АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVII 1981 Вып. 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.2

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЛЯВА СВЧ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Бурлак Г. Н., Пустыльник Т. Н.

В настоящее время значительное внимание уделяется созданию акустоэлектрических устройств СВЧ-диапазона на поверхностных и нормальных акустических волнах [1]. При этом оказывается, что используемые способы возбуждения звука (встречно-штыревые и клиновидные преобразователи) в СВЧ-области неэффективны из-за малости длины возбуждаемых акустических волн. Это обусловливает поиск принципиально новых методов их возбуждения и приема [2].

В настоящей работе рассмотрено параметрическое возбуждение акустических волн Лява СВЧ электрическим полем в пьезоэлектрической пластинке ($0\leqslant y\leqslant L$ – среда 1), имеющей упругий контакт с изотропной подложкой ($y\leqslant 0$ – среда 2). Отметим, что возбуждение объемных волн данным способом исследовано достаточно полно [3].

Для определенности рассмотрим пьезоэлектрик симметрии $6mm$, ориентированный гексагональной осью z вдоль плоскости раздела кристаллов, нормаль к которой направлена по оси y. Приложенное СВЧ-поле накачки частоты $\omega_н$ $E=E_0\cos\omega_н t$ направлено вдоль z. Считая величину E_0 нулевого, а u и φ первого порядка малости, запишем уравнение движения для поперечной акустической волны, распространяющейся параллельно поверхности с вектором смещения $\mathbf{u}=\{0,\ 0,\ u\}$ и потенциалом φ, в виде

$$\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=\frac{\partial p_{i3}}{\partial x_i},\qquad \frac{\partial\mathcal{D}_i}{\partial x_i}=0, \tag{1}$$

где

$$p_{i3}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\lambda_1+\eta E)u+\left(\frac{a}{4\pi}E-\beta\right)\varphi\right],$$

$$i=1,2,$$

$$\mathcal{D}_i=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[(aE-4\pi\beta)u-(\varepsilon_1+2\theta E)\varphi\right],$$

$\lambda_1=\lambda_{44}=\lambda_{55}$, $\beta=\beta_{15}=\beta_{24}$, $\eta=\eta_{3,44}=\eta_{3,55}$, $a=a_{44}=a_{55}$, $\theta=\theta_{15}=\theta_{31}=\theta_{32}=\theta_{23}$ – соответственно упругие, пьезоэлектрические, нелинейно-пьезоэлектрические, электрострикционные и электрооптические модули кристалла, $\varepsilon_1=\varepsilon_{11}$ – диэлектрическая проницаемость, ρ_1 – плотность, $E=E_0\cos\omega_н t$. Решение (1) будем искать в виде

$$u=\sum_{m=-\infty}^{\infty}u_m\exp[i(\Omega+m\omega_н)t-ikx+i\varkappa_0 y]. \tag{2}$$

Подставив (2) в (1), в первом порядке по E_0 получаем для u_m следующую бесконечную систему зацепляющихся уравнений:

$$[-(\Omega+m\omega_н)^2+s_1{}^2(k^2+\varkappa_0{}^2)]u_m+{}^1/_2E_0h(k^2+\varkappa_0{}^2)[u_{m+1}+u_{m-1}]=0, \tag{3}$$

где $s_1=\sqrt{\lambda_1(1+K^2)/\rho_1}$, $\quad K^2=4\pi\beta^2/\lambda_1\varepsilon_1$,

$h=|\varepsilon_1\eta-2a\beta-2\lambda_1K^2\theta|/\rho_1\varepsilon_1$.

Равенство нулю детерминанта системы (3) определяет зависимость $\Omega(k, \omega_н, \varkappa)$. Поскольку реально $s_1^2 \gg E_0 h$, сохраним в (3) только члены с $m=0, -1$. В результате решение (1) можно записать в виде

$$u=A(k, t)(C_1^+ e^{i\varkappa_0 y}+C_1^- e^{-i\varkappa_0 y}), \tag{4}$$

$$\varphi=R[u+A(k,t)(C_2^+ e^{ky}+C_2^- e^{-ky})],$$

где

$$A(k, t)=e^{\gamma t-ikx}(e^{i\Omega t}-ie^{-i\Omega t}),$$

$$\gamma=E_0 h(k^2+\varkappa_0^2)^{1/2}/4s_1-\xi s_1,$$

$$R=-\frac{4\pi}{\varepsilon_1}\left[\beta-\left(\frac{a}{4\pi}+2\frac{\theta}{\varepsilon_1}\beta\right)E\right],$$

