АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVI 1980 Вып. 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.2

О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЕМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СИСТЕМАХ

Г. Н. Бурлак, Т. Н. Пустыльник

В настоящее время достаточно полно исследованы свойства поверхностных акустических волн, распространяющихся вдоль границы твердых тел [1], что обусловлено их широким применением на практике. Менее исследованы спектры акустических волн в слоистых системах, характеризующиеся поперечным распределением амплитуд и дисперсией волновых мод. Эти особенности делают возможным управление характеристиками волн путем изменения частоты.

Ниже исследована слоистая система, состоящая из изотропных упругих пластинки ($0\leqslant z\leqslant H$ – среда 1) и подложки ($z\leqslant 0$ – среда 2), не имеющих акустического контакта, причем зазор между ними намного меньше длины волны. Показано, что в такой системе при наличии постоянного электрического поля E_0, параллельного упругим смещениям, могут распространяться поперечные объемные акустоэлектрические волны, направленные от границы раздела. Угол отклонения этих волн определяется их частотой ω и величиной поля E_0. Это позволяет управлять направлением распространения объемных акустических волн в подложке. Считая среды 1, 2 одинаковыми, решение уравнений движения [2] для упругих смещений будем искать в виде

$$u=\begin{cases}0; & (z>H)\\ (C_1e^{ik_\perp z}+C_2e^{-ik_\perp z})\,e^{i(\omega t-k_\parallel y)}, & (0\leqslant z\leqslant H)\\ C_3e^{ik_\perp z+i(\omega t-k_\parallel y)}, & (z\leqslant 0)\end{cases}\tag{1}$$

где $k_\perp=\sqrt{\dfrac{\omega^2}{s^2(1+\delta)}-k_\parallel^2}$, $\delta=\dfrac{a^2E_0{}^2}{16\pi\rho s^2\varepsilon}$, s – скорость поперечной волны, C_i – произвольные амплитуды.

Используя граничные условия отсутствия механических напряжений, а также непрерывности потенциала и нормальной компоненты вектора индукции при $z=0$, H, мы получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\sin k_\perp H=\frac{\delta}{1+\delta}\frac{1}{1+\varepsilon}\frac{k_\parallel}{k_\perp}F(k_\parallel,k_\perp),\tag{2}$$

где

$$F(k_\parallel,\ k_\perp)=2e^{-k_\parallel H}-\frac{1}{2}e^{ik_\perp H}\left[1+\varepsilon+i\frac{\delta}{1+\delta}\frac{k_\parallel}{k_\perp}+\right.$$
$$\left.+\left(1-\varepsilon-i\frac{\delta}{1+\delta}\frac{k_\parallel}{k_\perp}\right)e^{-2k_\parallel H}-\cos k_\perp H\right].$$

Если $\delta=0$, то уравнение (2) распадается на два уравнения – $k_\perp=0$ и $k_\perp=n\pi/H$ ($n=1, 2, \ldots$ – номер моды), отвечающие поперечным объемным волнам и нормальным волнам в пластинке соответственно. Поэтому при решении уравнения (2) в приближении слабой связи (обычно $\delta\ll 1$) необходимо различать два случая.

1. При $k_\perp H\ll 1$ из уравнения (2) следует, что $k_\perp$ является чисто мнимым

$$k_\perp=-i\frac{\delta}{1+\delta}\frac{k_\parallel}{1+\varepsilon},$$

что, как видно из формулы (1), определяет поперечную поверхностную акустическую волну, распространяющуюся вдоль границы подложки с глубиной локализации порядка $\varepsilon/\delta k_{\|}$ [2–4]. Следовательно, в этом случае влияние пластинки на спектр волн в подложке несущественно.

