

УДК 534.22

**О СТАБИЛИЗАЦИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ТЕМПЕРАТУРНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ УГЛА ПОТОКА ЭНЕРГИИ В КРИСТАЛЛАХ***Тазиев Р. М., Яковкин И. В.*

В работе рассмотрена температурная стабилизация распространения ПАВ пространственным температурным сканированием пучка, обусловленным температурным вращением преобразователя и отклонением потока энергии волны от волновой нормали. Стабилизация достигается за счет использования специальной геометрии приемного преобразователя ПАВ.

Применение линий задержки (ЛЗ) и резонаторов на поверхностных акустических волнах (ПАВ) в качестве стабилизирующих элементов ВЧ-генераторов является одним из наиболее важных и перспективных направлений в акустоэлектронике. Стабильность частоты колебаний ПАВ-генераторов во многом определяется тепловыми и акустическими свойствами материала звукопровода, точнее, его приповерхностной области, по которой распространяется волна. Существующие способы стабилизации частоты генераторов сводятся либо к выбору подложки, имеющей направление распространения волны с нулевым температурным коэффициентом задержки (ТКЗ), либо к способу «искусственного» изменения приповерхностных свойств материала в результате напыления тонкого покрытия из другого материала, рифления поверхности кристалла, бомбардировки поверхности звукопровода положительно заряженными ионами гелия [1—4]. Кроме того, стабилизация частоты достигается также при распространении поверхностной волны по ломаной траектории, имеющей участки различных по знаку ТКЗ, при использовании интерференции сигналов с двух различно ориентированных на поверхности звукопровода пар преобразователей ПАВ, а также при использовании температурного отклонения потока энергии поверхностной волны [5—8].

Практически все рассмотренные методы стабилизации частоты используют «чистые» направления распространения волны, т. е. направления, в которых векторы волновой нормали и потока энергии волны коллинеарны.

В настоящей работе рассматривается метод температурной стабилизации частоты ПАВ-генератора в тех направлениях в кристаллах, где направления волновой нормали и потока энергии волны не совпадают. Стабилизация достигается за счет использования специальной геометрии приемного преобразователя ПАВ.

Благодаря работам ряда авторов [9—12] известно, что для корректного описания влияния изменений температуры среды на параметры ПАВ необходимо учитывать в уравнениях движения и состояния конечную термическую деформацию среды. Последняя приводит к следующим эффектам: к вращению излучающего преобразователя ПАВ, что ведет к отклонению волнового фронта от первоначального направления распространения; к изменению плоскости среза кристалла, что приводит к изменению параметров акустической волны. Кроме этих чисто геометрических эффектов, из-за ангармонизма кристаллической решетки проявляется физическая нелинейность среды. При изменении температуры среды происходит пространственное сканирование потока энергии волны из-за температурной зависимости угла отклонения потока энер-

гии от волновой нормали. Учет всех перечисленных эффектов значительно усложняет задачу о температурной стабилизации частоты ПАВ-генераторов в произвольных направлениях распространения волн в кристаллах.

Можно упростить задачу, если все уравнения движения и состояния среды записать в лагранжевой системе координат [13]. В ней исходная структура преобразователей ПАВ на поверхности звукопровода фиксирована и неподвижна, а все перечисленные температурные эффекты автоматически входят в выходные данные численных расчетов фазовой скорости волны  $v(T)$  и угла отклонения потока энергии волны  $\theta(T)$  от волновой нормали.

Рассмотрим ПАВ-генератор на линии задержки с двумя встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) поверхностных волн. Считаем, что топология одного из них (например, излучающего) задана, а топология второго (приемного) — неизвестна. Пусть излучающий, прямолинейный преобразователь возбуждает ПАВ с волновым вектором  $\mathbf{k}$  вдоль оси  $X$ , а ось  $Z$  является нормалью к поверхности звукопровода. Топологию второго преобразователя выберем так, чтобы фаза сигнала на нем не зависела от изменения температуры среды. Для этого воспользуемся следующим выражением для электрического напряжения на приемном преобразователе:

$$U \sim \int_{y_1}^{y_2} A \exp ikR(y) dy, \quad (1)$$

где  $A$  — величина напряжения на единицу длины апертуры пучка ПАВ,  $R(y)$  — неизвестная кривая апертуры приемного преобразователя,  $y_1$  и  $y_2$  — координаты границ пучка ПАВ на ней. В формуле (1) пренебрегается дифракцией и переизлучением, а также отражением ПАВ внутри структуры приемного преобразователя. Из (1) видно, что определение неизвестной функции  $R(y)$  из условия термостабильности фазы сигнала является довольно сложной задачей, по-видимому, имеющей не единственное решение. Кроме того, очевидно, что в общем случае  $R(y)$  будет зависеть и от волнового числа  $k$  волны.

