АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.12

Г.Т. Адамашвили, Р.Р. Хомерики

ДВУХФОНОННАЯ САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В АНИЗОТРОПНЫХ ПАРАМАГНЕТИКАХ

Акустическая самоиндуцированная прозрачность (СИП) впервые была изучена в работе [1] для кристаллов кубической симметрии. В последствии эти результаты были обобщены и для анизотропных сред [2]. В названных работах рассматривались случаи, когда акустические волны вызывали однофононные возбуждения содержащихся в среде парамагнитных примесей. Если акустическая волна вызывает двухфононные переходы, физическая картина СИП меняется и требует отдельного рассмотрения. В настоящей работе исследуется именно этот вопрос в одноосных кристаллах.

В качестве простой модели рассмотрим кристалл гексагональной симметрии, содержащий малую концентрацию парамагнитных ионов с электронными спинами $S = ½$. Кристалл помещен в постоянном магнитном поле $\mathbf{H}_0 \uparrow\uparrow z$ (ось z направлена вдоль акустической оси кристалла). Рассмотрим поперечно поляризованную необыкновенную акустическую волну с волновым вектором $\mathbf{k}\uparrow\uparrow\xi$, где ξ лежит в плоскости zy и составляет угол Θ с осью z, а вектор деформации $\mathbf{u}$ направлен вдоль оси x. Тогда гамильтониан системы имеет вид: $H = \sum_i \hbar\omega_s S_z^i + H_{\text{с.ф.}}$, где $\omega_s = \gamma_e H_0$ – электронная зеемановская частота, $H_{\text{с.ф}}$ – гамильтониан спин-фононного взаимодействия при двухфононных процессах:

$$H_{\text{с.ф.}} = \sum_i 2\beta F_{klmnrt} H_k S_l^i u_{mn} u_{rt} = \sum_i 2\beta\kappa H_0 S_y^i u_{xy} u_{xz}. \tag{1}$$

Здесь F_{klmnrt} – константы спин-фононного взаимодействия, $\kappa = F_{zyxyxz}$, β – магнетон Бора. Упрощения в (1) очевидны, так как по соображениям симметрии все компоненты F с нечетным числом одинаковых индексов зануляются, а для плоской волны будут отличны от нуля только выписанные компоненты тензора деформации u_{mn}. Введя обозначения $\partial u_x/\partial\xi = 2(\epsilon^+ + \epsilon^-)$, $S^+ = S_x + iS_y$, будем искать решение системы уравнений для необыкновенной акустической волны и эволюции усредненного спина в следующем виде: $\epsilon^+ = \mathscr{E}(t, \xi)\exp i(\omega t - k\xi)$, $\langle S^+\rangle = (U + iV) \times \exp 2i(\omega t - k\xi)$ [1, 3]. Тогда из системы уравнений для медленных переменных $\mathscr{E}$, U, V, $\langle S_z\rangle$,

$$\begin{aligned}
&\partial U/\partial t = H_0\kappa\beta\sin 2\Theta\langle S_z\rangle\mathscr{E}^2/\hbar,\\
&\partial V/\partial t = 0,\\
&\partial\langle S_z\rangle/\partial t = -H_0\kappa\beta\sin 2\Theta\, U\mathscr{E}^2/\hbar,\\
&\frac{\partial\mathscr{E}}{\partial t} + v(\Theta)\frac{\partial\mathscr{E}}{\partial\xi} = \frac{k^2}{2\omega\rho} n_0\beta H_0\kappa\sin 2\Theta\, U\mathscr{E},\\
&\omega = kv(\Theta);\quad v(\Theta) = [(\lambda_{xyxy}\sin^2\Theta + \lambda_{xzxz}\cos^2\Theta)/\rho]^{1/2},
\end{aligned} \tag{2}$$

в условиях точного резонанса $\omega = \omega_s/2$ получим стандартные решения $U = -1/2\sin\Psi$, $V = 0$, $\langle S_z\rangle = -1/2\cos\Psi$, где $\Psi = (H_0\beta/\hbar)\kappa\sin 2\Theta\int_{-\infty}^{t}\mathscr{E}^2(t', \xi)\,dt'$, ρ – плотность кристалла, n_0 – концентрация парамагнитных ионов, λ_{klmn} – адиабатические значения модулей упругости. Переходя в (2) к переменной $\tau = t - \xi/u_0$ (u_0 – скорость импульса), приходим к решению в виде 2π импульса лоренцевой формы: $\mathscr{E}^2(\tau) = b/[1 + (\tau/T)^2]$, где

$$b = 2\hbar n_0\omega/v^3(\Theta)\,\rho\,(1/u_0 - 1/v(\Theta)),$$

$$T = (1/u_0 - 1/v(\Theta))\,v^3(\Theta)\,\rho/\omega\beta\kappa H_0\sin 2\Theta n_0$$

– длительность импульса, (для однофононной СИП $\mathscr{E}(t, \xi)$ имеет вид гиперболического секанса). Тогда для задержки в среде нелинейной акустической волны получаем выражение

$$\Delta t = T\omega\beta H_0 n_0 l\kappa\sin 2\Theta/\rho v^3(\Theta), \tag{3}$$

где l – длина кристалла. Отметим, что из закона дисперсии можно определить угол φ между осью z и вектором групповой скорости: $\lambda_{xzxz} \operatorname{tg}\varphi = \lambda_{xyxy} \operatorname{tg}\Theta$.

