

ся лишь при больших внешних смещениях, что приведет к его пробое. С другой стороны, увеличение его проводимости вызовет рост дырочной составляющей сквозного тока, а следовательно, и уменьшение коэффициента усиления. Поэтому оптимальной проводимостью резистивной пленки можно считать такую, при которой данное значение сквозного тока устанавливается при напряжении возникновения лавинного процесса. Петрудио установить, что в этом случае удельная проводимость пленки составляет

$$\sigma = g_e d = di(1 + C_d/C_s)/2mU_r^{\text{опт}}$$

( $d$  — толщина окисла), а наиболее интересней с практической точки зрения ее диапазон находится в пределах  $d$  ( $10^{-6} \div 10^{-4}$ ) Ом $^{-1}$  · см $^2$ .

Таким образом, впервые получено аналитическое выражение, описывающее форму импульса фотоответа лавинного МРП-фотоприемника с проводящим окисным слоем при постоянном напряжении смещения, на основании которого установлены такие основные особенности усиления фототока, как «кулообразная» зависимость коэффициента усиления от величины напряжения  $U_r$  на сопротивлении нагрузки (а следовательно, и от величины смещения) в стационарном режиме, влияние исходных электрофизических параметров МРП-структуры, ее площади и сопротивления нагрузки на максимально достижимое значение коэффициента усиления и величину напряжения  $U_r$ , при котором такое усиление реализуется. Получено соотношение для оптимального значения компоненты электронной проводимости окисной пленки. Продемонстрировано хорошее соответствие теоретических и экспериментальных данных.

Результаты данной работы могут быть использованы при разработке оптоэлектронных систем с применением МРП-фотоприемников и синтезе передаточных характеристик оптоэлектронных ключевых элементов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кравченко А. Б., Плотников А. Ф., Шубин В. Э. О возможности создания импульсного лавинного фотоприемника с устойчивым внутренним усилением на основе МДП-структуры // Квантовая электроника. — 1978. — 5, № 9.
2. Пилипович В. А., Осинский В. И., Куликов А. Ю. и др. О темновых генерационных токах, инициирующих лавинный процесс в МДП-структурах // Докл. АН БССР. — 1986. — 30, № 3.
3. Богданов С. В., Кравченко А. Б., Плотников А. Ф., Шубин В. Э. Динамика лавинного процесса в МДП-структуре при нестационарном инициирующем токе. — М., 1987. — (Препр./ФИАН; 253).
4. Bogdanov S. V., Kravchenko A. B., Plotnikov A. F., Shubin V. E. Model of the avalanche multiplication in MIS structures // Phys. Stat. Sol. — 1986. — 93(a), N 1.
5. Гасанов А. Г., Головин В. М., Егоров Ю. М. и др. Кинетика лавинного умножения носителей заряда в структурах типа металл — резистивный слой — полупроводник // Письма в ЖТФ. — 1988. — 14, № 8.

Получена в редакцию 9 января 1989 г.

УДК 621.37 : 535.42 : 534.8

А. С. ЗАДОРИН, Л. Я. СЕРЕБРЕННИКОВ, С. Н. ШАРАНГОВИЧ  
(Томск)

#### ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ УПРУГИХ ВОЛН В ПАРАТЕЛЛУРИТЕ

Среди различных методов возбуждения упругих волн при физических исследованиях в твердых телах и создания акустоэлектронных и акустооптических устройств наиболее простым, технологичным и широкополосным является возбуждение звука с поверхности пьезокристалла резонансной электродной структурой — поверхностным пьезопреобразо-

вателем (ПП) [1]. Эффективность возбуждения в этом случае определяется пьезоэлектрической активностью плоских упругих волн, численно характеризуемой двумя коэффициентами электромеханической связи (КЭМС) —  $K_E$  и  $K_D$ , связанными с физическими свойствами пьезокристалла, волновой нормалью  $\mathbf{n}$  акустической волны и ее поляризацией  $\mathbf{U}_p$ , соотношениями [2]

$$K_E^p = \left[ \frac{(\mathbf{n} \mathbf{U}_p : \hat{\epsilon} \mathbf{n})^2}{(\hat{\epsilon}^u \mathbf{n}) (\mathbf{U}_p \mathbf{n} : \hat{C}^E : \mathbf{n} \mathbf{U}_p)} \right]^{1/2}; \quad (1)$$

