

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.12

© 1992 г.

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 однофоновые возбуждения содержащихся в среде парамагнитных примесей. Если акустическая волна вызывает двухфоновые 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 $S = 1/2$. Кристалл помещен в постоянном магнитном поле $H_0 \uparrow \uparrow z$ (ось z направлена вдоль акустической оси кристалла). Рассмотрим поперечно поляризованную необыкновенную акустическую волну с волновым вектором $k \uparrow \uparrow \xi$, где ξ лежит в плоскости zy и составляет угол Θ с осью z , а вектор деформации u направлен вдоль оси x . Тогда гамильтониан системы имеет вид: $H = \sum_i \hbar \omega_s S_z^i + H_{с.ф.}$, где $\omega_s = \gamma_e H_0$ — электронная

зеemanовская частота, $H_{с.ф.}$ — гамильтониан спин-фононного взаимодействия при двухфоновых процессах:

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

Здесь F_{klmnr} — константы спин-фононного взаимодействия, $\kappa = F_{zyxxyz}$, 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: $\epsilon^+ = \&(t, \xi) \exp i(\omega t - k\xi)$, $\langle S^+ \rangle = (U + iV) \times \exp 2i(\omega t - k\xi)$ [1, 3]. Тогда из системы уравнений для медленных переменных $\&, U, V, \langle S_z \rangle$,

$$\begin{aligned} \partial U / \partial t &= H_0 \kappa \beta \sin 2\Theta \langle S_z \rangle \&^2 / \hbar, \\ \partial V / \partial t &= 0, \end{aligned} \tag{2}$$

$$\partial \langle S_z \rangle / \partial t = -H_0 \kappa \beta \sin 2\Theta U \&^2 / \hbar,$$

$$\frac{\partial \&}{\partial t} + v(\Theta) \frac{\partial \&}{\partial \xi} = \frac{k^2}{2\omega \rho} n_0 \beta H_0 \kappa \sin 2\Theta U \&,$$

$$\omega = kv(\Theta); \quad v(\Theta) = [(\lambda_{xyxy} \sin^2 \Theta + \lambda_{zzxz} \cos^2 \Theta) / \rho]^{1/2},$$

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 $\Psi = (H_0 \beta / \hbar) \kappa \sin 2\Theta \int_{-\infty}^t \&^2(t', \xi) dt'$, 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: $\&^2(\tau) = b / [1 + (\tau/T)^2]$, 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 однофоновой СИП $\&(t, \xi)$ 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: $\lambda_{xz} \tan \varphi = \lambda_{xy} \tan \Theta$.

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

Для наблюдения двухфононной СИП можно использовать кристалл $\text{CaF}_2 : \text{U}^{4+}$, 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:

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

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 $\Theta = 45^\circ$.

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