

08; 09

© 1990

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА РЕЗОНАТОРОВ ПАВ
В СИСТЕМАХ В „ЕСТЕСТВЕННОЙ НАПРАВЛЕННОСТЬЮ“

Б.В. С в е ш н и к о в

Важной особенностью обнаруженных недавно [1] срезов пьезоэлектрических кристаллов с „естественной направленностью“ (ЕН) является существование при распространении в них ПАВ фазового сдвига $\varphi_0 \neq \frac{\pi}{2}n$ в колебаниях двух связанных динамических подсистем – упругих смещений кристаллической решетки u и электрического поля с поверхностным потенциалом ϕ [2]. Нетрудно убедиться, что при изменении направления распространения волны на противоположное знак фазового сдвига тоже меняется: если $u_{1,2} \sim e^{\mp ikx}$, то $\varphi_{1,2} = |\varphi_0| e^{\mp i(kx - \varphi_0)}$.

Определение значения φ_0 – необходимое условие совершенствования характеристик резонаторов ПАВ на основе срезов с ЕН. Одним из несомненных достоинств подобных резонаторов является возможность оперативного управления их собственными частотами за счет изменения фазы φ_R коэффициента отражения ПАВ от одного из двух образующих каждый резонатор встречно-штыревых зеркал на величину $\leq 2\pi$ с помощью переменной реактивной нагрузки [2]. Если добротность последней достаточно высока, то перестройка частоты происходит без ухудшения добротности резонатора.

Проявлением „естественной направленности“ является асимметрия излучения мощности ПАВ во взаимно противоположных направлениях („влево“ и „вправо“) обычными топологически симметрич-

ными ВШП в брэгговской полосе частот их резонансного отражения. Асимметрия излучения ($\Delta\rho$) обусловлена разницей фаз ($\Delta\varphi$) коэффициентов отражения сопровождающего ПАВ электрического поля от поверхностных упругих неоднородностей для волн, распространяющихся „вправо” и „влево” ($\Delta\rho = \max$ при $\Delta\varphi = \pi$).

Электроды ВШП на поверхности пьезоэлектрика осуществляют периодическое возмущение как упругих, так и электрических граничных условий. В результате брэгговские переотражения ПАВ от электродов определяются суперпозицией „парциальных” отражений, обусловленных упругим и электрическим характером неоднородностей. Эффективность „естественной направленности” зависит от амплитудных и фазовых соотношений между этими парциальными отражениями.

Пользуясь результатами работы [3], можно показать, что пересчитанные к середине неоднородности коэффициенты отражения упругих смещений ПАВ от прямоугольной заземленной металлической полоски толщиной h для волн, падающих на нее „слева” и „справа”, определяются выражениями

$$\bar{r}_{\pm} = -i[\alpha + \beta \exp(\pm 2i\varphi_0)] = |\Gamma| \exp(i\varphi_r^{\pm}). \quad (1)$$

При этом соответствующие коэффициенты отражения для поверхностного потенциала электрического поля равны

$$r_{\pm} = -i[\alpha \exp(\mp i2\varphi_0) + \beta] = |\Gamma| \exp(i\varphi_r^{\pm}).$$

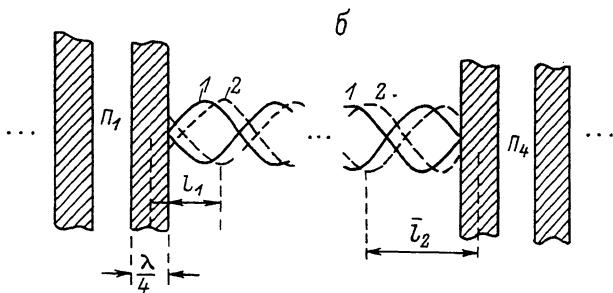
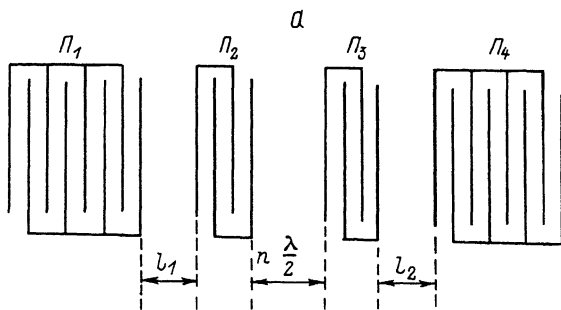
Здесь α и β — действительные числа, зависящие от упругих и пьезоэлектрических свойств системы $\alpha \sim \frac{h}{\lambda}$, $\beta \sim k^2$ (λ — длина ПАВ, k^2 — константа электромеханической связи).

Если $|\alpha| \gg |\beta|$, то $\Delta\varphi \approx 4\varphi_0$ и направленность максимальна (т.е. реализуется так называемая „естественная однонаправленность” ВШП [1]) при $\varphi_0 = \pm \frac{\pi}{4}$ [2].

