

ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНА ЯДРАМИ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Д.Ф.Зарецкий, В.В.Ломоносов

Получено выражение для напряженности высокочастотного электрического поля, которое возникает на ядре, в результате резонансного возбуждения электронной оболочки атома лазерным полем. Вычисляется сечение вынужденного захвата нейтрона ядром в этом поле на слабо-связанный уровень составного ядра.

Отмечается, что эффект вынужденного захвата нейтрона дает возможность спектроскопических исследований этих уровней.

В тяжелых ядрах плотность уровней составного ядра вблизи связи нейтрона достаточно велика ($\sim 10^6$ МэВ). Поэтому величина сечения

взаимодействия тепловых нейтронов с тяжелыми ядрами в ряде случаев определяется S -уровнем, который лежит ниже энергии связи нейтрона ("отрицательный уровень"). О свойствах отрицательных p -уровней, которые находятся вблизи энергии связи нейтрона вообще ничего не известно.

В данной работе предлагается способ исследования отрицательных p -уровней составного ядра, которые находятся в энергетическом интервале порядка нескольких эВ вблизи энергии связи нейтрона.

Рассмотрим среду, атомы которой возбуждаются внешним лазерным полем. Если частота поля ω близка к частоте атомного перехода ω_0 , то в режиме насыщения волновую функцию атомов можно записать в виде [1] ($\hbar = c = 1$)

$$\psi(\vec{\rho}, t) = e^{i\epsilon t/2} \phi_0(\vec{\rho}) \left(\cos \Omega t - i \frac{\epsilon}{2\Omega} \sin \Omega t \right) - i \frac{V_{10}}{\Omega} e^{-i\epsilon t/2} \sin \Omega t \phi_1(\rho) e^{-i\omega_0 t},$$

$$\Omega = (\epsilon^2/4 + |V_{10}|^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где $\phi_0(\vec{\rho})$ и $\phi_1(\vec{\rho})$ — стационарные волновые функции основного и возбужденного состояний атома, $\omega = \omega_0 + \epsilon$, $V_{10} = d_{10} E_0$, E_0 — амплитуда напряженности электрического поля лазера, d_{10} — матричный элемент дипольного перехода между стационарными состояниями.

Используя (1), получим выражение для плотности заряда $n(\vec{\rho}, t)$ и тока перехода в атоме $\mathbf{j}(\vec{\rho}, t)$, возникающих под действием внешнего электромагнитного поля [2]. Возбуждаемые внешним электромагнитным полем плотность и ток создают переменное электромагнитное поле внутри атома. Пренебрегая запаздыванием, получим выражение для напряженности высокочастотного электрического поля на ядре ($\omega \gg \Omega$, $\epsilon = 0$)

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0(\mathbf{r}, t) f(t) = \frac{V_{10}}{\Omega} \int d\rho \frac{\vec{\rho}}{|\vec{\rho}|} \phi_1^* \phi_0 \sin 2\Omega t \sin \omega t. \quad (2)$$

Рассмотрим индуцированный высокочастотным внутриатомным полем (2) захват тепловых нейтронов на отрицательный уровень p -четности, энергия связи которого лежит в оптическом диапазоне частот. В системе центра инерции гамильтониан взаимодействия нейтрона с наведенным лазером высокочастотным полем (2) можно представить в виде

$$\hat{V} = e_{\text{эфф}} \mathbf{r}_n \mathbf{E}(\mathbf{r}_n, t). \quad (3)$$

где $e_{\text{эфф}} = eZ/A + 1$ — эффективный заряд нейтрона в системе центра: ядро + нейтрон; \mathbf{r}_n — относительная координата нейтрона; $\mathbf{E}(\mathbf{r}_n, t)$ — напряженность наведенного электрического поля (3) в точке нахождения нейтрона.

Для расчета сечения ядерных реакций, вызванных индуцированным захватом нейтрона на отрицательный уровень составного ядра, воспользуемся методом Гайтлера [3].

