

ПОЛЯРИЗАЦИЯ АКУСТИЧЕСКОГО СОЛИТОНА  
В ПАРАМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ

Г. Т. Адамашвили

1. Акустическая линейно-поляризованная поперечная волна (ЛПВ) может быть рассмотрена как состоящая из двух компонент с противоположными направлениями вращения. При распространении через парамагнитный кристалл одна из компонент резонансной ЛПВ значительно сильнее взаимодействует с парамагнитными примесями, чем другая. В линейном пределе, когда амплитуда ЛПВ достаточно мала, первая компонента волны затухает как  $f_- = \exp(-\alpha z)$ , а затуханием второй компоненты можно пренебречь ( $\alpha$  — коэффициент резонансного акустического поглощения). Это обстоятельство приводит к тому, что наличие поглощения не только уменьшает амплитуду результирующей волны, но и меняет характер ее поляризации [1]. С ростом амплитуды ЛПВ ситуация меняется — взаимодействие первой компоненты ЛПВ с парамагнитными примесями будет носить уже нелинейный характер, причем, если выполняются условия акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП) [2, 3], это вызовет не только изменение дисперсионного соотношения по сравнению с линейным пределом, но и приведет к образованию солитона АСИП. Цель настоящей работы — исследовать характер изменения поляризации солитона АСИП ЛПВ в процессе распространения через парамагнитный кристалл.

2. Для описания состояния поляризации солитона акустической волны рассмотрим плоскую ЛПВ, распространяющуюся вдоль постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0 \uparrow z$ , через диамагнитный кристалл с малой концентрацией парамагнитных примесей. Представим право(+)- и лево(-)-поляризованные компоненты тензора деформации ЛПВ в следующей форме:  $\varepsilon_{\pm}(z, t) = \varepsilon_{\pm}(z, t)(x \pm iy) \exp[i(\omega t - k_{\pm} z)]$ , где  $\omega$ ,  $k_{\pm}$  — частота и волновые числа компонент ЛПВ;  $x$ ,  $y$  — единичные векторы, параллельные осям  $x$  и  $y$ . Компоненты тензора деформации волны  $\varepsilon_{ix}(z, t) = \varepsilon_i(z, t) \cos[\omega t - \vartheta_i(z, t)]$ ,  $i = x, y$  удовлетворяют уравнению эллипса поляризации [1], величины  $\varepsilon_i$  и  $\vartheta_i$  определяются из выражений

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

$$\operatorname{tg} \vartheta_x = \frac{f_+ \sin k_+ z + f_- \sin k_- z}{f_+ \cos k_+ z + f_- \cos k_- z}, \quad \operatorname{tg} \vartheta_y = \frac{f_- \cos k_- z - f_+ \cos k_+ z}{f_+ \sin k_+ z - f_- \sin k_- z}. \quad (1)$$

Для определения величин  $f_{\pm}$  и дисперсионных соотношений для каждой компоненты ЛПВ следует решить систему уравнений Блоха и теории упругости [1], из которых для нелинейной левополяризованной компоненты получаем следующие результаты [2, 3]

$$f_- = \operatorname{sech} \frac{(t - z/u)}{T}, \quad T^{-2} = \frac{(\beta H_0 F k_-)^2 n_0}{8\rho\omega\hbar(v/u - 1)} - \Delta^2,$$

$$vk_- - \omega = \Delta \left( \frac{v}{u} - 1 \right), \quad \Delta = \omega_0 - \omega, \quad (2)$$

где  $\beta$  — магнетон Бора,  $F$  — компонента тензора спин-фононной связи,  $n_0$  — число активных примесей в единице объема,  $\rho$  — плотность среды,  $v$  — скорость поперечно-поляризованного звука,  $\omega_0$  — зеемановская частота электронных спинов примесных атомов. Эти выражения в условиях однородного уширения линии АПР определяют скорость  $u$  и волновое число  $k_-$  солитона АСИП для заданной частоты  $\omega$  и длительности импульса  $T$ . Для правополяризованной компоненты остаются в силе соотношения линейной теории [1], при этом  $f_+ = \operatorname{sech} [(t - z/v)/T]$ .

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

$$\Psi = -\frac{(\beta H_0 F)^2 n_0 \omega}{16\rho v^3 \hbar} \frac{\Delta T^2}{1 + \Delta^2 T^2} z, \quad \frac{b}{a} = \frac{|f_- - f_+|}{f_- + f_+}.$$

В линейном пределе соответствующие величины имеют вид [1]

$$\Psi' = -\frac{(\beta H_0 F k_-)^2 n_0}{8\rho v (\omega_0^2 - \omega^2)} z, \quad \frac{b'}{a'} = \left(\frac{\operatorname{ch} az - 1}{\operatorname{ch} az + 1}\right)^{1/2}, \quad f'_+ = 1.$$

3. Угол ВПП  $\psi$  в линейном и нелинейном пределах существенно отличается своей зависимостью от  $\omega_0 - \omega$ . В частности, в линейном пределе с приближением частоты  $\omega$  к резонансному значению  $\omega_0$  величина  $\Psi$  увеличивается и стремится к максимальному значению, тогда как для солитона наоборот — при  $\Delta \rightarrow 0$  угол обращается в нуль, т. е. в условиях АСИП при точном резонансе отсутствует эффект ВПП. При этом в обоих пределах направление ВПП зависит от знака  $\Delta$ .

Из выражений для величин  $b/a$  видно, что нелинейные и линейные акустические ЛПВ при распространении через среду трансформируются в эллиптически-поляризованные состояния, а линейная волна после этого принимает циркулярно-поляризованное состояние.

Приведенные соотношения справедливы в условиях солитонного режима распространения импульса при отсутствии переходных процессов. При этом предполагается, что задержка солитона в среде относительно мала, так что не имеет место пространственное разделение право- и левополяризованных компонент ЛПВ.

В качестве материала для экспериментального изучения рассмотренных вопросов могут быть использованы кристаллы MgO, легированные ионами  $\text{Ni}^{2+}$ , которые уже применялись в экспериментах как по АСИП [2], так и по изучению ВПП линейной акустической волны [4].

Отметим, что приведенные результаты легко перенести на случай, когда ЛПВ распространяется через среду с неоднородным уширением линии АПР.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Такер Дж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.  
 [2] Shiren N. S. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 7. P. 2471—2487.  
 [3] Адамашвили Г. Т. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 6. С. 1872—1874; Adamashvili G. T. // Phys. Letters A. 1981. V. 86. N 9. P. 487—490.  
 [4] Guerneur R., Joffrin J., Levelut A., Penne J. // Solid State Comm. 1968. V. 6. P. 519—522.

Тбилисский государственный университет  
им. Ив. Джавахишвили

Поступило в Редакцию  
3 декабря 1990 г.

### ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ $\text{PbTe}$ , ЛЕГИРОВАННОГО ОДНОВРЕМЕННО $\text{In}$ И $\text{I}$

М. К. Житинская, В. И. Кайданов, С. А. Немов,  
А. Б. Нуромский

Халькогениды свинца обладают высокой поляризуемостью кристаллической решетки. Поэтому влияние примесей на решеточную теплопроводность существенно зависит от их зарядового состояния. Эффектив-