

01; 08

© 1992

ПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ БРИЗЕРЫ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г.Т. Адамашвили, М.Д. Пейкрешвили,
Л.И. Асанишвили

Одним из основных вопросов теории нелинейных волн является вопрос о механизмах образования бризеров. Для поверхностных акустических волн (ПАВ) известны различные механизмы образования бризеров. В многослойных диэлектриках бризер ПАВ формируется в условиях ангармонических колебаний кристаллической решетки и дисперсии [1, 2]. Если многослойная система содержит парамагнитные примеси, то бризер может образоваться за счет механизма Мак-Кола и Хана в условиях акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП) [3]. В определенных условиях бризер ПАВ может образоваться в таких системах, когда эффективны оба эти механизма [4]. Кроме того, нелинейная ПАВ может формироваться в условиях, когда эффективны ангармонизм, дисперсия и линейное затухание [4]. В зависимости от параметров акустической волны и среды могут реализоваться те или иные указанные выше механизмы. В частности, меняя вид или концентрацию парамагнитных примесей, направление внешнего постоянного магнитного поля, материалы и геометрические размеры многослойной системы, мы можем добиться формирования бризеров за счет того или иного механизма. Помещая такую систему во внешнее переменное магнитное поле, мы получаем возможность воздействовать на параметры нелинейной волны. Меняя амплитуду и частоту магнитного поля, можно добиться реализации того или иного механизма образования бризера при неизменных значениях параметров ПАВ и среды. Иными словами, получаем возможность управлять процессами формирования бризеров ПАВ с помощью переменного магнитного поля. Исследованию этих вопросов и посвящается настоящая работа.

Рассмотрим немагнитное диамагнитное твердое тело, содержащее парамагнитные примеси с эффективными спинами $S = \frac{1}{2}$ и занимающее полупространство $x < 0$. На поверхность полупространства наложен тонкий слой другого диэлектрика. Предположим, что в положительном направлении оси x , вдоль границ раздела сред распространяется импульс ПАВ с длительностью T , частотой $\omega_k^* \sim 10^{10} \div 10^{11}$ гц и волновым вектором \vec{k} . В этом же направлении приложено внешнее постоянное магнитное поле H_0 , а перпендикулярно оси x приложено внешнее переменное магнитное поле H_1

с частотой $\omega \sim \omega_k^*$. При указанных частотах переменное магнитное поле однородно по всему образцу. Дисперсионное соотношение ПАВ задается уравнением [1-4]: $\omega_k^* = c^2 K^2 (1 - h^2 K^2)$, где c - скорость линейной ПАВ, h - величина, которая определяется толщиной пленки.

Гамильтониан спин-фононного взаимодействия для ПАВ вертикальной поляризации (рэлеевского типа) имеет вид: $H_{sp} = A \mathcal{E}_{xz} S_x$, где A - константа, характеризующая спин-фононное взаимодействие, \mathcal{E}_{xz} - компонента тензора деформации. Применяя последовательно унитарные преобразования $R = \exp(i\omega t S_z)$ и $T = \exp(-i\varphi S_z)$, гамильтониан спин-фононного взаимодействия можно привести к виду [5-7]:

$$\tilde{H}_{sp} = \frac{A}{2} \left[e_+ (S_+ \Lambda_- + S_- \Lambda_+ - S_z \sin \varphi) + e_- (S_+ \Lambda_+ + S_- \Lambda_- - S_z \sin \varphi) \right],$$

где $\Lambda_{\pm} = \frac{1}{2} (\cos \varphi \pm 1)$; $\cos \varphi = (\omega_0 - \omega) [(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2]^{-1/2}$; $\sin \varphi = \omega_1 [(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2]^{-1/2}$; ω_0 - зеемановская частота спинов; ω и ω_1 - частота и амплитуда (в частотных единицах) переменного магнитного поля; $\mathcal{E}_{xz} = e_+ \exp(i\omega t) + K.c.$ e_{\pm} - описывает деформацию кристалла в наклонной вращающейся системе координат:

$$e_{\pm} = \mathcal{E}_{\pm}(\mathbf{z}; t) \exp[\pm i(\omega_k - \omega)t - K\mathbf{z}], \quad (1)$$

где $\mathcal{E}_{\pm} = \mathcal{E} e^{\pm i\phi}$ - медленно меняющаяся амплитуда, ϕ - фазовая функция.

