



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Высоцкий, В. И. Воронцов, Р. Н. Кузьмин, О возможности неуширенного  $\gamma$ -резонанса в немессабауэровской области, *Письма в ЖТФ*, 1984, том 10, выпуск 21, 1315–1318

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.88

15 января 2025 г., 04:58:30



О ВОЗМОЖНОСТИ НЕУШИРЕННОГО  $\gamma$ -РЕЗОНАНСА  
В НЕМЕССАБАУЭРОВСКОЙ ОБЛАСТИВ. И. В ы с о ц к и й, В. И. В о р о н ц о в,  
Р. Н. К у з ь м и н

Среди всех физических экспериментов максимальной чувствительностью характеризуется эффект ядерного  $\gamma$ -резонанса (ЯГР) на основе эффекта Мессабауэра (ЭМ), для которого отношение частоты резонанса к его ширине  $\omega_0/\Gamma \approx 10^{13}-10^{17}$ . Уникальные свойства ЭМ привели к широкому использованию ЯГР. Основной недостаток ЯГР на основе ЭМ связан с тем, что резонанс имеет место (характеризуется приемлемой вероятностью  $f$ ) только для ядер с энергией перехода  $\hbar\omega_0 < 100-150$  кэВ и при температуре среды  $T$  меньше дебаевской  $\theta$ . Наличие таких условий очень резко ограничивает круг потенциально пригодных для ЯГР ядер, а также резонансных сред.

Область применения и возможности ЯГР могут быть значительно расширены, если удастся реализовать ЯГР для ядер,  $\gamma$ -переходы которых имеют энергию, лежащую далеко вне пределов области традиционного ЭМ (например, в задаче газера). Известны успешные попытки увеличения  $f$  в ближней немессабауэровской области энергий и температур при наложении на резонансную среду сверхвысоких статических давлений [1]. При таком воздействии происходит уменьшение среднеквадратичной амплитуды флуктуационных колебаний  $\langle \Delta r^2 \rangle$  резонансного ядра, что в итоге приводит к увеличению  $f \equiv \exp[-\langle \Delta r^2 \rangle k^2] \approx \exp[-2W(T)]$ . Очевидны недостатки такого метода.

Ниже рассмотрен принципиально другой метод реализации ЯГР в немессабауэровской области, не требующий сверхвысоких статических давлений.

Суть метода состоит в использовании интенсивного ультразвукового (УЗ) возбуждения среды, содержащей в объеме или на поверхности резонансные ядра. В теории традиционного ЭМ хорошо известен метод управления частотными свойствами ЯГР при таком воздействии за счет расщепления несмещенной  $\gamma$ -линии на эквидистантную (с периодом, равным частоте УЗ волны  $\Omega$ ) гребнку. Особо отметим, что во всех экспериментах и в соответствующей теории [2-4] полная интенсивность всех расщепленных компонент  $\gamma$ -спектра всегда равна или меньше интенсивности резонансной  $\gamma$ -линии в отсутствие УЗ волны. Нами впервые обнаружено, что учет нелинейной динамики кристаллической решетки приводит к принципиально другому результату. Кроме простой частотной модуляции колеблющегося ядра при излучении (поглощении)  $\gamma$ -кванта, рассмотренной в предыдущих работах, имеет место еще один, более важный эффект. Дело в том, что периодические сжатия и растяжения решетки

в окрестности любого резонансного ядра (особенно четко это видно в системе покоя ядра) приводят к периодической медленной (в масштабе периода характерной дебаевской частоты  $\hbar/k\theta$ ) модуляции локальных термодинамических характеристик и, следовательно, величин  $\langle \Delta \vec{r}(t)^2 \rangle$  и  $f(t)$ . Такой эффект связан с тем, что при любом реальном УЗ воздействии его длина волны  $\lambda$  на несколько порядков превышает период решетки. Следовательно, в окрестности любого из ядер имеет место квазиоднородная периодическая деформация, охватывающая макроскопическую область размером  $\Delta L \leq \lambda/2$ . Вследствие всегда выполняемого условия  $\Omega \ll k\theta/\hbar$  УЗ воздействие является адиабатическим, так что в каждый момент термодинамическое состояние ядра можно характеризовать мгновенной температурой Дебая  $\theta(t)$ .

