

01;08  
©1995

## ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА АКУСТИЧЕСКУЮ САМОИНДУЦИРОВАННУЮ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ГИРОТРОПНЫХ СРЕДАХ

*Г.Т.Адамашвили, З.В.Гонгадзе, Д.М.Звиаддзе*

Линейно поляризованная акустическая волна (ЛПРАВ) может быть рассмотрена как состоящая из двух компонент с противоположными направлениями вращения, законы дисперсии которых могут быть различными. При распространении ЛПРАВ в среде в определенных ситуациях наблюдается поворот плоскости поляризации.

Можно выделить два основных механизма, приводящие к повороту плоскости поляризации акустической волны. Первый механизм обусловлен взаимодействием акустической волны с содержащимися в среде парамагнитными примесями [1], а второй — пространственной дисперсией в гиротропных кристаллах [2].

Цель настоящей работы — исследовать характер изменения поляризации ЛПРАВ в гиротропных кристаллах под влиянием сильного переменного магнитного поля, когда взаимодействие акустической волны с парамагнитными примесями носит нелинейный характер и выполняются условия акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП).

Для изучения этого явления рассмотрим ЛПРАВ, распространяющуюся вдоль акустической оси  $z$  нецентросимметрического парамагнитного кристалла, который помещен во внешнее постоянное магнитное поле  $H_0 \parallel z$ , и линейно поляризованное вдоль оси магнитное поле с амплитудой  $2H_1$  и частотой  $\omega$ . Представим право(+) и лево(-) поляризованные компоненты тензора деформации ЛПРАВ в следующей форме:

$$\varepsilon_{\pm}(z, t) = E_{\pm}(z, t)(x + iy) \exp i[(\omega_p - \omega)t - k_{\pm}z],$$

где  $\omega_p$ ,  $k_{\pm}$  — частота и волновые числа компонент ЛПРАВ,  $x, y$  — единичные векторы осей  $x$  и  $y$ . Компоненты тензора деформации волны

$$\varepsilon_{iz}(z, t) = \varepsilon_i(z, t) \cos(\omega t - Q_i(z, t)), \quad i = x, y$$

удовлетворяют уравнению эллипса поляризации [3], величины  $\varepsilon_i$  и  $Q_i$  определяются из выражений

$$\varepsilon_{x,y} = [\varepsilon_+^2 + \varepsilon_-^2 \pm 2\varepsilon_+\varepsilon_- \cos(k_+ - k_-)z]^{1/2}, \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} Q_{x,y} = \left\{ \frac{\varepsilon_+ \sin k_+ z \pm \varepsilon_- \sin k_- z}{\varepsilon_- \cos k_- z \mp \varepsilon_+ \cos k_+ z} \right\}^{\pm 1}.$$

Для определения величин  $\varepsilon_{\pm}$  и дисперсионных соотношений для каждой из компонент ЛПАВ следует решить систему уравнений Блоха и теории упругости [3-4], из которых для нелинейной левополяризованной компоненты получаем следующие результаты для огибающей  $\varepsilon_-$  импульса (солитона) АСИП:

$$\varepsilon_- = \left( \frac{2\hbar}{F\beta H_0 n_+ T} \right) \operatorname{sech} \left[ \frac{t - \frac{z}{u_0}}{T} \right],$$

$$T^{-2} = \frac{N_0(\beta H_0 F n_+)^2 k_-^2 \Delta}{2\rho\hbar(\nu_0^2 k_-^2 - \omega_p^2 - k_-^3 b\rho^{-1})} - \Delta^2,$$

$$\Delta = \Omega_0 - \omega_p, \quad \Omega_0 = [(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2]^{-\frac{1}{2}},$$

$$n_+ = \frac{1}{2} \left( \cos \frac{\omega_0 - \omega}{\Omega_0} + 1 \right), \quad (2)$$

$$u_0(\rho\omega_p^2 - \rho\nu_0^2 k_-^2 + bk_-^3) = \Delta (2\rho\omega_p u_0 - 2\rho\nu_0^2 k_- + 3bk_-^2 \nu_0),$$

$$\nu_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\rho}},$$

где  $\beta$  — магнетон Бора,  $F_{xzzz} = F_{yzyz} = F$  — компонента тензора спин-фононной связи,  $N_0$  — концентрация парамагнитных центров,  $\rho$  — плотность среды,  $\omega_1 = \gamma H_1$ ,  $\omega_0 = \gamma H_0$  — зеемановская частота,  $\lambda_{xzzz} = \lambda_{yzyz} = \lambda$  — адиабатическое значение модулей упругости,  $b_{xzyz} = b_{zyxz} = b$  — компоненты тензора акустической гирации.

