

ВЗАИМНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СДВИГОВЫХ ОБЪЕМНЫХ И ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ПЕРИОДИЧЕСКИ ВОЗМУЩЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Ю.В.Гуляев, Т.Н.Курач, В.П.Плесский

Показано, что при нормальном падении чисто сдвиговой объемной акустической волны на периодически неровную поверхность пьезоэлектрика возможно эффективное преобразование этой волны в две чисто сдвиговые поверхностные электроакустические волны, а при падении поверхностной волны на периодическую структуру возможно эффективное обратное преобразование ее в объемную сдвиговую волну.

Одной из важнейших проблем в акустоэлектронике является проблема создания акустоэлектронных устройств на поверхностных акустических волнах (ПАВ), работающих в диапазоне СВЧ. Возникающие здесь технологические трудности столь велики, что в настоящее время могут считаться принципиальными. Одной из таких трудностей является проблема изготовления встречно-штыревых преобразователей субмикронных размеров, требующая применения электронной и рентгеновской литографии. Другая, даже более серьезная трудность состоит в том, что обычно используемые релеевские ПАВ распространяются в приповерхностном слое кристалла толщиной порядка длины волны (в СВЧ диапазоне — доли микрона), который сильно портится в процессе полировки. Поэтому, решеточное затухание релеевских ПАВ в СВЧ диапазоне существенно больше, чем затухание соответствующих объемных волн из-за добавочного рассеяния на дефектах поверхности. Эту последнюю трудность можно обойти используя чисто сдвиговые поверхностные электроакустические волны (СПЭАВ) в пьезоэлектриках [1, 2]. Действительно, эти волны проникают гораздо глубже (на глубину порядка десятков и сотен длин волн) и дефекты поверхности сказываются на них существенно меньше. Однако, используемые до сих пор способы возбуждения и приема этих волн (встречно-штыревые и клиновидные преобразователи) мало эффективны, именно, ввиду большой глубины проникновения этих волн в кристалл.

В работе [3] был предложен способ возбуждения релеевских ПАВ, основанный на преобразовании объемных акустических волн в поверхностные релеевские на периодической системе канавок на поверхности кристалла. В настоящей работе мы покажем, что такой способ преобразования является особенно эффективным для чисто сдвиговых поверхностных акустических волн и, с учетом вышеуказанных свойств СПЭАВ, может, в принципе, обеспечить акустоэлектронным устройством на ПАВ выход в СВЧ диапазон.

Для определенности рассмотрим кристалл типа C_{6v} с гексагональной осью (ось oz), параллельной поверхности xz , на которой имеется периодическое возмущение в виде "инерционной нагрузки" $\Delta m(x) = m_0 +$

$+ 2 m_1 \cos Qx$, например, слой металла, периодически неоднородный по толщине ($\Lambda = 2\pi/Q$ – период структуры, см. рис.1). Мы будем иметь в

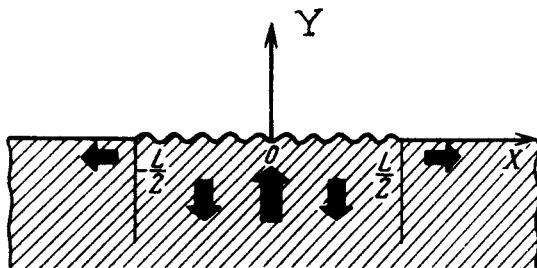


Рис. 1

виду две ситуации: (1) когда СПЭАВ с механическим смещением вдоль оси oz падает в направлении ox на структуру и преобразуется в объемную сдвиговую волну ("прием") и (2) когда объемная сдвиговая волна с механическим смещением вдоль oz падает из объема кристалла на структуру и преобразуется в две СПЭАВ, бегущие вдоль оси ox в противоположные стороны ("возбуждение"). Решения стандартных уравнений пьезоакустики для механических смещений u и потенциалов ϕ в области периодически возмущенной поверхности будем искать в виде блоховских функций, $u, \phi \sim e^{i\delta x} f(x, y)$ ($f(x, y)$ – функция, периодическая вдоль оси ox с периодом Λ), представляя их в виде суммы гармоник вида $e^{i(\delta + nQ)x}$. Интересуясь областью вблизи резонанса ($\delta \ll Q$) и оставляя лишь три волны (две поверхностные и одну объемную [4]) с использованием импедансных граничных условий [5], получаем следу-

$$\delta = \pm \frac{1}{A} \sqrt{(B \Delta k)^2 - 2 B \Delta k \frac{\alpha_1^2 Q}{i \frac{k}{Q} + \alpha_0}} \quad (1)$$