Существенно, что несмотря на знакопеременный характер деформации ближнего окружения ядра, среднее по времени жизни  $\gamma$ -перехода значение изменения  $\Delta f(t)$  не компенсируется и приводит к значительному повышению вероятности  $\langle f \rangle$ . Это связано с нелинейным характером зависимости  $f$  от  $\theta$  и времени. В итоге уменьшение  $f$  при локальном растяжении, что ведет к увеличению  $\langle \Delta \vec{r}(t)^2 \rangle$  и уменьшению  $\theta(t)$ , менее существенно, чем увеличение  $f$  в течении интервала сжатия, когда происходит уменьшение  $\langle \Delta \vec{r}(t)^2 \rangle$  и увеличение  $\theta(t)$ . Действительно, при малом стационарном значении  $f \ll 1$  в период растяжения возможно уменьшение вероятности только на величину  $\Delta f = f \ll 1$ . С другой стороны, в равный по длительности период сжатия принципиально возможно повышение вероятности на гораздо большую величину  $\Delta f = 1 - f \approx 1$ . Сопоставление величин  $\Delta f$  объясняет эффект.

Оценка величины эффекта может быть осуществлена на основе методики, аналогичной теории ЭМ, но с учетом нестационарного характера  $\theta(t)$ .

Спектр  $\gamma$ -резонансного взаимодействия представляет фурье-образ нестационарной автокорреляционной функции [5].

$$G(\xi, \tau) = \langle A(t) A^*(t+\tau) \rangle$$

излучаемой (поглощаемой)  $\gamma$ -волны

$$A(t) = A_0 \exp \left\{ -i \left[ \omega_0 t - k \left[ \vec{r}_0 + \vec{a} \sin(\Omega t - \vec{x} \vec{r}_0) + \Delta \vec{r}(t) \right] \right] - \Gamma t/2 \right\}.$$

Здесь  $\Delta \vec{r}(t)$  - флуктуационное смещение ядра из положения равновесия  $\vec{r}_0$ ,  $\vec{a}$ ,  $\Omega$ ,  $\vec{x}$  - амплитуда, частота и волновой вектор продольной УЗ волны. В связи с одномерным характером продольных сжатий и растяжений температура Дебая  $\theta(t)$  даже в изотропной среде становится анизотропной, причем

$$\theta_{1,2} = \theta, \quad \theta_\alpha = \theta \left[ 1 + \alpha \cos(\Omega t - \vec{x} \vec{r}_0) \right]^{-3\gamma}$$

где  $J$  - постоянная Грюнайзена, а индексы 1 и 2 соответствуют двум ортогональным направлениям в плоскости, перпендикулярной вектору  $\vec{a}$ .

После вычисления соответствующих корреляторов

$$\langle \exp(i\Delta\vec{r}_{1,2}\vec{k}) \rangle = \exp[-\langle \Delta\vec{r}^2 \rangle k^2/6] \equiv \exp[-W(T)/3],$$

$$\langle \exp(i\Delta\vec{r}_a\vec{k}) \rangle = \exp[-W(T,t)/3], \quad W(T,t) = W(T)[1 + 3\alpha\gamma\alpha\cos(\Omega t - \vec{k}\vec{r}_0)]$$

на основе традиционного подхода Лэмба-Мессбауэра [1], но с учетом нестационарной зависимости  $\theta(t)$ , окончательно находя выражение для сглаженного по времени жизни ядра  $1/\Gamma$  спектра

$$G(\omega) = (|A_0|^2 \Gamma / 2\pi) f \sum_{s=-\infty}^{\infty} F_s / [(\omega_0 - \omega + s\Omega)^2 + \Gamma^2/4],$$

где

$$F_s = \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\alpha a) I_{n+s}(B) \right\}^2, \quad B = W(T) 3\alpha\gamma\alpha \cos^2 \varphi, \quad \varphi = \vec{k}\vec{a},$$

а  $J_n(x)$  и  $I_n(x)$  - обыкновенная и модифицированная функции Бесселя. Параметр  $\alpha = 1$  для  $T \ll \theta$ , когда  $W(T) = 3R/4K\theta$  и  $\alpha = 2$ , если  $T \gg \theta$ , что соответствует  $W(T) = 3RT/K\theta^2$  [1].

