kappa_i - \kappa_f + L)f_i g_f)]$$

матричные элементы, а также ядерные параметры проникновения Войханского-Листенгартена для электрических мультиполей

$$\lambda^{(1)} = \langle \Psi_F(\mathbf{R}) | \hat{\mathcal{M}}_1 | \Psi_I(\mathbf{R}) \rangle / \langle U_\gamma \rangle, \quad \lambda^{(2)} = \langle \Psi_F(\mathbf{R}) | \hat{\mathcal{M}}_2 | \Psi_I(\mathbf{R}) \rangle / \langle U_\gamma \rangle \quad [8],$$

в которых ядерный матричный элемент γ -излучения электрической мультипольности $\langle U_\gamma \rangle$ по определению равен

$$\int_0^\infty d^3R J_0(\mathbf{R})(R/R_0)^L Y_{LM}^*(\mathbf{n}_R),$$

а ядерные операторы проникновения есть

$$\hat{\mathcal{M}}_1 = \left(\frac{R}{R_0} \right)^3 Y_{LM}^*(\mathbf{n}_R), \quad \hat{\mathcal{M}}_2 = \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \hat{\mathbf{J}} \cdot [\mathbf{n}_R \times \mathbf{Y}_{LL;M}(\mathbf{n}_R)]$$

(M - масса протона, $Y_{LM}(\mathbf{n}_R)$ - сферические функции, $Y_{LL;M}(\mathbf{n}_R)$ - векторные сферические гармоники [6]). Дельта-функция $\delta_{E1}(nS_{1/2} \leftrightarrow mP_{1/2})$ подчеркивает, что второе слагаемое в фигурных скобках в (5), собственно и являющееся вкладом аномалии, отлично от нуля только для $E1$ -переходов между электронными состояниями $nS_{1/2}$ и $mP_{1/2}$, для которых в области ядра справедливы разложения [7] $nS_{1/2}$:

$$g(r) \approx a_B^{-3/2} c, \quad f(r) \approx a_B^{-3/2} c f^0 r / a_B;$$

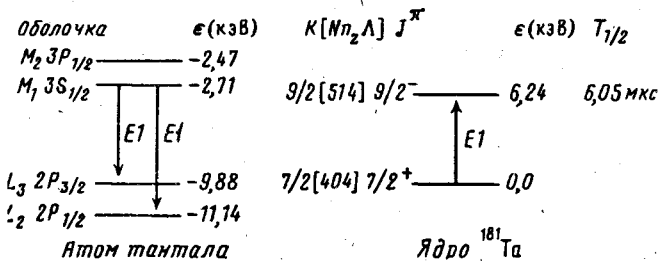
$mP_{1/2}$:

$$g(r) \approx a_B^{-3/2} c g^0 r / a_B, \quad f(r) \approx a_B^{-3/2} c,$$

где c , f^0 и g^0 – константы, свои для каждой функции. В (5) использованы также обозначения $\lambda_N = 2\pi/\omega_N$ для длины волны ядерного перехода, Λ' – для углового электронного матричного элемента из [7], и множитель $\eta = 1$ для перехода $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$, и $\eta = -1$ – для обратного.

Как и в случае аномалий в КВК, роль слагаемого, содержащего зарядовый ядерный параметр $\lambda^{(1)}$ в (5), относительно мала по сравнению со вторым, содержащим параметр спиновых токов перехода $\lambda^{(2)}$. И дело здесь не только в дополнительной малости, вносимой лишним множителем R_0/a_B , но и в известной разнице в правилах отбора по асимптотическим квантовым числам модели Нильссона для матричных элементов $\langle \hat{M}_2 \rangle$ и $\langle U_\gamma \rangle$ [8].

