АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXX 1984 Вып. 6

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.8

СВЯЗАННЫЕ АКУСТОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛАСТИНКАХ

Бурлак Г. Н.

Отличие акустических волн в ограниченных пьезоэлектриках, в частности в тонких пластинках, от объемных акустических волн тем значительнее, чем ближе частота волн к частоте отсечки [1, 2].

Ниже показано, что при малых значениях волнового вектора k в окрестности точек отсечки мод свойства акустических волн существенно определяются пьезоэлектрическим взаимодействием с нулевой электромагнитной модой. Для антисимметричных акустических волн данное взаимодействие приводит к перестройке спектра в окрестности точек пересечения дисперсионных ветвей. При $k<\omega\sqrt{\varepsilon}/c$ акустические моды приобретают слабое недиссипативное поглощение, обусловленное связью с излучательными электромагнитными модами пластинки.

Рассмотрим пьезоэлектрическую пластинку симметрии $6mm$ (типа CdS), занимающую область $-h\leqslant y\leqslant h$. Вне этой области находится непьезоэлектрическая среда с диэлектрической проницаемостью ε_0, акустически не контактирующая с пластинкой. Пусть вдоль оси x перпендикулярно гексагональной оси z распространяется сдвиговая акустическая волна со смещением $\mathbf{u}=\{0,\ 0,\ u(x,\ y,\ t)\}$ $(\partial/\partial z=0)$. Уравнения движения для смещения u и электрического поля $\mathbf{E}=\{E_x,\ E_y,\ 0\}$ представляют собой уравнения теории упругости и полную систему уравнений Максвелла [3, 4] при граничных условиях непрерывности D_y, E_x и отсутствия напряжений на свободных границах $y=\pm h$. Соответствующее дисперсионное уравнение для связанных акустических и электромагнитных мод имеет вид

$$\Delta_1\cdot\Delta_2=0, \tag{1}$$

где

$$\Delta_1=\mathscr{D}_1\sigma\operatorname{ctg}(\sigma h)+\overline{\mathscr{K}}^2k^2,\quad \mathscr{D}_1=\tau\operatorname{tg}(\tau h)-\bar{\varepsilon}\varkappa.$$

Здесь $\overline{\mathscr{K}}^2=\mathscr{K}^2/(1+\mathscr{K}^2)$, $\sigma=(\omega^2/s^2-k^2)^{1/2}$,

$$\tau=(\omega^2\varepsilon/c^2-k^2)^{1/2},\quad \varkappa=(k^2-\omega^2\varepsilon_0/c^2)^{1/2},$$

$\bar{\varepsilon}=\varepsilon/\varepsilon_0$. Выражение для Δ_2 получается из Δ_1 заменой $\operatorname{tg}\rightleftarrows\operatorname{ctg}$. При получении уравнения (1) предполагалось, что $E\sim\exp\{i(\omega t-kx+\tau y)\}$ при $|y|\leqslant h$ и $\tau\to\pm i\varkappa$ при $y>h$ и $y<-h$ соответственно (для $u\tau\to\sigma$). В отсутствие пьезоэффекта $\mathscr{K}^2=0$ уравнение $\Delta_1=0$ отвечает независимым антисимметричной акустической волне $(\operatorname{ctg}(\sigma h)=0)$ и симметричной электромагнитной моде $(\mathscr{D}_1=0)$ [5]. Так как $\mathscr{K}^2\ll1$, уравнение $\Delta_1=0$ для n-й акустической ветви можно переписать в виде

$$\omega^2=\omega_n^2+k^2s^2+\frac{2\mathscr{K}^2k^2s^2/h}{[(\omega^2/c^2)\varepsilon-k^2]^{1/2}\operatorname{tg}\{[(\omega^2/c^2)\varepsilon-k^2]^{1/2}h\}-\varepsilon[k^2-(\omega^2/c^2)\varepsilon_0]^{1/2}} \tag{2}$$

где $\omega_n=(2n+1)\pi s/2h$ $(n=0,\ 1,\ldots)$ – частота отсечки n-й акустической моды. Уравнение (2) совпадает с соответствующим уравнением работы [2], если его правая часть мала и $k\gg\omega_n\sqrt{\varepsilon}/c$, что отвечает квазистатическому приближению. В этом случае при $\varepsilon>1$ уравнение (2) нетрудно преобразовать к виду $\omega=\omega_n+(s^2/2\omega_n)(k^2-2\mathscr{K}^2k/h\bar{\varepsilon})$. Отсюда следует, что при $\mathscr{K}^2/\bar{\varepsilon}>kh\gg\omega h\sqrt{\varepsilon}/c$ групповая скорость определяется выражением $s^{(g)}=d\omega/dk=(s^2/\omega_n)(k-\mathscr{K}^2/\bar{\varepsilon}h)<0$ и данный участок отвечает обратной акустической волне. Но уже при $k\sim\omega\sqrt{\varepsilon}/c$ правая часть (2) перестает быть малой. В этом случае в пластинке наряду с акустической волной возбуждается электромагнитная мода. Частоты отсечки ω_m электромагнитных мод равны $m\pi c/h(\varepsilon-1)^{1/2}\gg\omega_n$ $(m=1,\ 2,\ldots)$. Поэтому для не очень высоких частот акустические волны могут взаимодействовать только с нулевой электромагнитной модой, для которой $|k^2-\omega^2\varepsilon/c^2|h^2\ll1$. Вблизи синхронизма такое взаимодействие легко проанализировать в двух важных частных случаях.