$$K_D^p = \left[ \frac{(\hat{h} : \mathbf{n} \mathbf{U}_p) \hat{\epsilon}^u (\hat{I} - \mathbf{n} (\hat{\epsilon}^u \mathbf{n}) (\hat{\epsilon}^u \mathbf{n})^{-1}) (\hat{h} : \mathbf{U}_p \mathbf{n})}{(\mathbf{U}_p \mathbf{n} : \hat{C}^D : \mathbf{U}_p \mathbf{n})} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь  $\hat{C}^E$ ,  $\hat{C}^D$  — тензоры модулей упругости, измеренные соответственно при постоянном электрическом поле или электрической индукции;  $\hat{\epsilon}^u$  — тензор диэлектрической проницаемости в механически зажатом кристалле;  $\hat{e}$  — тензор пьезоэлектрических коэффициентов;  $\hat{h} = (\hat{\epsilon}^u)^{-1} \hat{e}$ ;  $\hat{I}$  — единичный тензор второго ранга. Индекс  $p$  характеризует типы акустических волн ( $p = L$  — продольная,  $p = S1$  — быстрая и  $p = S2$  — медленная сдвиговая волна). Последний параметр необходимо дополнить направлением вектора электрической индукции  $D^p$  электрического поля упругой волны

$$D^p = \hat{\epsilon}^u \left( \hat{I} - \frac{\mathbf{n} (\hat{\epsilon}^u \mathbf{n})}{\hat{\epsilon}^u \mathbf{n}} \right) \hat{h} : (\mathbf{U}_p \mathbf{n}), \quad (3)$$

который задает ориентацию возбуждающего зазора ПП. Направление  $D^p$  удобно определять углом  $\Theta$  между  $D^p$  и каким-либо фиксированным вектором  $\mathbf{L}$ , перпендикулярным волновой нормали  $\mathbf{n}$ . В силу ортогональности индукции и волновой нормали  $\mathbf{n}$  упругую волну, переносящую только электрическую индукцию ( $K_D \neq 0$ ,  $K_E = 0$ ), называют поперечно-пьезоактивной. В противоположной ситуации, когда отличной от нуля оказывается лишь напряженность электрического поля  $\mathbf{E}$ , параллельная нормали  $\mathbf{n}$  ( $K_E \neq 0$ ,  $K_D = 0$ ), говорят о продольной пьезоактивности. И наконец, пьезоактивность волны, для которой оба КЭМС отличны от нуля, называют смешанной [2].

Таким образом, при выборе материала для возбуждения упругих волн с помощью ПП необходимо располагать более полными сведениями о функционалах  $K_E^p(\mathbf{n}, \mathbf{U}_p)$  и  $K_D^p(\mathbf{n}, \mathbf{U}_p)$  в том или ином кристалле. Однако в литературе такого рода данные приведены далеко не для всех материалов, нашедших применение в акустооптоэлектронике. К последним, в частности, относится и кристалл парателлуриита. Имея в виду важное прикладное значение названного материала, считаем возможным опубликовать расчетных и экспериментальных данных о пьезоактивности объемных акустических волн в парателлуриите.

Расчет функционалов  $K_E^p(\mathbf{n}, \mathbf{U}_p)$ ,  $K_D^p(\mathbf{n}, \mathbf{U}_p)$  и направление вектора  $D^p(\mathbf{n}, \mathbf{U}_p)$  проводился на ЭВМ по формулам (1)–(3) и материальным константам  $\text{TeO}_2$ , взятым из справочника [3]. При этом ориентация входящей в (1)–(3) волновой нормали  $\mathbf{n}$  задавалась углом  $\alpha$  между ортом  $X$  базиса  $X, Y, Z$  кристаллофизической системы координат и проекцией  $\mathbf{n}$  на плоскость  $XOY$  данной системы, а также углом  $\varphi$  между  $\mathbf{n}$  и указанной проекцией. Вектор  $\mathbf{L}$  определялся как  $\mathbf{L} = -X \cos \alpha + Y \sin \alpha$ . Соответствующий выбранному  $\mathbf{n}$  вектор поляризации  $\mathbf{U}_p$  какой-либо одной из трех плоских изонормальных волн ( $p = L, S1, S2$ ) находился из решения соответствующего волнового уравнения стандартным способом [2].