Об одном из возможных видов зависимостей функции  $R$  топологии приемного преобразователя можно догадаться следующим образом. Если рассмотреть геометрическое место точек центра пучка ПАВ, которых он достигнет за некоторое одно и то же время задержки  $\tau_0$  в зависимости от температуры, то они будут лежать приблизительно на некоторой прямой, ориентированной под некоторым углом  $\psi$  по отношению к выбранным осям координат. Из смысла построения этой прямой следует, что если приемный преобразователь ориентировать вдоль этой прямой, то в первом приближении время задержки полного сигнала не будет меняться при изменении температуры среды.

Если предположить, что топология приемного преобразователя описывается уравнением  $\operatorname{tg} \psi (y - y_0) = x - x_0$  (см. фиг., а), то подстановка в формулу (1) с учетом граничных условий на апертуре приемного преобразователя  $y_{1,2} = \pm L/2 + \operatorname{tg} \theta(T) x_{1,2}$  приводит к выражению

$$U \sim U_0 \frac{1}{(1 - \operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \theta)} \frac{\sin \eta}{\eta} e^{ikx_0 \alpha}, \quad (2)$$

где  $x_0$  и  $y_0$  — координаты центра пучка ПАВ на приемном преобразователе при начальной температуре среды  $T_0$ ,  $U_0 = AL$ ,

$$\eta = \frac{kL}{2} \frac{\operatorname{tg} \psi}{(1 - \operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \theta)}, \quad \alpha(T) = \frac{1 - \operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \theta_0}{1 - \operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \theta},$$

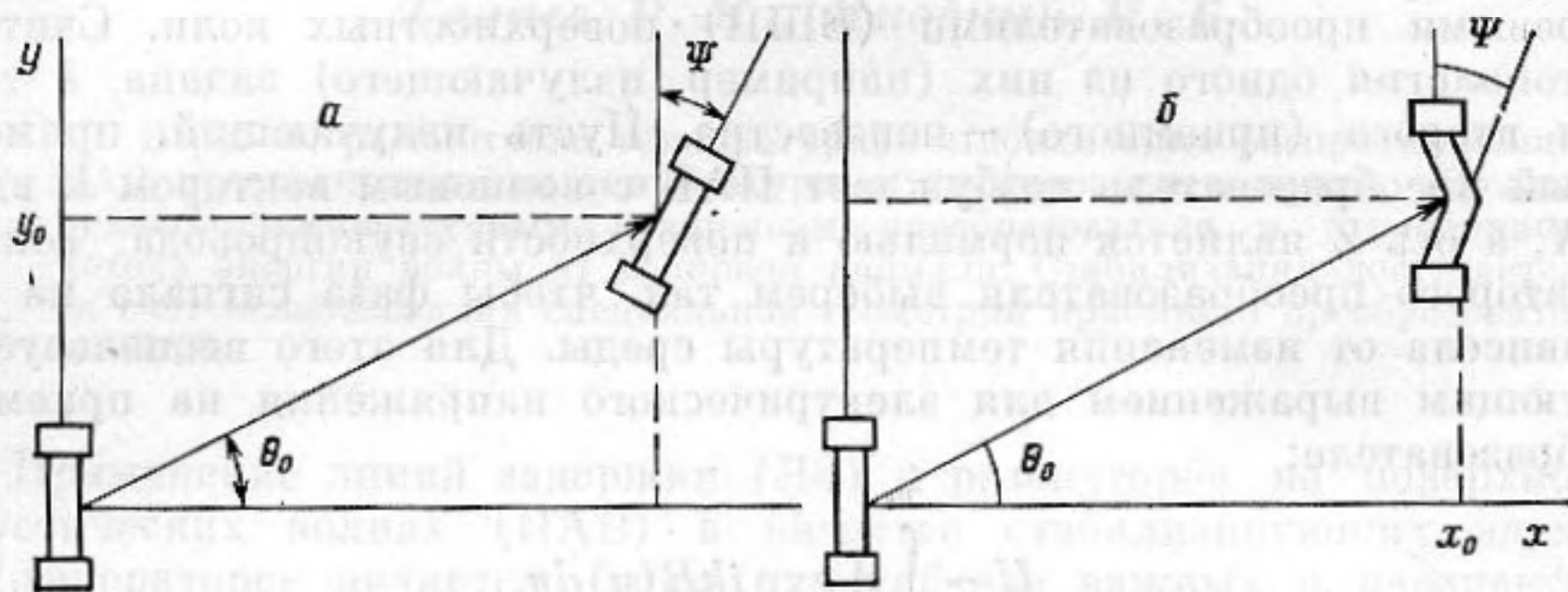
$L$  — апертура излучающего преобразователя,  $\theta_0$  и  $\theta$  — углы отклонения потока энергии волны от волновой нормали соответственно при температуре  $T_0$  и  $T$  кристалла. Заметим, что для удобства угол  $\psi$  отсчитывается от оси  $Y$  к оси  $X$ .