Правополяризованная компонента акустической волны распространяется без взаимодействия с парамагнитными центрами, и поэтому их влияние не проявляется в соответствующем законе дисперсии:

$$\omega_p^2 - \nu_0^2 k_+^2 - \frac{k_+^3 b}{\rho} = 0.$$

При этом

$$\varepsilon_+ \sim \operatorname{sech} \left[ \left( t - \frac{z}{\nu_1} \right) T^{-1} \right], \quad \nu_1 = \nu_0 + \frac{b\omega}{2\nu_0^2}. \quad (3)$$

Суммарная волна представляет собой эллиптически поляризованную волну.

Используя выражения (1), (2) для акустического солитона, найдем интересующие нас величины — отношения длин малой  $a$  и большой  $b$  полуосей эллипса поляризации и угол вращения плоскости поляризации (ВПП)

$$\Psi' = - \left[ \frac{\omega_p^2 b}{2\rho\nu_0^4} + \frac{(F\beta H_0 n_+)^2 N_0 \omega_p^2}{4\hbar\rho\nu_0^3(1 + \Delta^2 T^2)} \left( 1 + \frac{5\omega_p b}{2\nu_0^3 \rho} \right) \right] z, \quad (4)$$

$$\left( \frac{b}{a} \right)' = \frac{|\varepsilon_+ - \varepsilon_-|}{\varepsilon_+ + \varepsilon_-}.$$

В линейном пределе соответствующие величины имеют вид

$$\Psi = - \left[ \frac{\omega_p^2 b}{2\rho\nu_0^4} + \frac{(F\beta H_0 \eta_+)^2 N_0 \omega_p}{2\hbar\rho\nu_0^3(\Omega_0^2 - \omega^2 + T^{-2})} \left( 1 + \frac{5\Omega_0 b}{2\nu_0^3 \rho} \right) \right] z, \quad (5)$$

$$\frac{b}{a} = \frac{\varepsilon'_+ - \varepsilon'_-}{\varepsilon'_+ + \varepsilon'_-},$$

где  $\varepsilon_- = \exp(-\alpha z)$ ,  $\varepsilon'_+ = 1$ ,  $\alpha$  — коэффициент резонансного акустического поглощения,  $T_2$  — время поперечной релаксации для парамагнитных ионов.

В отсутствие поля выражения (4) и (5) совпадают с результатами работы [5].

Зависимость угла ВПП от магнитного поля как в линейном, так и в нелинейном пределе содержится в величинах  $n_+$ ,  $\Delta = \Omega_0 - \omega_p$ . Первый член в формулах (4) и (5) показывает изменение угла ВПП в отсутствие парамагнитной примеси в гиротропной среде, и на него не влияет сильное переменное магнитное поле, а второй описывает ВПП в акустически неактивных кристаллах и обусловлен взаимодействием с примесями. Интересным является тот факт, что  $\Psi$  оказывается неаддитивной величиной, вследствие чего появляется третий член, учитывающий взаимное влияние между этими двумя механизмами изменения угла ВПП. Анализируя выражения (4) и (5), легко установить, что сильное переменное магнитное поле сплюсчивает и растягивает график функции  $\Psi(\Delta)$ .

Эффект ВПП, обусловленный гиротропностью среды, наблюдался в  $\alpha$ -кварце [1], а для изучения АСИП и ВПП использовались кристаллы MgO с различными примесями [6]. Учитывая, что для различных примесей величина  $N_0 F^2$  изменяется в довольно широких пределах ( $N_0 F^2 = 10^{22} - 10^{31} \text{М}^{-3}$ ), при подборе значений параметров среды, акустической волны и сильного переменного магнитного поля можно обнаружить также ВПП, вызванное взаимным влиянием двух этих механизмов.

### Список литературы

- [1] *Адамашвили Г.Т.* // ФТТ. 1991. Т. 33. № 5. С. 1596–1597.
- [2] *Сироткин Ю.И., Шаскольская М.П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975. 680 с.
- [3] *Тахер Дж., Ремптон В.* Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.
- [4] *Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В.* Магнитная квантовая акустика. М.: Наука, 1977. 197 с.
- [5] *Адамашвили Г.Т., Джинджвеладзе Г.М., Хомерики Р.Р.* // ФТТ. 1992. Т. 34. № 10. С. 3273–3275.
- [6] *Сметтерг Р., Joffrin J., Levchut A., Penne J.* // Solid State Comm. 1968. V. 6. P. 519–522.

Тбилисский  
государственный университет  
им. И.В. Джавахишвили

Поступило в Редакцию  
10 января 1995 г.