Для рассмотрения условий распространения бризеров ПАВ в данных условиях, используя гамильтониан спин-фононного взаимодействия, аналогично работам [1-4] и с учетом (1) получаем нелинейное уравнение Шредингера для величины ξ в форме:

$$\xi_{\pm} = \frac{A}{2} \exp[\mp i(QZ - \Omega t)] \int_{-\infty}^t \exp[\pm i(KZ - (\omega_k^* - \omega)t'] \langle e_{\pm} \rangle dt'. \quad (2)$$

Здесь $\mp i \partial_z \xi_{\pm} + \rho \partial_y^2 \xi_{\pm} + q \xi_{\pm} | \xi_{\pm} |^2 = 0$,

$$\rho = \frac{\beta}{2\alpha Q^2}, \quad q = \frac{1}{2} \left(R_0 + \frac{2L^2}{\eta_0 - R_0} \right), \quad R_0 = \frac{A^2 \Lambda_+^2 \mathcal{G} S_0 \gamma_k^2(0)}{8\rho \Omega c^2} \frac{\omega_0(\omega_0 - \omega)(\omega_k^* - \omega)^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2},$$

$$\eta_0 = 3c^2 h^2 K^4, \quad \alpha = \omega_k^* - \Omega + \frac{R_0}{2\Omega}, \quad \beta = Q^2 \left[\sigma_g^2 \left(1 + \frac{R_0}{2\Omega^2} \right) - \right.$$

$$\left. - c^2 (1 - h^2 K^2 \nu^2) \right],$$

$$u_g = -\frac{c^2}{\alpha} \left[n_0 K l (1 - 2h^2 K^2 l^2) + Q(1 - 6h^2 K^2 l^2) \right],$$

$$L = \frac{6\Omega \omega \bar{K}_1}{AK} \frac{\mu \bar{K}_1}{\mu \bar{K}_2 \mu \bar{K}_1 - \bar{K}_2} \Phi_{-\bar{K}_1; \bar{K}_2; \bar{K}_1 - \bar{K}_2}; \mu \bar{K} = (2\rho \omega \bar{K})^{-1/2} \gamma_{\bar{K}}(0); l = \pm 1; \pm 2 \dots$$

Величины $\Omega \ll \omega \bar{K}$ и $Q \ll K$ определяют медленные биения огибающей волны; ρ - плотность среды; $\gamma_{\bar{K}}(\bar{K})$ - функция, учитывающая поперечную структуру поля, которая определяется из граничных условий [4]; S_0 - равновесное значение среднего спина; $\epsilon = \pm 1$ в поглощающей среде, $\epsilon = -1$ в инверсно-заселенной среде; n_0 - концентрация парамагнитных примесей, $\Phi_{-\bar{K}_1; \bar{K}_2; \bar{K}_1 - \bar{K}_2}$ - вершинная функция трехфоновного взаимодействия.