Из условия температурной независимости фазы сигнала  $\varphi \sim kx_0\alpha$  получим следующие производные частоты генераторов от температуры:

$$\frac{\omega_T'}{\omega} = \frac{v_T'}{v} - S\theta_T',$$

$$\frac{\omega_T''}{\omega} = \frac{v_T''}{v} - 2\frac{v_T'}{v}S\theta_T' + 2S \operatorname{tg} \theta_0 \theta_T'^2 - S\theta_T'',$$
(3)

где  $S = \operatorname{tg} \psi / (\cos^2 \theta_0 (1 - \operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \theta_0))$ . Потребовав выполнения условия  $\omega_T'/\omega = 0$ , получим выражение для угла наклона преобразователя  $\psi = \operatorname{arctg}(v_T'/(v\theta_T'))$ . Учитывая, что практически для большинства извест-



Геометрия задачи

ных кристаллов  $\operatorname{tg} \theta \ll 1$ ,  $\theta_T'^2 \ll \theta_T''$ ,  $v_T'^2 \ll v_T''$ , сделаем оценку второй производной частоты от температуры:

$$\frac{\omega_T''}{\omega} \approx \frac{v_T''}{v} - \frac{v_T'}{v} \frac{\theta_T''}{\theta_T'}.$$
(4)

Первый член выражения (4) равен второй производной частоты от температуры в случае параллельно ориентированных преобразователей. Как видно из (4), если второй член этого выражения станет сравнимым с первым, то в случае непараллельно ориентированных преобразователей можно добиться существенного уменьшения второй производной частоты от температуры. Заметим, что это достигается ценой уменьшения эффективности приемного преобразователя.

Для проведения численных оценок  $\omega_T''/\omega$  необходимы параметры ПАВ для конкретных кристаллов. В таблице приведены данные о параметрах ПАВ в  $ST$ -срезе  $\alpha$ -кварца для различных направлений распространения волны, задаваемых углом  $\varphi$ , отсчитываемым от оси  $X$  кварца. Они получе-

$\varphi$ , град	$v_0$ , $10^3$ м/с	$\theta_0$ , град	$v_T'/v_0$ , $10^{-5}/^\circ\text{C}$	$\theta_T'$ , $10^{-4}$ рад/ $^\circ\text{C}$	$v_T''/v_0$ , $10^8/(^\circ\text{C})^2$	$\theta_T''$ , $10$ рад/ $(^\circ\text{C})^2$
-5	3,1633	-1,9	-0,04	-0,07	-6,9	-0,25
-10	3,1765	-3,5	0,06	-0,16	-6,60	-0,50
-15	3,1970	-4,8	0,25	-0,28	-6,00	-0,78
-20	3,2225	-5,4	0,56	-0,44	-5,220	-1,14
-25	3,2489	-5,0	1,03	-0,65	-4,00	-1,70
-30	3,2697	-3,0	1,66	-0,75	-2,20	-2,50
-40	3,2743	0,4	1,85	0,922	0,74	0,93
-43	3,2760	-1,8	1,22	1,43	-0,26	2,72
-45	3,2818	-4,0	0,68	1,65	-1,38	3,55
-47	3,2921	-6,3	0,07	1,72	-2,72	4,09
-49	3,3070	-8,3	-0,57	1,86	-4,19	4,30
-51	3,3256	-9,8	-1,26	1,85	-5,67	4,17
-53	3,3465	-10,5	-1,84	1,74	-7,03	3,70
-55	3,3681	-10,4	-2,42	1,50	-8,19	3,03
-60	3,4176	-8,3	-3,49	0,90	-10,0	1,44