Для фурье-образа амплитуды ядерной реакции, идущей с данного отрицательного уровня, получим следующее выражение

$$U_{\nu}(E) = \frac{V_{np} H_{n\nu}}{E - E_n - \omega + i\Gamma_{np}/2 + \gamma/2}, \quad (4)$$

$$\gamma = 2\pi \sum_{\nu} |H_{n\nu}|^2 \delta(\epsilon_p - E_{\nu}),$$

где $H_{n\nu}$ — матричный элемент спонтанного распада отрицательного уровня по какому-либо каналу, например, излучение γ -кванта, деление и т. д., γ — полная спонтанная ширина отрицательного уровня. Наведенная электромагнитным полем ширина отрицательного уровня, определяющая скорость развала этого состояния под действием внешнего электромагнитного поля в непрерывный спектр, Γ_{np} определяется выражением

$$\Gamma_{np} = 2\pi \sum_{p'} |V_{np'}|^2 \delta(E_n - \epsilon_{p'}). \quad (5)$$

Здесь $V_{np'}$ — матричный элемент от гамильтониана взаимодействия нейтрона с наведенным лазером высокочастотным полем

$$V_{np'} = e_{\text{эфф}} \int \Phi_n^* \mathbf{r}_n \mathbf{E}_o(\mathbf{r}_n) \phi_{p'} d\mathbf{r}_n. \quad (6)$$

Далее, следуя обычным методом, напомним выражение для сечения в канале ν :

$$\begin{aligned} \sigma(\epsilon_p) &= \frac{2\pi}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2\epsilon_p}} \sum_{\nu} |U_{\nu}(\epsilon_p)|^2 \delta(E_{\nu} - \epsilon_p) = \\ &= g\pi\chi^2 \frac{\Gamma_{np}\gamma}{(\epsilon_p - \hbar\omega + |E_n|)^2 + (\Gamma_{np} + \gamma)^2/4}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\chi = \hbar/\sqrt{2m\epsilon_p}$ — длина волны нейтрона. Для вычисления ширины Γ_{np} , которая возникает в наведенном электромагнитном поле, запишем матричный элемент V_{np} в виде

$$\begin{aligned} V_{np} &= e_{\text{эфф}} E_o(0) \langle \Phi_n^* | Z_n | \phi_p \rangle = \frac{e_{\text{эфф}} E_o(0)}{\sqrt{3}\omega^2} \langle \Phi_n^* | \hat{r}_n | \phi_p \rangle = \\ &= \frac{e_{\text{эфф}} E_o(0)}{\sqrt{3}\omega^2 M} \langle \Phi_n^* | \frac{\partial U}{\partial r} | \phi_p \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\Phi_n^*(\mathbf{r}_n)$ — волновая функция связанного состояния составного яд-

ра, $\phi_p(\mathbf{r}_n) = \sin(kr + \delta_0) / kr$, s — волна в непрерывном спектре нейтронов, $U(r)$ — потенциал для нуклонов в ядре. Для оценки (8) воспользуемся моделью прямоугольной ямы. В этой модели имеем

$$\frac{\partial U}{\partial r} = -U_0 \delta(r - R), \quad (9)$$

Здесь U_0 — эффективная глубина ямы, R — радиус ядра.

Подставим (9) в (8), получим

$$V_{np} \approx -e_0 \Phi E_0(0) \frac{U_0}{\sqrt{3} M \omega^2} C_n^* \phi_n^*(R) \sin(kR + \delta_0) R / k, \quad (10)$$

где C_n — амплитуда одночастичной компоненты в волновой функции составного ядра; $\phi_n(R)$ — одночастичная волновая функция. Величину $C_n^* \phi_n^*(R)$ на поверхности ядра можно оценить из выражения для средней нейтронной ширины

$$\bar{\Gamma}_n \approx p_n(E_n) \hbar v_F R^2 |C_n|^2 |\phi_n(R)|^2, \quad (11)$$

