



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Высоцкий, В. И. Воронцов, Р. Н. Кузьмин, О возможности неуширенного γ -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: 18.97.14.82

3 декабря 2024 г., 11:49:36



О ВОЗМОЖНОСТИ НЕУШИРЕННОГО γ -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 γ -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. Основным 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 θ . 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, γ -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 γ -линии на эквидистантную (с периодом, равным частоте УЗ волны Ω) гребнку. Особо отметим, что во всех экспериментах и в соответствующей теории [2-4] полная интенсивность всех расщепленных компонент γ -спектра всегда равна или меньше интенсивности резонансной γ -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) γ -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 λ 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 γ -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 θ 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 Δf объясняет эффект.

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

Спектр γ -резонансного взаимодействия представляет фурье-образ нестационарной автокорреляционной функции [5].

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

излучаемой (поглощаемой) γ -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} , Ω , \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 α $B \ll 1$ 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 αa , 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}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 γ -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 γ -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 γ -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.