При $\bar{\varepsilon}\to0$ (металлизированная пластинка) уравнение (2) имеет вид

$$(\omega^2-\omega_n^2-k^2s^2)[k^2-(\omega^2/c^2)\varepsilon]=-2\mathscr{K}^2k^2s^2/h^2. \tag{3}$$

Непосредственно в точке синхронизма ($k_0=\omega_n\sqrt{\varepsilon}/c$, $\omega_0=\omega_n$) акустические и электромагнитные волны становятся акустоэлектромагнитными. Они теряют индивидуальность и не могут рассматриваться независимо. Соответствующая поправка к частоте, найденная из уравнения (3), равна $\omega-\omega_n=\pm(2\mathscr{K}^2)^{1/2}s/4h$. Таким образом, при $k\sim\omega_n\sqrt{\varepsilon}/c$ дисперсионные ветви волн расталкиваются и происходит взаимная перестройка их спектра.

При $\bar{\varepsilon}\sim1$ уравнение (2) имеет вид

$$(\omega^2-\omega_n^2-k^2s^2)[k^2-(\omega^2/c^2)\varepsilon]^{1/2}=-2\mathscr{K}^2k^2s^2/\{[k^2-(\omega^2/c^2)\varepsilon]^{1/2}h^2+h\}. \tag{4}$$

В этом случае в точке синхронизма поправка к частоте акустической волны находится из кубического уравнения и равна $\omega-\omega_n=-\omega_n[\varepsilon_0\mathscr{K}^2\sqrt{2}\pi s/c(2n+1)]^{2/3}$ (два других корня не отвечают распространяющимся волнам). При дальнейшем уменьшении $k<\omega\sqrt{\varepsilon_0}/c$, как видно из уравнения (2), дисперсионная ветвь акустической волны попадает в область излучательных электромагнитных мод пластинки. Мнимая часть соответствующей добавки к частоте ω равна $\mathscr{K}^2k^2s^2c\sqrt{\varepsilon_0}/\omega_n^2\varepsilon h$, что отвечает слабо затухающей ($\sim s/c$) акустической волне. Физически понятно, что данное затухание является недиссипативным и обусловлено излучением связанной электромагнитной моды из пластинки. Результат оказывается таким же и при $\bar{\varepsilon}<1$, поскольку при этом в системе существуют только излучательные электромагнитные моды. Разумеется, в случае металлизированной пластинки такое затухание не возникает.

Уравнение $\Delta_2=0$ описывает слабовозмущенные симметричные акустические волны, поскольку D_2 не обращается в нуль при $\omega<\pi c/2\cdot h(\bar{\varepsilon}-1)^{1/2}$. Численные оценки для пьезокерамики ТБК-3 ($s=4\cdot10^5$ см/с, $\varepsilon=1600$, $\mathscr{K}^2=0{,}04$) при $h=5\cdot10^{-3}$ см и длине образца ~8 см, показывают, что рассмотренные эффекты могут наблюдаться экспериментально, начиная с частот ~100 Мгц.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гринченко В. Т., Мелешко В. В.* Гармонические колебания и волны в упругих телах. Киев: Наук. думка, 1981. 283 с.
2. *Бурлий П. В., Кучеров И. Я., Ильин П. П.* О возможности существования поперечных обратных волн в пластинках.– Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 9, с. 568–570.
3. *Балакирев М. К., Богданов С. В.* Взаимная трансформация акустических и электромагнитных волн на границе пьезоэлектрика. Новосибирск, 1981. 18 с. (Препринт НГУ, ИФП, СО АН СССР, 61).
4. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 236 с.
5. *Барноски М.* Введение в интегральную оптику. М.: Мир, 1977. 367 с.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступила в редакцию
27.IV.1983

УДК 534.29

ИЗМЕРЕНИЕ НАГРЕВА ОБРАЗЦА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Кирсанов В. А., Тарасов В. Ф.

В физических экспериментах часто возникает необходимость генерации в исследуемых образцах акустических колебаний большой интенсивности. В частности, для акустического возбуждения переходных процессов в ядерных спин-системах необходимы акустические колебания с амплитудой относительных деформаций $\varepsilon\sim\sim10^{-5}\div10^{-4}$ [1]. При этом требуемая мощность акустических колебаний составляет десятки ватт. Рассеивание такой мощности в образце должно приводить к его сильному нагреву, что наблюдалось в ряде экспериментов по ядерному акустическому резонансу [2, 3]. Данное обстоятельство было использовано для измерения интенсивности акустических колебаний по скорости теплового расширения жидкости, в которую погружался исследуемый образец [4]. Однако вопрос об изменении температуры образца в ходе реального физического эксперимента до настоящего времени оставался открытым.

Для оперативного контроля температуры во время действия интенсивного акустического импульса был изготовлен малоинерционный датчик температуры на основе кремниевого диода КД 102Б. Исследуемый образец был изготовлен из монокристалла NaCl в форме цилиндра диаметром 6 и длиной 18 мм с осью, параллельной направлению [100] кристаллической решетки.

Схема датчика представлена на фиг. 1. Акустические колебания частотой 20 МГц возбуждались в образце *1* с помощью кварцевого пьезопреобразователя *2*. Для созда-