Очень сильный динамический эффект объема ядра в НЕЕТ должен иметь место на ^{181}Ta , фрагмент схемы уровней которого показан на рисунке. Измерения КВК на $3S_{1/2}$ -оболочке в ядерном переходе с энергией 6,24 кэВ показали, что парциальный КВК в состоянии $P_{1/2}$ увеличивается за счет аномалии в 13 раз [9], что дает для параметра проникновения $\lambda^{(2)}$ значение – 620 [5]. Используя эту величину $\lambda^{(2)}$ в формуле (5), получаем, что вероятность возбуждения уровня $9/2^-$ (6,24 кэВ) в процессе НЕЕТ в электронном переходе $3S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ при учете аномалии увеличивается в 170 раз со значения $P_{\text{НЕЕТ}} \approx 4,0 \cdot 10^{-16}$ до величины $6,8 \cdot 10^{-14}$. Такая разница между НЕЕТ и КВК объясняется существенно большей амплитудой $2P_{1/2}$ -состояния в нуле по сравнению с амплитудой ВФ непрерывного спектра $P_{1/2}$: $c_{2P_{1/2}} \approx 244,7$, $c_{P_{1/2}} \approx 55,6$, в то время как для полных радиальных матричных элементов, набирающихся в основном вне области ядра, рост при переходе от конверсии к НЕЕТ здесь незначителен: $\text{Im}(m_1^E(\omega_N)_{\text{НЕЕТ}}) = -5,18$, $\text{Im}(m_1^E(\omega_N)_{\text{Конв}}) = -3,50$, да и сами они много меньше "аномального" слагаемого в (5). (Асимптотика большой компоненты ВФ непрерывного спектра имеет вид $g_{ij}(r \rightarrow \infty) = \sin(pr + \pi \cdot l/2 + \delta_{ij})$, где p – импульс электрона, δ_{ij} – фаза, а ВФ связанных состояний нормированы условием $\int_0^\infty dr r^2 (g^2(r) + f^2(r)) = 1$).



Интересная ситуация сложилась с определением аномалий в КВК на ядре ^{237}Np . В нижней части спектра для двух $E1$ -переходов с уровня $5/2^-$ (59,5 кэВ) (ротационная полоса $K^\pi[Nn_z\Lambda] = 5/2^-[523]$) в состоянии $7/2^+$ (33,2 кэВ) и $5/2^+$ (0,0) (оба принадлежат полосе $5/2^+[642]$), аномалии в КВК есть (хоть это и не согласуется с правилами отбора по асимптотическим квантовым числам модели Нильссона [8]). А вот для $E1$ -перехода $7/2^-$ (102,96 кэВ) $\rightarrow 5/2^+$ (0,0) между теми же ротационными полосами аномалия в КВК в настоящее время

не обнаружена. Поэтому исследования процесса НЕЕТ могли бы дать независимый ответ на вопрос о существовании аномалии в $E1$ -переходе с энергией 103 кэВ в ^{237}Np . Полные вероятности процесса в случае, если величина параметра проникновения $\lambda^{(2)}$ в трех рассмотренных ядерных переходах одинакова и равна -165 [5], составляют: без аномалии $-3,2 \cdot 10^{-12}$, а при наличии аномалии $-4,6 \cdot 10^{-12}$.

В заключение подчеркнем, что НЕЕТ может быть наиболее полезен для исследования динамического эффекта объема ядра в низкоэнергетических ядерных переходах (ω_N до нескольких кэВ), когда конверсия происходит на M - и N -оболочках, а измерение аномалий в КВК становится трудным из-за относительно малых амплитуд электронных ВФ в нуле.

Автор благодарит М.А.Листенгартена и В.И.Тарасова за помощь в работе и полезные обсуждения результатов расчетов.

-
1. Е.В.Ткаля, ЖЭТФ **100**, 379 (1992).
 2. E.V.Tkalya, Nucl. Phys. A**539**, 209 (1992).
 3. Е.В.Ткаля, Письма в ЖЭТФ **56**, 137 (1992).
 4. E.L.Church and J.Weneser, Phys. Rev. **104**, 1382 (1956).
 5. М.А.Листенгартен. В сб. Современные методы в ядерной спектроскопии - 1985. Л.: Наука, 1986, с.142.
 6. И.М.Банд, М.А.Листенгартен, Ф.П.Фересин. Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии гамма-лучей. Л.: Наука, 1976.
 7. И.Айзенберг, В.Грайнер. Механизмы возбуждения ядра. М.: Атомиздат, 1979.
 8. М.Е.Войханский М.А.Листенгартен. Известия АН СССР, серия физическая **23**, 238 (1959).
 9. H.Blumberg, R.S.Hagiar, I.C.Siltzir, Nucl. Phys. A**136**, 624 (1969).