В последнем выражении величина  $F_s$  определяет относительную интенсивность резонансной  $J$ -линии на частоте  $\omega_0 + s\Omega$ . Проведем его анализ.

Если  $f \approx 1$  ( $W(T) \ll 1$ ), то даже при большой амплитуде  $\alpha$   $B \ll 1$  и  $I_{n+s}(B) \approx \delta_{n+s,0}$ . В итоге имеем  $F_s = J_s^2(\alpha a) \leq 1$  в полном соответствии с обычной теорией УЗ модуляции  $J$ -спектра. При этом полная вероятность излучения (поглощения) резонансных квантов  $f \sum_s F_s = f$ .

В другом предельном случае  $f \ll 1$  ( $W(T) \gg 1$ ) при умеренном значении  $\alpha a$ , обеспечивающем условие  $B \gg 1$ , находим  $F_s \approx I_s^2(B) \gg 1$ . В этом случае интенсивность каждой из резонансных линий  $\omega_0 + s\Omega$  соответствует  $f F_s \gg f$  и в  $I_s^2(B)$  раз превышает интенсивность нерасщепленной резонансной  $J$ -линии в отсутствие УЗ возбуждения. Суммарное повышение вероятности резонансного эффекта во всей совокупности расщепленных резонансных линий в этом случае равно величине  $F = \sum_s F_s = I_0(2B) \gg 1$ .

Для оценки явной величины эффекта рассмотрим переход с  $\hbar\omega_0 \approx 350$  кЭв в  $^{149}\text{Sm}$ , для которого  $W(T) \approx 5$ . В обычных условиях ЭМ на таком ядре не наблюдаем вследствие малости  $f \approx 5 \cdot 10^{-5}$ . При наложении УЗ возбуждения с  $a/\lambda \approx (2-5) \cdot 10^{-3}$  и при типичном значении  $\gamma \approx 2-4$  находим, что полная вероят-

ность  $\gamma$ -резонанса в направлении  $\varphi \ll \pi/2$ , близком к волновому вектору  $U_3$  волны, увеличивается в  $F \geq 100$  раз и достигает величины  $fF \approx 10^{-2}$ , что делает вполне возможным наблюдение и использование такого резонанса. Интенсивность центральной несмещенной  $\gamma$ -линии при этом увеличивается в  $F_0 > 10$  раз.

Рассмотренный эффект расширяет область существования и использования неуширенного ЯГР с линией естественной ширины вплоть до энергий  $\hbar\omega_0 \approx 400-500$  кЭв или, соответственно, для температур, превышающих дебаевскую. Эффект применим также при рассеянии нейтронов и рентгеновских лучей в кристаллах.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Ш п и н е л ь В.С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М., 1969. 407 с.
- [2] Р у б и С., Б о л е ф Д. Акустическая модуляция  $\gamma$ -излучения  $Fe^{57}$  - Сб. „Эффект Мессабауэра“, Под. ред. Ю. Кагана. М., 1962, с. 395-400.
- [3] П р е с т о н Р., Г о н з е р У. Необычные случаи применения мессабауэровской спектроскопии. - Сб. „Мессабауэровская спектроскопия“. Под ред. У. Гонзера, М., 1983, с. 209-230.
- [4] В о р о н ц о в В.И., В ы с о ц к и й В.И. К вопросу об индуцированном гамма-излучении. - Квантовая электроника, 1974, Киев, вып. 8, с. 63-69.
- [5] Р ы т о в С.М. Введение в статическую радиофизику. М., 1966. 404 с.

Киевский  
государственный  
университет  
им. Т.Г. Шевченко

Поступило в Редакцию  
15 июля 1984 г.