$$\Omega=s_1\sqrt{k^2+\varkappa_0^2}=\omega_н/2,$$

$C_{1,2}^{\pm}$ – произвольные постоянные. Выражения (4) описывают нарастающие со временем встречные акустоэлектрические волны с частотами $\Omega=\omega_н/2$ и инкрементом γ, распространяющиеся вдоль пластинки, что отвечает абсолютной параметрической неустойчивости стоячей волны. Вне пластинки u и φ имеют вид

$$u=0, \quad \varphi=A(k, t)C_5 e^{-ky} \quad (y\geqslant L), \tag{5}$$

$$u=A(k, t)C_3 e^{\tau y}, \quad \varphi=RA(k, t)C_4 e^{ky} \quad (y\leqslant 0),$$

где $\tau=\sqrt{k^2-\Omega^2/s_2^2}$, $s_2=\sqrt{\lambda_2/\rho_2}$, λ_2, ρ_2 – упругий модуль и плотность подложки, $C_{3,4,5}$ – произвольные постоянные. Выражения (4), (5) следует сшить граничными условиями непрерывности $\mathcal{D}_2$, φ при $y=0$, L; непрерывности p_{23}, u при $y=0$ и $p_{23}=0$ при $y=L$. При этом в граничных условиях можно пренебречь малыми слагаемыми, пропорциональными полю E_0, что в конечном счете эквивалентно малости изменения пространственного профиля волны СВЧ-полем накачки. В результате получаем дисперсионное уравнение

$$\operatorname{tg}\varkappa_0 L=\left\{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\frac{\varkappa_0}{\tau}(1+K^2)+K^2\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1(1+\varepsilon_2)}\frac{k}{\tau}\right\}^{-1},$$

совпадающее с точностью до малых членов (порядка K^2) с обычным уравнением волн Лява [4]. Таким образом, в рассматриваемой системе благодаря приложенному СВЧ-полю накачки параметрически возбуждаются встречные волны Лява с частотами, равными половине частоты накачки. Номер наибольшей из возбуждаемых мод j_{max} определяем, приравнивая частоту накачки $\omega_н$ удвоенной частоте рождения этой моды:

$$j_{max}=\left[\frac{L\omega_н\sqrt{s_2^2-s_1^2}}{2s_2 s_1\pi}\right].$$

Здесь $[x]$ обозначает целую часть x. Наличие конечного поглощения акустических волн приводит, как обычно, к появлению порога возбуждения волн $E_{пор}$, который определяется из равенства $\gamma=\alpha$ (α – коэффициент поглощения звука), и имеет вид $E_{пор}=4\xi s_1^3/\Omega h$. Численная оценка $E_{пор}$ для кристалла ZnO ($s_1 \simeq 10^5$ см/с, $\rho_1 \simeq 5{,}7$ г/см^3, $\xi \simeq 0{,}8$ см$^{-1}$, $h\rho_1 \simeq 10^6$ ед. СГСЕ) при $\Omega=10^{10}$ с$^{-1}$ дает $E_{пор} \simeq 1$ кВ/см, что вполне доступно для экспериментального изучения рассмотренного параметрического возбуждения акустических волн Лява в СВЧ-диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Викторов И. А.* Типы звуковых поверхностных волн в твердых телах.— Акуст. ж., 1979, т. 25, № 1, с. 1—47.
2. *Гуляев Ю. В., Курач Т. Н., Плесский В. П.* Взаимное преобразование сдвиговых объемных и поверхностных акустических волн на периодически возмущенной поверхности твердого тела.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, № 9, с. 563—566.
3. *Лямов В. Б., Смоленский Г. А.* Нелинейные эффекты при распространении высокочастотных упругих волн в кристаллах.— Акуст. ж., 1974, т. 20, № 3, с. 426—434.
4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступила в редакцию
21.III.1980