Из предыдущих работ [1-4] известно, что эффекты дисперсии и линейного поглощения учтены членом $\rho \partial_g^2 \xi_{\pm}$, а нелинейные эффекты - членом $\rho \xi_{\pm} |\xi_{\pm}|^2$, при этом за ангармонизм ответственен член $\frac{2L}{\eta_0 - R_0}$, а за механизм АСИП - R_0 . Для образования бризера ПАВ необходимо выполнение условий $\rho q > 0$. Из уравнения (2) видно, что величина $R_0 \sim n_0 A^2 (\omega_0 - \omega) \epsilon$. Следовательно, их изменением мы можем изменять R_0 в довольно больших пределах. Представляет интерес четыре случая: 1. $R_0 \gg \frac{2L^2}{\eta_0 - R_0}$ - имеет место только механизм АСИП; 2. $R_0 \ll \frac{2L^2}{\eta_0 - R_0}$ - бризер образуется за счет ангармонического колебания кристаллической решетки и дисперсии; 3. $R_0 \approx \frac{2L^2}{\eta_0 - R_0}$ - эффективны оба указанных механизма образования бризеров; 4. $R_0 \ll \frac{2L_0}{\eta_0 - R_0}$ при $\eta_0 \approx R_0$ - место имеет эффекты ангармонизма, дисперсии и линейного поглощения, обусловленная взаимодействием акустической волны с парамагнитными примесями. В отличие от работы [5], где $R_0 \sim (\omega \bar{K} - \omega)$ и образование солитонов зависело от знака $\omega \bar{K} - \omega$, для образования бризеров значение имеет знак величины $\omega_0 - \omega$, т. к. $R_0 \sim (\omega \bar{K} - \omega)^2 (\omega_0 - \omega)$.

Рассмотрим конкретный случай, когда $\omega_0 > \omega$ и $\eta_0 > R_0 > 0$. На этом примере удобно проследить, как меняются механизмы формирования бризеров ПАВ с изменением величины ω , когда другие характеризующие величины данной системы остаются неизменными. При $R_0 < \eta_0$ и $R_0 \sim \frac{L^2}{\eta_0 - R_0}$ бризер формируется за счет АСИП, ангармонического колебания кристаллической решетки и дисперсии (механизм III). С уменьшением величины ω разность $\eta_0 - R_0$ может оказаться настолько малым, что может выполняться неравенство $R_0 \ll \frac{L^2}{\eta_0 - R_0}$, тогда бризер образуется за счет ангармонических

колебаний кристаллической решетки и дисперсии (механизм II). В обоих случаях $\rho g > 0$. Таким образом, с изменением ω можно изменять не только параметры, но и механизм образования бризеров ПАВ. Переменное магнитное поле позволяет также исследовать все указанные выше механизмы и в инверсно-заселенных средах, т. к. в таких средах знак величины $\rho_0 \sim \zeta(\omega_0 - \omega)$ остается неизменным при изменении знака $\omega_0 - \omega$.

Важность использования переменного магнитного поля при экспериментальном изучении различных механизмов формирования бризеров ПАВ связано с тем, что все механизмы могут быть исследованы в одном и том же образце (в различных состояниях среды — как при $\zeta = +1$, так и при $\zeta = -1$) и тем самым исключить изменения характеристик бризеров, связанных с изменением системы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S a k u m a T., K a w a n a m i G. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 2. P. 869-879.
- [2] А д а м а ш в и л и Г.Т., У т у р а ш в и л и Г.Г., Ч к о н и я Л.В., П е и к р и ш в и л и М.Д. // ФТТ. 1989. Т.31. В. 9. С. 296-297.
- [3] А д а м а ш в и л и Г.Т. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 2202; A d a m a s h v i l i G.Т. // Phys. Lett. A. 1988. V. 130. P. 350.
- [4] А д а м а ш в и л и Г.Т. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. В. 1. С. 235-245.
- [5] Б у и ш в и л и Л.Л., В а р д о с а н и д з е Т.Г., С е п а ш в и л и Н.О. // Акустический журнал. 1982. Т. 28. В. 5. С. 597-600.
- [6] А б р а г а м А., Б л и н и Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. М.: Мир, 1972. С. 651.
- [7] С л и т к е р Ч. Основы теории магнитного резонанса. М.: Мир, 1981. С. 448.

Поступило в Редакцию
13 августа 1992 г.