2. При $k_{\perp}H \sim n\pi$ ($n=1, 2, \ldots$) из уравнения (2) получаем

$$\omega=\sqrt{1+\delta}\sqrt{k_{\|}^2s^2+\omega_n^2}\left[1+\frac{\delta}{1+\delta}\frac{k_{\|}H}{1+\varepsilon}\frac{s^2}{H^2(k_{\|}^2s^2+\omega_n^2)}F\left(k_{\|},\frac{n\pi}{H}\right)\right],$$

где $\omega_n=\dfrac{n\pi}{H}s$ – частота зарождения n-й моды. Таким образом, в этом случае акустическая волна в подложке имеет как продольную $k_{\|}$, так и поперечную $k_{\perp}\approx n\pi/H$ компоненту волнового вектора. Фазовая скорость этой волны равна $\omega/\sqrt{k_{\|}^2+k_{\perp}^2}=s\sqrt{1+\delta}$, а направление распространения по отношению к нормали определяется углом θ_n: $\operatorname{tg}\theta_n=k_{\|}/k_{\perp}=\sqrt{\omega^2/\omega_n^2-1}$. Следовательно, изменяя частоту ω, либо величину δ, можно управлять направлением распространения волны в подложке. Крутизна изменения угла θ_n равна $\Delta\theta_n/\Delta\omega=\omega_n/\omega\sqrt{\omega^2-\omega_n^2}$ и возрастает при приближении частоты ω к ω_n.

Отношение усредненных интенсивностей акустических волн в подложке и в пластинке имеет порядок $\sim\delta^2 \operatorname{tg}\theta_n$, что при $\delta\neq0$ и $\operatorname{tg}\theta_n\neq0$ отвечает излучению акустических волн из пластинки через щель в подложку (заметим, что подобный эффект прохождения объемной акустической волны через щель между полуограниченными пьезоэлектриками изучался в работах [5, 6]). Естественно, что при этом возбужденная внешним источником волна в пластинке будет затухать. Оценивая на основании уравнения (2) порядок величины затухания, получаем $\operatorname{Im} k_{\|}\sim-\delta^2k_{\|}$.

В заключение заметим, что рассмотренный выше эффект изменения направления распространения объемных акустических волн при изменении частоты может иметь место и в пьезоэлектриках. В этом случае в приведенных формулах необходимо сделать замену $\delta\to K^2$ (K^2 – константа электромеханической связи). Геометрия системы при этом определяется ориентацией пьезоактивного направления в кристалле.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Викторов И. А.* Типы звуковых поверхностных волн в твердых телах. Акуст. ж., 1979, *25*, 1, 1—17.
2. *Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я., Кошевая С. В.* Поверхностные акустоэлектрические волны на границе раздела двух сред, обусловленные электрострикцией. Физ. тв. тела, 1976, *18*, 5, 1222—1225.
3. *Guljaev Yu. V., Plessky V. P.* Shear surface acoustic waves in dielectrics in the presence of an electric field. Phys. Lett., 1976, *56A*, 6, 491—492.
4. *Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я., Кошевая С. В.* Поперечные поверхностные акустоэлектрические волны на границе раздела кубических кристаллов, обусловленные электрострикцией. Физ. тв. тела, 1976, *18*, 11, 3299—3303.
5. *Балакирев М. К., Горчаков А. В.* Просачивание упругой волны через зазор между пьезоэлектриками. Физ. тв. тела, 1977, *19*, 2, 571—572.
6. *Гуляев Ю. В., Плесский В. П.* Резонансное прохождение акустической волны через щель между пьезоэлектриками. Физ. тв. тела, 1978, *20*, 1, 133—136.

Киевский государственный университет им. Т. Г. Шевченко

Поступила 10 июля 1979 г.

УДК 534.28

ЗАДАЧА ГАШЕНИЯ ПОЛЯ ЗА ЩЕЛЬЮ В ЖЕСТКОМ ЭКРАНЕ В ДЛИННОВОЛНОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

М. П. Завадская, А. В. Попов, Б. Л. Эгельский

Рассмотрим модельную двумерную задачу о компенсации поля плоской волны $U_0=\exp[ik(x\cos\alpha+y\sin\alpha)]$, прошедшей сквозь узкую щель ширины $2a$ ($ka\ll1$) в жестком экране; компенсацию будем осуществлять с помощью системы активного гашения методом, развитым в работах [1, 2]. В рассматриваемом нами длинноволновом случае этот подход допускает значительное упрощение.

Активная система представляет собой пару точечных монопольных излучателей, расположенных в точках ($\pm d$, 0) (см. фигуру) (предполагается, что расстояние d