Полученные в результате расчета значения углов  $\Theta$  и КЭМС  $K_E^p$ ,  $K_D^p$  плоских упругих волн с волновыми нормальными, находящимися в пределах половины первого квадранта кристаллофизической системы координат

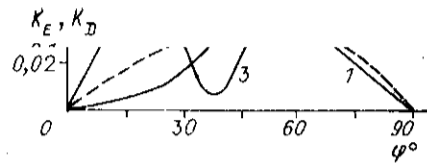


Рис. 1. Зависимость КЭМС от направления волновой нормали в плоскости (010),  $\alpha = 0^\circ$ : сплошная линия —  $K_D$ , штриховая —  $K_E$ ; 1 — L-волна; 2 — S-волна с  $U \parallel [010]$ ; 3 — S-волна с  $U \perp [010]$

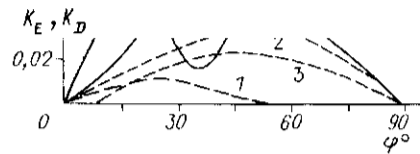


Рис. 2. Зависимость КЭМС от направления волновой нормали,  $\alpha = 10^\circ$ : 1 — L-волна; 2 — S1-волна; 3 — S2-волна

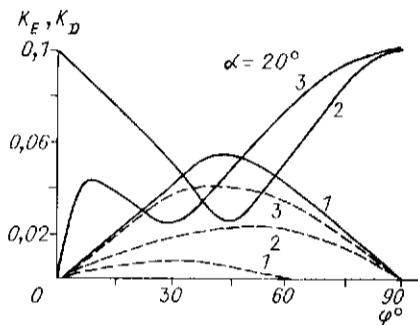


Рис. 3. Зависимость КЭМС от направления волновой нормали,  $\alpha = 20^\circ$ : 1 — L-волна; 2 — S1-волна; 3 — S2-волна

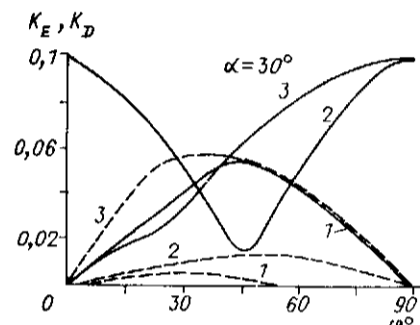


Рис. 4. Зависимость КЭМС от направления волновой нормали,  $\alpha = 30^\circ$ : 1 — L-волна; 2 — S1-волна; 3 — S2-волна

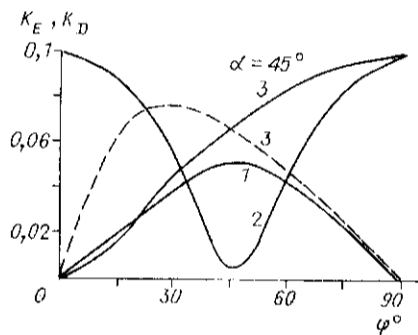


Рис. 5. Зависимость КЭМС от направления волновой нормали в плоскости (110): 1 — L-волна,  $K_E^L = 0$ ; 2 — S1-волна,  $K_E^{S1} = 0$ ; 3 — S2-волна

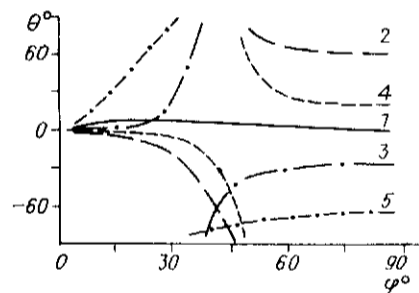


Рис. 6. Зависимость угла  $\theta$  от направления  $p(\alpha, \varphi)$ : 1 — L-волна,  $\alpha = 10^\circ$ ; 2 — S1-волна,  $\alpha = 10^\circ$ ; 3 — S2-волна,  $\alpha = 10^\circ$ ; 4 — S1-волна,  $\alpha = 30^\circ$ ; 5 — S2-волна,  $\alpha = 30^\circ$

нат,  $\text{TeO}_2$  приведены на рис. 1—6. Значения КЭМС упругих волн, распространяющихся вне указанных пределов, можно установить, используя принцип Пеймана, симметрию кристалла и данные рис. 1—6.