ны путем численных расчетов по алгоритму, учитывающему конечные температурные деформации в среде [12–14]. В отличие от работы [12] нами учтены в расчетах ТКЗ и вторые «истинные» температурные производные материальных констант кварца, впервые опубликованные в работе [15]. Численные расчеты ТКЗ, проведенные как в работе [12], так и нами по обычной и усложненным методикам, показывают, что расхождение между результатами двух способов наиболее существенно в «анизотропных» направлениях распространения волны, т. е. таких, где векторы потока энергии и волновой нормали неколлинеарны. Так, для  $ST$ -среза кварца расхождение между численно предсказанными направлениями с нулевым ТКЗ первого порядка достигает  $3^\circ$ . Эта величина считается достаточно большой, чтобы не принять ее во внимание в численных расчетах ТКЗ-волны.

Используя данные таблицы, проведем численные оценки  $\omega_T''/\omega$  и угла  $\psi$  для различных направлений распространения акустической волны. Например, для  $\psi \approx 51^\circ$  можно показать, что, ориентируя приемный преобразователь под углом  $\psi = -3,9^\circ$ , уменьшим величину  $\omega_T''/\omega$  более чем в 2 раза. При этом модуль функции  $U/U_0 = \sin \eta/\eta$ , косвенно характеризующий эффективность преобразователя, имеет максимумы при значениях  $\eta$ , являющихся корнями уравнения  $\operatorname{tg} \eta = \eta$ . Главный максимум  $U/U_0$  реализуется при  $\eta = 0$ , а побочные — при значениях, которые достаточно точно аппроксимируются выражением  $\eta = \eta_0 - 1/\eta_0 - 1/(\eta_0 - 1/\eta_0) + \operatorname{tg}(1/\eta_0)$ , где  $\eta_0 = \pi/2 + \pi n$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Очевидно, для угла  $\psi = -3,9^\circ$  существенных ограничений на апертуру  $L/\lambda = \eta/(\pi \operatorname{tg} \psi)$  не возникает лишь при значениях  $\eta$ , которые соответствуют побочным максимумам функции  $|\sin \eta/\eta|$ ; здесь  $\lambda$  — длина волны. Так, если выбрать  $n = 3$ , то имеем соответственно  $L/\lambda = 52$  и  $U/U_0 = 0,1$ .

Для того чтобы отношение  $U/U_0 \rightarrow 1$ , необходимо, чтобы величина  $\eta \rightarrow 0$ . При фиксированном значении апертуры  $L$  условие  $\eta \rightarrow 0$  выполняется, если  $\psi \rightarrow 0$ , что в свою очередь требует малости  $v_T'/v$  или большого значения  $\theta_T'$ . О порядке величин  $v_T'/v$  и  $\theta_T'$  для  $ST$ -среза кварца можно судить, если воспользоваться данными таблицы. Видно, что максимальное значение  $\theta_T'$  реализуется в окрестности углов  $\psi$ , где  $v_T'/v$  мало. Проведенные численные расчеты показывают, что сходная ситуация имеет место и для других срезов  $\alpha$ -кварца. Отметим, что если угол  $\psi$  определить из условия  $\omega_T''/\omega = 0$ , то этим фактически можно линеаризовать в некотором интервале температур температурно-частотную характеристику ПАВ-генератора, используемого, например, в качестве датчика температур.

Рассмотрим другую схему температурной стабилизации частоты генератора, показанную на фиг., б. Интуитивно ясно, что если выбрать направление распространения поверхностной волны в кристаллах, имеющих нулевые ТКЗ, т. е.  $v_T'/v = 0$ , то, используя эту схему, можно добиться равенства нулю как  $\omega_T'/\omega$ , так и  $\omega_T''/\omega$ . Действительно, для этого случая топология приемного преобразователя описывается одной функцией  $\operatorname{tg} \psi (y - y_0) = x - x_0$ , но с двумя разными знаками  $\operatorname{tg} \psi$ . Тогда для электрического напряжения на приемном преобразователе, учитывая, что  $\operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \theta \ll 1$ , получим  $U \sim U_0 \sin \eta/\eta \exp i(kx_0 - \varphi)$ . Здесь  $\eta = \operatorname{tg} \psi kL/4$ ,  $U_0$  — амплитуда сигнала для угла  $\psi = 0$ ,  $\varphi(T) = 4\eta/\operatorname{tg} \eta \eta (x_0/L)^2 \theta_T'^2 (T - T_0)^2$ . Нетрудно показать, что условие температурной стабильности фазы сигнала приводит к следующему выражению для второй производной частоты от температуры:

$$\frac{\omega_T''}{\omega} \approx \frac{v_T''}{v} + 8\theta_T'^2 \frac{x_0}{L} \frac{\eta}{kL} \frac{\eta}{\operatorname{tg} \eta}$$