где v_F — скорость частиц на поверхности Ферми, $p(E_n) \cong 4(|E_n|/U_0)^{1/2}$ — коэффициент проницаемости для нейтрона с энергией $|E_n|$ в потенциальной яме глубины U_0 . Используя (10) получим ($U_0 - \epsilon_F \ll U_0$)

$$\Gamma_{np} \approx \frac{e_0^2 \Phi E_0^2(0) U_0^2}{12(\hbar\omega)^4} \bar{\Gamma}_n (R + \delta)^2 \frac{\sqrt{|E_n|}}{1 \text{ эВ}} \quad (12)$$

для $\epsilon_p \sim 0,025$ эВ, $|E_n| \sim 1$ эВ, $\bar{\Gamma}_n \sim 10^{-4}$ эВ и $(R + \delta)^2 \sim (0,3R)^2$ численная оценка ширины $\Gamma_{np} \sim e^2 E_0^2(0) \cdot 10^{-17}$ эВ. Значение напряженности наведенного электрического поля на ядре оценим по формуле (3). Для атомов с $Z \sim 100$ и потенциалом ионизации $I_0 \sim 5$ эВ $E_0(0) \lesssim 10^8$ В/см. Поэтому для полевой ширины получим величину порядка $\sim 0,1$ эВ. Выражение для сечения (7) надо усреднить по начальному распределению энергий нейтрона

$$\sigma = \frac{2}{\sqrt{\pi}(kT)^3} \int_0^\infty d\epsilon \sqrt{\epsilon} \sigma(\epsilon) e^{-\epsilon/kT}. \quad (13)$$

Интеграл в (13) упрощается в следующих предельных случаях:

1) резонанс не достигается ($|E_n| - \omega) / kT \gg 1$, тогда

$$\bar{\sigma} \approx g \sqrt{2\pi} \lambda_T^2 \frac{\gamma \Gamma_{np}}{(|E_n| - \omega)^2 + (\Gamma_{np} + \gamma)^2 / 4} \quad (14)$$

2) резонанс достигается ($|E_n| - \omega) / kT \sim 0$, $(\Gamma_{np} + \gamma) / kT \ll 1$ и

$$\bar{\sigma} \approx g(2\pi)^{3/2} \chi_T^2 e^{-\frac{||E_n| - \omega|}{kT}} \frac{\gamma \Gamma_{np}}{kT(\Gamma_{np} + \gamma)} \quad (15)$$

и если $\Gamma_{np} + \gamma \gg kT$

$$\bar{\sigma} \approx g\sqrt{2\pi} \chi_T^2 \frac{\gamma \Gamma_{np}}{(\Gamma_{np} + \gamma)^2} \quad (16)$$

здесь $\chi_T = \hbar/\sqrt{2\pi mkT}$. Если частота электронного перехода соответствует резонансному случаю и ширина уровня составного ядра ($\sim 0,1$ эВ) $\gamma \gg kT$, то среднее сечение описывается (16). Тогда в соответствии с (12) величина среднего сечения может оказаться близкой к χ_T^2 .

Слабосвязанные S -уровни составного ядра (с энергией связи ~ 1 эВ) проявляются в сечениях взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами в районе редких земель и актинидов (например, в U^{235}). Плотность p -уровней составного ядра в три раза больше, чем для S -уровней. Поэтому существование слабосвязанных p -уровней составного ядра, которые могут возбуждаться в результате рассмотренного выше процесса весьма вероятно для лантанидов и актинидов.

Таким образом спектроскопия отрицательных уровней составного ядра возможна в случае резонансного возбуждения электронной оболочки соответствующих атомов. Захват нейтрона на отрицательные уровни должен сопровождаться существенным возрастанием величин сечений упругого и неупругого взаимодействий тепловых нейтронов ядрами атомов.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
2 июня 1979 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. (Квантовая механика, ч.1, Физматгиз, 1963.)
- [2] Д.Ф.Зарецкий, В.В.Ломоносов. ЯФ, 27, 1268, 1978.
- [3] В.Гайтлер. Квантовая теория излучения. Физматгиз, 1956.