Из приведенных на рис. 1—6 результатов прежде всего отметим сравнительно низкий уровень КЭМС и выраженную анизотропию пьезоактивности упругих волн в парателлурите, которая проявляется в том, что в указанных угловых интервалах вариации  $p$  КЭМС любой из трех изонормальных упругих волн по меньшей мере имеет три экстремума. Так, для продольной волны максимум поперечной пьезоактивности до-

стигается вблизи направления  $\varphi = 40^\circ$ ,  $\alpha = 0^\circ$ , мало изменяется при вариации  $\alpha$  и в несколько раз превышает максимум продольной пьезоактивности данной волны.

Более эффективно возбуждение быстрой сдвиговой ( $S1$ ) волны. Так, в области  $0^\circ < \alpha < 18^\circ$  КЭМС  $K_D^{S1}(\mathbf{n})$  достигает своего абсолютного максимума в направлении оси  $X$ . В этой же области, как видно из рис. 2, существует и локальный максимум  $K_D^{S1}$  при  $\alpha = 10^\circ$ ,  $\varphi = 20^\circ$ , величина которого вдвое меньше глобального. В области  $18^\circ < \alpha < 45^\circ$  поперечная пьезоактивность  $S1$ -волны имеет два равных граничных максимума, соответствующих  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 30^\circ$ . Заметно ниже уровень продольной пьезоактивности рассматриваемой волны. В соответствии с данными рис. 1–5 он ограничен максимумом  $K_E^{S1} = 0,04$ , достигаемым в направлении  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\varphi = 50^\circ$ .

Характер изменения поперечной пьезоактивности медленной сдвиговой ( $S2$ ) волны хорошо описывается рассмотренной выше зависимостью  $K_D^{S1}(\mathbf{n})$ , но развернутой по углу  $\alpha$  на  $45^\circ$ . Продольная пьезоактивность  $S2$ -волны максимальна в направлении  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\varphi = 25^\circ$  и минимальна в плоскости  $(010)$ . С помощью данных графиков (см. рис. 2–5) можно показать, что координаты максимумов, достигаемых функционалом  $K_E^{S2}(\mathbf{n})$ , в произвольной плоскости  $\alpha = \text{const}$  рассматриваемой области связаны соотношением  $\alpha = 88,75^\circ - 1,75^\circ \varphi$ .

Для выборочной проверки расчетных результатов было проведено экспериментальное исследование пьезоактивности  $S2$ -волны, распространяющейся в направлении  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\varphi = 96^\circ$  парателлурита. В соответствии с данными рис. 5, 6 поперечная пьезоактивность указанной волны должна быть близкой к максимальной, а вектор  $\mathbf{D}$  направлен под углом  $\Theta = 90^\circ$  к оси  $\mathbf{L}$ . Последние обстоятельства и определили конструкцию ПП, в качестве которого был использован встречно-штыревой преобразователь (ВШП), вектор решетки которого ориентирован вдоль вектора  $\mathbf{D}$  выбранной волны. Общая длина ПП составляла 2 мм, а ширина электродов, расположенных с периодом 120 мкм, равнялась 75 мкм. Емкостная составляющая входного сопротивления ПП на частоте акустической волны компенсировалась индуктивным перестраиваемым индейфом, включенным параллельно зазору ПП. В этом случае возбуждаемая акустическая мощность  $P_a$  оказывается связанной с подводимой к ПП электрической мощностью  $P_{эл}$  формулой

$$P_a = P_{эл} \left[ 1 - \left( \frac{R - Z_0}{R + Z_0} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где  $Z_0$  — волновое сопротивление подводящей линии;  $R$  — сопротивление излучения ПП. Величина  $R$  в (4) рассчитывалась как результат параллельного включения сопротивлений излучения  $R_i$  отдельных излучателей, составляющих ВШП, которые связаны с коэффициентом электро-механической связи возбуждаемой волны  $K_D$ , длиной  $l$  и шириной щели  $\delta$  ВШП соотношением [4]