Используя характерные значения параметров среды и акустической волны $\rho = 5$ г/см³, $v(\Theta) = 3 \cdot 10^5$ см/с, $\hbar\omega_s = 3 \cdot 10^{-17}$ эрг, $n_0 = 10^{17}$ см$^{-3}$, $T = 10^{-5}$ с, $l = 1$ см, время двухфононной релаксации $T_2 = 10^{-1}$ с [4], из (3) следует, что время прохождения импульса при $\Theta = 45°$ составит $t_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ с, тогда как для линейной волны $t_1 = 3 \cdot 10^{-6}$ с, так что задержка существенна и, измерив Δt, есть возможность вычислить константы спин-фононного взаимодействия.

Для наблюдения двухфононной СИП можно использовать кристалл $CaF_2 : U^{4+}$, в котором экспериментально исследовались как явление однофононной СИП, так и двухфононные резонансные процессы [5].

Здесь мы рассмотрели частный случай двухфононной СИП, когда поляризация акустической волны была поперечной, спин парамагнитных ионов $S = 1/2$, и переходы происходили между зеемановскими уровнями электронов. Нетрудно обобщить полученные результаты для СИП в условиях дискретного насыщения (ядерный спин $J = 1/2$), которая подробно изучена для однофононной СИП [6, 7]. При этом получаем ту же формулу задержки (3), в которой $\kappa = F_{zyxyxz}\,p$ или $\kappa = F_{zyxyxz}\,q$ для разрешенных (РП) и запрещенных переходов (ЗП), соответственно (p^2 и q^2 – относительные вероятности РП и ЗП).

Отметим, что такие же эффекты в анизотропных средах может вызвать необыкновенная акустическая волна продольной поляризации. На частоте $\omega = \omega_S/2$ получаем (3) с $\kappa = R$, а в условиях дискретного насыщения $\kappa = Rp\,(q)$ для РП (ЗП), где $R = F_{zyzyzz}\cos^2\Theta + F_{zyzyyy}\sin^2\Theta$.

Рассматривая одноосный кристалл со спином парамагнитных ионов $S = 1$ [8], аналогичные рассуждения приводят к формуле задержки:

$$\Delta t = 2T\omega n_0 l (G^2/\omega_Q) \cos^2\Theta / v^3(\Theta)\,\rho, \tag{4}$$

где $G = G_{44}$ – константа спин-фононного взаимодействия в обозначениях Фогта, ω_Q – квадрупольная частота.

Таким образом, сравнивая выражения (3), (4), приходим к выводу, что в случае, когда спины примесных ионов $S = 1$, максимальная задержка импульса двухфононной СИП наблюдается при $\Theta = 0$ (как и в случае однофононной СИП), а в парамагнетиках со спином $S = 1/2$ и $S = J = 1/2$ максимальная задержка ожидается в окрестности $\Theta = 45°$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shiren N.S.* Self-induced transparency in acoustic paramagnetic resonans // Phys. Rev. 1970. V. 2B. P. 2471–2488.
2. *Адамашвили Г.Т.* Акустическая самоиндуцированная прозрачность в анизотропных парамагнетиках // ФТТ. 1983. Т. 25. № 6. С. 1872–1874.
3. *Полуэктов И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С.* Эффект самоиндуцированной прозрачности // УФН. 1974. Т. 114. № 1. С. 97–129.
4. *Альтшулер С.А., Козырев Б.М.* Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп. М.: Наука, 1972.
5. *Тимофеев В.А.* Сдвиг линии парамагнитного резонанса, обусловленный спин-фононным взаимодействием // ФТТ. 1969. Т. 11. № 8. С. 2353–2356.
6. *Adamashvili G.T.* On the theory of acoustic self-induced transparency // Phys. Lett. 1981. V. 86A. P. 487–489.
7. *Адамашвили Г.Т., Буишвили Л.Л., Звиададзе М.Д.* Акустическая самоиндуцированная прозрачность разбавленных парамагнетиков // ФТТ. 1983. Т. 25. № 2. С. 562–563.
8. *Буишвили Л.Л., Гиоргадзе Н.Н., Менабде М.Г.* Акустическая самоиндуцированная прозрачность в твердых парамагнетиках // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 5. С. 661–664.

Тбилисский государственный университет
им. Ив. Джавахишвили

Поступило в редакцию
25.04.91