УДК 534.113

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

ДВОЙНЫЕ СОЛИТОНЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИКАХ

Г. Т. Адамашвили, Г. Г. Утурашвили, Л. В. Чкония, М. Д. Пейкришвили

В твердых диэлектриках при распространении акустических волн достаточно большой амплитуды могут возникнуть разнообразные нелинейные явления. Среди нелинейных явлений особый интерес вызывают те, которые приводят к образованию нелинейных волн типа солитонов и бризеров (двойных солитонов). Такие явления встречаются как для объемных, так и для поверхностных акустических волн (ПАВ). Поверхностные акустические солитоны исследовались теоретически [1, 2] и экспериментально [3]. При этом условия образования солитонов были различными. Например, в работе [1] солитон исследовался в условиях акустической самоиндуцированной прозрачности, а в работах [2, 3] в условиях ангармонизма колебаний решетки и дисперсии. В [1] было найдено наряду с солитонным решением также решение в виде бризера. При этом нет ответа на вопрос о том, могут ли возникнуть бризеровые состояния для ПАВ в условиях ангармонизма колебаний решетки и дисперсии. В настоящей работе исследуется именно этот вопрос.

Для рассмотрения условий распространения двойных солитонов ПАВ в диэлектриках, которые формируются в условиях ангармонизма колебаний решетки и дисперсии, следует исходить из нелинейного волнового уравнения для z-компоненты вектора деформации [2]

$$\partial_t^2 U(x,\ t) + \int dx_1 \sum_k \omega_k^2 e^{ikx_1} U(x-x_1,\ t) + \int\int dx_1 dx_2 \sum_{k_1 k_2} F_{k_1 k_2} e^{i(k_1 x_1 + k_2 x_2)} U \times$$
$$\times (x-x_1,\ t)\, U(x-x_1-x_2,\ t) = 0, \qquad (1)$$

где

$$F_{k_1 k_2} = \frac{3}{\hbar} \frac{\sqrt{k(k' \mid k-k' \mid)}}{\rho^2} \sum_{ijklmn} c_{ijklmn} \int d\mathbf{r}\, (\partial_j U_i^{(k)}) (\partial_l U_k^{(k)\prime}) (\partial_n U_m^{(k'')}),$$

c_{ijklmn} — компоненты упругого тензора третьего порядка, ρ — плотность среды. Функции $U_i^{(k)}$ дают поперечную структуру поля и определяются из граничных условий. Переход к медленным переменным в уравнении (1) осуществляется в два этапа. На первом этапе используем разложение [4]

$$U = \sum_l Z_l \mathscr{E}_l, \qquad Z_l = e^{il[kx - \omega_k t]}, \qquad l = \pm 1, \qquad \pm 2,$$

где частота ω_k и волновое число k удовлетворяют дисперсионному соотношению $\omega_k^2 = v^2 k^2\,[1-(hk)^2]$; h — величина, которая определяется толщиной пленки; v — скорость линейной ПАВ. На втором этапе используем пертурбативный метод редукции [5], следуя которому амплитуды $\mathscr{E}_l$ представим в виде

$$\mathscr{E}_l = \sum_{\alpha=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \varepsilon^\alpha Y_n f_{l,\,n}(\xi,\ \tau),$$

где ε — малый параметр, определяющий степень малости,

$$Y_n = e^{in(Qx - \Omega t)}, \qquad \tau = \varepsilon^2 t, \qquad \xi = \varepsilon Q(x - v_g t), \qquad v_g = \frac{\partial \Omega}{\partial Q}.$$