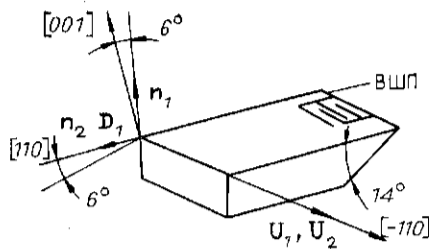
$$R_i = \frac{\delta (1 - K_D^2) \xi^2}{lv \epsilon K_D^2}, \quad (5)$$

где  $v$  — скорость возбуждаемой звуковой волны;  $\xi$  — поправочный коэффициент, учитывающий неоднородность поля в зазорах ПП. Так, для ВШП, содержащего  $n$  щелей, значение  $R$  в (4), соответствующее излучению акустической волны в один из двух лепестков диаграммы направленности ПП, полагалось равным

$$R = R_i / 2n. \quad (6)$$

Величина  $K_D$  вычислялась из формул (4)–(6) по расчетным и измеренным значениям конструктивных параметров ПП, а также  $Z_0$ ,  $v$ ,  $P_{эл}$  и  $P_a$ . При этом наибольшие технические трудности были связаны с измерени-

Рис. 7. Геометрия кристалла при поверхностном возбуждении акустических волн



ем  $P_a$ . Для измерения акустической мощности возбуждаемой волны последняя трансформировалась в  $S_2$ -волну, распространяющуюся в направлении  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\varphi = 6^\circ$ , путем отражения от свободной границы кристалла. На рис. 7 показана ориентация векторов  $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{U}$  возбуждаемой и отраженной волн, помеченных соответственно индексами 1 и 2, относительно кристаллографических осей и граней звукопровода. Как видно из рис. 7, векторы поляризации падающей и отраженной волн были перпендикулярны плоскости падения, поэтому трансформация происходила без потерь мощности  $P_a$ . Известно, что характерным свойством отраженной волны с указанным направлением векторов  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{U}$  в парателлуриде является возможность достижения в ее поле высокой дифракционной эффективности акустооптического взаимодействия (АОВ) [3]. Это обстоятельство позволило легко измерить акустическую мощность волны методом брэгговской дифракции [2]. Длина световой волны была равна 0,63 мкм, а плоскость дифракции совпала с главной плоскостью кристалла. Фактически оказалось, что при соответствующей подстройке угла Брэгга эффективное АОВ имеет место в очень широком диапазоне частот акустической волны от 10 и до 500 МГц. Однако для исключения погрешности, связанной с затуханием акустической волны, измерение  $P_a$  проводилось на сравнительно низкой частоте  $f_0 = 63$  МГц, в указанных условиях совпадающей с нижней частотой широкополосной аномальной дифракции. При этом предварительно был проведен расчет значения коэффициента акустооптического качества отраженной  $S_2$ -волны  $M_2 = 977 \times 10^{-15}$  с<sup>3</sup>/кг. Полученная после обработки результатов измерений величина КЭМС  $K_D^{S_2} = 0,09$  находится в хорошем соответствии с расчетом. Таким образом, приведенные результаты могут быть использованы при создании акустоэлектронных и акустооптических устройств на основе кристаллов парателлурида, в которых осуществляется поверхностное возбуждение объемных акустических волн.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакирев М. К., Гилинский И. А. Волны в пьезокристаллах.— Новосибирск: Наука, 1982.
2. Задорин А. С., Шандаров С. М., Шарангович С. Н. Акустические и акустооптические свойства монокристаллов.— Томск: ТГУ, 1987.
3. Акустические кристаллы: Справочник/Под ред. М. П. Шаскольской.— М.: Наука, 1982.
4. Коваленко Е. С., Краковский В. А., Шандаров С. М. Возбуждение объемных упругих волн с поверхности пьезокристаллов // Физика и техника акустооптики.— Томск: ТГУ, 1987.

Поступила в редакцию 21 декабря 1989 г.