Здесь $\Delta k = \frac{\omega - \omega_r}{v_t}$ (v_t – скорость сдвиговой объемной волны, ω_r – резонансная частота, при которой длина СПЭАВ совпадает с периодом структуры, ω – частота волны), $k = \omega_r / v_t$; A и B – числа порядка K^{-2} K^2 – константа электромеханической связи; $\alpha_0 = \frac{m_0 Q}{\rho} \left(\frac{k}{Q}\right)^2 \alpha_1 = \frac{m_1 Q}{\rho} \left(\frac{k}{Q}\right)^2$ (ρ – плотность кристалла) – малые параметры возмущения. Обозначим через δ_0 – то значение δ , для которого $\text{Im} \delta > 0$. В случае падения поверхностной волны слева на ограниченную периодическую структуру длины L мы должны учесть обе собственные моды структуры, соответствующие волновым числам $\pm \delta_0$. Используя граничные условия на концах структуры $[0, L]$ $u_{x=0}^{(\rightarrow)} = u_0$, $u_{x=L}^{(\leftarrow)} = 0$ ($u^{(\rightarrow)}$, $u^{(\leftarrow)}$ – амплитуды волн, бегущих соответственно вправо и влево, u_0 – амплитуда падающей волны) для случая, близкого к резонансу, получа-

ем следующее распределение амплитуд падающей волны и волны, идущей в объем:

$$u^{(\rightarrow)} = \frac{F + iL^* \left(1 - \frac{x}{L}\right)}{F + iL^*} u_0, \quad (2)$$

$$u^{(\downarrow)} = \frac{\alpha_1}{F + iL^*} u_0. \quad (3)$$

Здесь $L^* = \frac{\alpha_1^2 QL}{A}$ — эффективная длина решетки, $F = i \frac{k}{Q} + \alpha_0$.

Как видно из (2) — (3) вблизи резонанса затухание падающей волны вдоль структуры оказывается линейным, а амплитуда волны, излучаемой в объем не зависит от координаты x , т.е. решетка генерирует плоскую сдвиговую объемную акустическую волну, уходящую по нормали к поверхности. Можно показать, что наиболее эффективно преобразует поверхностную волну в объемную решетка длины $L^* = |F| \approx 1$. При этом коэффициент преобразования по энергии:

$$\eta = \frac{F'''}{|F| + F'''} \lesssim \frac{1}{2}. \quad (4)$$

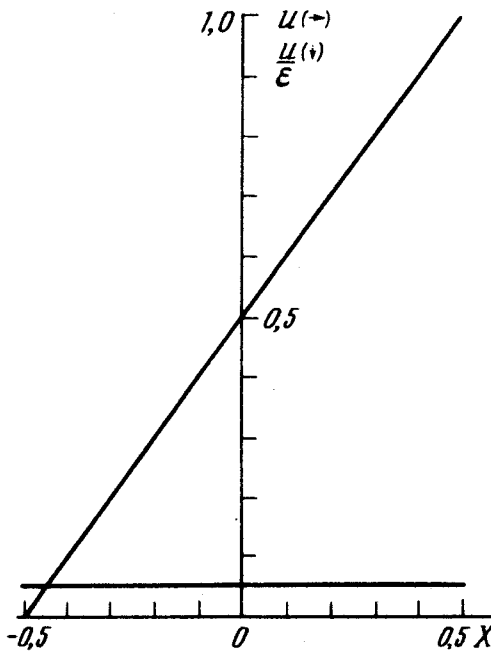


Рис. 2

Рассмотрим теперь преобразование сдвиговой объемной акустической волны, нормально падающей из объема кристалла на рассматриваемую структуру $\left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2}\right]$ в две СПЭАВ, бегущие вправо и влево. Используя граничные условия $u^{(\rightarrow)} \Big|_{x=-\frac{L}{2}} = u^{(\leftarrow)} \Big|_{x=\frac{L}{2}} = 0$ в условиях

резонанса получаем (рис. 2):

$$u^{(\rightarrow)} = \frac{2i}{\alpha_1} \frac{k_0}{Q} \frac{iL^*}{F + iL^*} \left(\frac{1}{2} + \frac{x}{L} \right) u_0^{(\uparrow)}. \quad (5)$$

Видно, что наибольшая часть энергии падающей объемной волны переходит в энергию СПЭАВ при $L^* = |F| \approx 1$, т.е. в режиме "возбуждения" наиболее эффективно "работает" решетка той же длины, что и в режиме "приема". При этом максимальный коэффициент преобразования энергии в одну из двух СПЭАВ совпадает с (4), т.е. практически вся энергия падающей объемной волны превращается в энергию поверхностных волн.

Для оценки рассмотрим кристалл CdS на поверхность которого нанесена периодическая металлическая структура, так что $\alpha_1 \approx 0,1$. Тогда из условия $L^* = |F| = 1$, для оптимальной длины решетки получаем $L_{\text{опт}} \approx 400 \text{ \AA}$, что вполне разумно.

Таким образом, настоящий расчет показывает, что в резонансных условиях возможно эффективное (практически без потерь) взаимное преобразование сдвиговых поверхностных и объемных акустических волн на периодической структуре на поверхности кристалла.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 марта 1979 г.

Литература

- [1] Ю.В.Гуляев. Письма ЖЭТФ, 9, 63, 1969.
- [2] J.L.Bleustein. Appl. Phys. Lett., 13, 412, 1968.
- [3] Humphreys, E.Ash. Electr. Lett., 5, 175, 1969.
- [4] Н.Когельник, С.В.Шанк. J.Appl. Phys., 43, №5, 1972.
- [5] Ю.В.Гуляев, В.П.Плесский. ЖТФ, 3, 220, 1977.