Такое представление $\mathscr{E}_l$ справедливо при выполнении неравенств $k \gg Q$, $\omega_k \gg \Omega$. Приравнивая члены одного порядка малости из уравнения (1), после длительных вычислений для величины $\psi=\varepsilon\sqrt{R}f_{l,n}(\xi, \tau)$ получим нелинейное уравнение Шредингера

$$i\partial_t\psi+\partial_z^2\psi+|\psi|^2\psi=0, \tag{2}$$

где

$$x=\sqrt{P}z-v_gt, \quad P=\frac{3v^4k^2(hk)^2}{2(\omega_k+\Omega)^3}, \quad R=\frac{(\varphi_{\pm1,\pm2})^2}{4v^2h^2k^2(k^2+6Q^2+4Qk)(\omega_k+\Omega)},$$

$$\varphi_{\pm1,\pm2}=\sum_{k_1k_2}\iint dx_1dx_2F_{k_1k_2}\exp\{i[k_1-(\pm1)k]x_1-i[k_2-(\pm2)k]x_2\}.$$

Связь между величинами Ω и Q определяется из соотношения

$$-2\omega_k\Omega-\Omega^2+\frac{Q^2}{2k^2}[\partial_l^2\omega_{lk}^2]_{|l|=1}+\frac{Q}{k}[\partial_l\omega_{lk}^2]_{|l|=1}=0.$$

В рассматриваемом случае коэффициенты P и R положительны. Известно, что когда $PR>0$, уравнение (2) имеет солитонное решение [2, 6]. Следовательно, для величины $\mathscr{E}_{\pm1,\pm1}$ можем записать

$$\mathscr{E}_{\pm1,\pm1}=\operatorname{Re}\left\{e^{i(Qx-\Omega t)}\sqrt{2}\operatorname{ch}^{-1}\left[\frac{\alpha}{\sqrt{P}}x+\left(\frac{\alpha v_g}{\sqrt{P}}-v_l\right)t\right]\times\right.$$
$$\left.\times\exp\left[i\left[\frac{V_l}{2\sqrt{P}}x+\left(\frac{v_lv_g}{2\sqrt{P}}-\frac{v_l^2}{4}+\alpha\right)t\right]\right]\right\}, \tag{3}$$

где α, v_l — амплитуда и скорость нелинейной волны [7]. Из этого выражения очевидно, что множитель $\exp[i(Q-\Omega t)]$ приводит к медленным по сравнению с Z_1 «биениям» огибающей ПАВ и трансформирует солитонное решение уравнения (2) для величины ψ к бризерному решению (3) для величины $\mathscr{E}_{\pm1,\pm1}$.

Мы рассмотрели случай, когда в выражении (3) $l=\pm1$, $n=\pm1$. Отметим, что аналогичные результаты можно получить в случае, когда $l=\pm1$, $n=\mp1$.

Рассмотрим условия возбуждения бризерных волн в системе ZnO—Si, которая ранее исследовалась для солитонных волн [2]. Предположим, что в среду поступает импульс, который при $x=0$ имеет прямоугольную форму с амплитудой H и длиной Δ. Тогда для образования бризерных волн необходимо выполнение условий: $8H^2\tau^2PR\sim\Delta^2$, $R(H\Delta)^2\sim 2P$, $\Omega\tau\gg1$, где τ — длительность импульса. Легко показать, что вышеприведенные условия будут удовлетворяться, если $h\sim7\cdot10^{-5}$ см, а произведение $H\tau\Delta$ на порядок больше, чем соответствующее значение для солитонов в этой же системе при равенстве остальных параметров (численные значения указанных параметров можно найти в работе [2]).

Таким образом, в рассматриваемой системе (пленка—подложка) можно наблюдать экспериментально наряду с солитонными также и бризерные ПАВ.

Список литературы

[1] Адамашвили Г. Т. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 6. С. 2202—2208.
[2] Sakuma T., Kawanami Y. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 2. P. 869—879.
[3] Наянов В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 245—249.
[4] Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
[5] Taniut T., Yajima N. // Math. Phys. 1973. V. 14. N 10. P. 1389—1397.
[6] Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов: метод обратной задачи. М.: Наука, 1980.
[7] Sakuma T., Miyazaki T. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 2. P. 1036—1046.

Тбилисский
государственный университет
Тбилиси

Поступило в Редакцию
28 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
3 мая 1989 г.