Как и в первом случае, значения  $\eta$ , обеспечивающие максимумы функции  $|U/U_0|$ , совпадают с корнями уравнения  $\operatorname{tg} \eta = \eta$ . Из тех же соображений неограничения апертуры преобразователя, что и в рассмотренном выше случае, приходим к выводу, что необходимо использовать лишь те значения  $\eta$ , которые реализуют побочные максимумы функции  $|\sin \eta/\eta|$ . Тогда из условия  $\omega_T''/\omega = 0$  для  $n = 1$  и апертуры  $L/\lambda = 60$  получим значения угла

$\psi=2,73^\circ$ , относительное расстояние до центра приемного преобразователя  $x_0/L=9$  и величину  $U/U_0=0,22$ .

Очевидно, что уход частоты генератора в рассмотренной второй схеме обусловлен только кубичным членом разложения частоты как функции изменения температуры в окрестности исходной температуры  $T_0$  кристалла. Численные оценки показывают, что в диапазоне температур  $-40$ — $+80^\circ\text{C}$  относительный уход частоты ПАВ-генератора, работающего по второй схеме, не превышает  $10^{-5}$ . Это сравнимо с относительным уходом частоты генераторов на объемных волнах АТ-среза  $\alpha$ -кварца.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Newton O. C.* A study of the propagation characteristics of the complete set of SAW paths on quartz with zero temperature coefficient of delay // *Ultrason. Symp. Proc.* 1979. V. 623–636.
2. *Parker T. E., Schulz M. B.* Stability of SAW-controlled oscillators // *Ultrason. Symp. Proc.* 1975. P. 261–263.
3. *Auld B. A., Thompson D. F.* Temperature compensation of surface transverse waves for stable oscillator applications using shallow gratings // *Ultrason. Symp. Proc.* 1984. P. 213–217.
4. *Hartemann P.* Oscillator temperature stability change induced by ion-implantation // *Ultrason. Symp. Proc.* 1976. P. 240–243.
5. *Otto O. W., Weglein R. D.* Surface acoustic wave oscillator using reflective gratings // *Ultrason. Symp. Proc.* 1975. P. 255–260.
6. *Browning T. I., Lewis M. F.* A novel technique for improving the temperature stability of SAW/SSBW devices // *Ultrason. Symp. Proc.* 1978. P. 471–474.
7. *Williams D. F., Cho F. Y.* Temperature variation of SAW power flow angle // *Electron. Letters.* 1981. V. 17. № 4. P. 164–165.
8. *Yakovkin I. B.* Temperature stabilization of SAW propagation in anisotropic media // *Proc. 2-nd Int. Scient. Techn. Conf. «Acoustoelectronics 85».* Oct. 15–17th. 1985. P. 101–106.
9. *Hruska C. K.* On the locus of zeros of the first-order temperature of frequency for thickness mode *C* of  $\alpha$ -quartz plates // *IEEE Trans. Son. Ultrason.* 1983. V. 30. № 5. P. 324–327.
10. *Kahan A.* Elastic constants of quartz and their temperature coefficients // *Proc. 36-th Ann. Symp. Frequency Contr.* 1982. P. 159–169.
11. *Holland R.* Temperature coefficients of stiffness in quartz // *IEEE Trans. Son. Ultrason.* 1976. V. 23. № 1. P. 72–75.
12. *Sinha B. K., Tierston H. F.* On the temperature dependence of the velocity of surface waves in quartz // *J. Amer. Phys.* 1980. V. 51. № 9. P. 4659–4665.
13. *Thurston W. R.* *Waves in solids* // *Handbuch der Physik.* V. 6a/4. Berlin: Springer, 1974.
14. *Nelson D. F.* Theory of nonlinear electroacoustics of dielectric, piezoelectric and pyroelectric crystals // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 63. № 6. P. 1738–1748.
15. *Lee P. C., Yong Y. K.* Temperature derivatives of elastic stiffness derived from the frequency-temperature behavior of quartz plates // *J. Appl. Phys.* 1984. V. 56. № 5. P. 1514–1521.

Институт физики полупроводников  
СО Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
6.I.1987