Величина φ_0 может быть оценена экспериментально на основе анализа спектров (АЧХ $A^+(\omega)$ и $A^-(\omega)$) волн, излучаемых ВШП „вправо” и „влево” и регистрируемых широкополосными слабоотражающими выходными преобразователями. Мощности ПАВ, излучаемых преобразователем Π_1 „вправо” и „влево”, на основной брэгговской частоте ω_0^{\dagger} равны $P_0^{\pm} \sim (1 + thb \sin \varphi^{\pm}) [2]$, где $\delta = 2N|\Gamma|$ (N — число пар электродов ВШП), $\varphi^{\pm} = \varphi_r^{\pm} + \frac{\pi|\alpha|}{2\alpha}$.

Если $|\alpha| \gg |\beta|$, то $\varphi_r^{\pm} \approx \mp 2\varphi_0 - \frac{\pi|\alpha|}{2\alpha}$ и $\varphi^{\pm} \approx \pm 2\varphi_0$. В результате при достаточно большом значении $N \frac{h}{\lambda}$ (при $thb \approx 1$)

¹ $\omega_0 = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$, где $\omega_{1,2}$ — частоты ближайших к максимуму „нулей” АЧХ $A^{\dagger}(\omega)$ (нулей реальной части проводимости преобразователя Π_1) [3].



Условное изображение: а) резонатора ПАВ; б) пространственной конфигурации стоячих волн упругих смещений (1) и электрического потенциала (2) ПАВ вблизи отражателей Π_1 и Π_4 при $\varphi_r = -\frac{\pi}{2}$, $\varphi_0 = \frac{\pi}{4}$.

$$D_0 = \frac{\rho_0^+}{\rho_0^-} \approx \frac{1 + \sin 2\varphi_0}{1 - \sin 2\varphi_0}$$

Таким образом, измеряя „направленность“ D_0 на частоте акустического синхронизма при достаточно большой величине упругой компоненты брэгговского коэффициента отражения структуры, можно определять величину φ_0 из соотношения

$$\varphi_0 \approx \frac{1}{2} \arcsin \frac{D_0 - 1}{D_0 + 1}.$$

Для снижения уровня вносимых потерь (ВП) резонатора ПАВ центры электродов приемовозбуждающих ВШП должны совпадать с пучностями электрического потенциала стоячих волн, формирующихся в резонансной полости на собственных частотах резонатора. В общем случае ($\Delta\varphi \neq 0$) эти пучности не совпадают с пучностями или узлами упругих смещений, поскольку $\varphi_r^\pm = \varphi_r^\pm \mp 2\varphi_0$. Условием минимизации ВП в резонаторе ПАВ с обычными брэгговскими „зеркалами“ ($\varphi_r = \frac{\pi}{2} \frac{|\alpha|}{\alpha}$) является соотношение

$$\bar{l}_{1,2} = m_{1,2} \frac{\lambda}{2} + \frac{\varphi_r \mp}{2\pi} \lambda, \quad (2)$$

$\bar{l}_{1,2}$ – оптимальные расстояния между центрами электродов слабо-отражающих преобразователей ($\Pi_{2,3}$) и центрами неоднородностей ближайших к $\Pi_{2,3}$ отражателей; $m_{1,2}$ – целые числа (см. рисунок).

В частном, но распространенном случае симметричных систем ($\Delta\varphi = 0$) выражение (2) преобразуется в известное [4]:

$$\bar{l}_{1,2} = m_{1,2} \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{8} \operatorname{sign} \alpha. \quad (3)$$

Соотношение (3) остается справедливым при любом значении φ_0 только в отсутствие упругой компоненты отражающих неоднородностей ($|\alpha| \ll |\beta|$).

Если $|\alpha| \gg |\beta|$ и $\varphi_0 = \frac{\pi}{4}$, то оптимальная топология становится существенно асимметричной:

$$\begin{cases} \bar{l}_1 = m_1 \frac{\lambda}{2} \\ \bar{l}_2 = m_2 \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{4}. \end{cases} \quad (4)$$

В этом случае на резонансной частоте коэффициенты передачи (по мощности) резонаторов с топологиями, определяемыми выражениями (4) и (3), соотносятся при прочих равных условиях как

$\frac{K_p^{(4)}}{K_p^{(3)}} = g$, где $g = \frac{(1+|R_1|)^2 (1+|R_4|)^2}{(1+|R_1|^2) (1+|R_4|^2)} \lesssim 4$ (R_1 и R_4 – коэффициенты отражения зеркал Π_1 и Π_4).

В заключение сформулируем основные результаты работы.

Дана наглядная физическая интерпретация свойств ПАВ-систем с „единственной направленностью“, обусловленной анизотропией пьезокристаллов. Предлагается методика экспериментальной оценки значения основного параметра, определяющего эффективность ЕН. Выясняются характерные для срезов с ЕН принципы минимизации вносимых потерь в резонаторах ПАВ на основе таких срезов пьезоэлектрических кристаллов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] W r i g h t P.V. // Ultrason. Symp. Proc. 1985. P. 58–63.
- [2] С в е ш н и к о в Б.В., Ф и л и н о в В.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 16. С. 1513–1517.
- [3] С а н д л е р М.С., С в е ш н и к о в Б.В. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. № 9. С. 1819–1827.
- [4] D u n n r o w i c z C. et al. // Ultrason. Symp. Proc. 1976. P. 386–390.

Поступило в Редакцию
14 октября 1989 г.