

На рис. 1 (кривая 2) показан спектр КЛ, снятый с модуляцией напряжения на  $\Delta U = 1$  кВ, в отсутствие модуляции тока. Сигнал КЛ регистрировался на частоте модуляции с последующим синхронным детектированием в фазе с  $\Delta U$ . Видно, что сигнал с внешнего слоя ( $\lambda_{\max} = 582$  нм) имеет отрицательную полярность, а с внутреннего ( $\lambda_{\max} = 480$  нм) — положительную по отношению к  $\Delta U$ , как и следует из вышеприведенных рассуждений.

При включении модуляции тока в противофазе с  $\Delta U$  (рис. 2, кривая 3) сигнал с внутреннего слоя «затулевается» и в спектре присутствуют лишь полосы люминесценции с внешнего слоя ZnS : Mn. При модуляции тока в фазе с  $\Delta U$  «затулевается» сигнал с внешнего слоя и в спектре остается только полоса люминесценции «чистого» ZnS (рис. 2, кривая 4). Спектры на рис. 2 (кривые 3, 4) полностью идентичны снятым в пленке ZnS : Mn на нелюминесцирующей подложке и в чистом монокристалле ZnS, в то время как при отсутствии модуляции тока спектры искажены из-за их частичного перекрытия.

При уменьшении  $U_0$  от значения 30 кВ в отсутствие модуляции тока сигнал с внутреннего слоя ( $\lambda_{\max} = 480$  нм) монотонно растет, а с внешнего ( $\lambda_{\max} = 582, 465$  нм) вначале падает до нуля при  $U_0 = 27$  кВ, затем возрастает, но уже в противоположной полярности. При этом если при  $U_0 > 27$  кВ сигнал с внешнего слоя «затулевается» модуляцией тока в фазе с  $\Delta U$ , то при  $U_0 < 27$  кВ «затуление» этого сигнала достигается только в противофазе с  $\Delta U$ . Сигнал же с внутреннего слоя «затулевается» при этом модуляцией тока все время в противофазе с  $\Delta U$ .

Эти факты свидетельствуют о том, что граница раздела слоев расположена глубже, чем  $x_0$  при  $U_0 = 30$  кВ, а сигнал с внешнего слоя состоит из отрицательной и положительной компонент, причем последняя возрастает с уменьшением  $U_0$  и сравнивается с отрицательной при  $U_0 = 27$  кВ. При  $\Delta U/U \ll 1$  можно полагать в первом приближении, что  $\Delta J_+$  ( $x < d$ ) =  $= \Delta J_-$  при  $x_0 \approx d/2$ , т. е. можно оценить глубину залегания  $\max J(x)$ , которая при  $U_0 = 27$  кВ составляет  $\approx 1$  мкм.

Известно, что максимум функции распределения энергетических потерь  $\partial E/\partial x(x)$  электронов пучка в ZnS при  $U_0 \approx 27$  кВ лежит на глубине  $\approx 0.8$  мкм [2], т. е. полученный нами результат говорит о незначительном сдвиге  $\max J(x)$  относительно  $\max \partial E/\partial x(x)$  из-за диффузии носителей в данном образце ( $\approx 0.2$  мкм).

Авторы выражают благодарность В. П. Волкову и А. Н. Пронину за изготовление образца.

### Литература

- [1] Hergert W., Pasemann L. // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. Vol. 85. P. 641—648.  
 [2] Левшин В. Л., Арапова Э. Я., Блажевич А. И. и др. // Тр. ФИАН. 1963. Т. 23. С. 64—135.

Институт проблем технологии  
 микроэлектроники и особых материалов  
 АН СССР  
 Черноголовка Московской обл.

Поступило в Редакцию  
 9 марта 1988 г.

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ РАССТРОЕК НА УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СТРИКЦИОННОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ УЛЬТРАЗВУКА

Г. В. Белокопытов, И. В. Иванов, В. Н. Семенов, Г. В. Студенникова

Явление резонансного стрикционного параметрического возбуждения ультразвука было впервые экспериментально обнаружено в диэлектрических резонаторах из танталата калия при гелиевых температурах [1-3]. Представляет существенный интерес реализация эффекта в другом нелинейном диэлектрике — титанате стронция. Особенностью этого кристалла является наличие структурного фазового перехода при температуре  $T_a \approx 105$  К. Ниже этой температуры затухание ультразвука в SrTiO<sub>3</sub> велико [4], и кристаллический образец не является добротным резонатором для акустических колебаний. Это обстоятельство обуславливает необходимость работы выше температуры фазового перехода.

Определить пороговую мощность стрикционного параметрического возбуждения можно по следующей формуле:

$$P_{\text{пор}} = P_0 (1 + \zeta_0^2) (1 + \zeta_1^2) (1 + \zeta_2^2) / (\zeta_1^2 - \zeta_2^2), \quad (1)$$

где  $P_0 = \omega_f (1 + \beta)^2 / 8\pi\beta Q_a^2 K^2$ ;  $\omega_f$ ,  $Q_f$  и  $\beta$  — собственная частота, добротность и коэффициент связи с трактом на моде накачки;  $Q_a$  — добротность упругой моды (с частотой  $\Omega_a$ ), на которой происходит параметрическое возбуждение;  $K^2$  — интегральный коэффициент параметрической связи, зависящий от материальных констант и пространственного распределения взаимодействующих мод. Для грубых оценок можно полагать  $K^2 \approx \varepsilon^2 G^2 / \pi^3 c V$ , где  $\varepsilon$ ,  $c$  и  $G$  — диэлектрическая проницаемость, упругая жесткость и константа электрострикции, а  $V$  — объем ДР. Более точный расчет в случае прямоугольного резонатора, где взаимодействуют электромагнитные колебания типа  $H_{mn0}$  с продольными акустическими колебаниями, проведен в [8].

В формулу (1) входят также нормированные расстройки  $\zeta_i = 2Q_f \xi_i$  ( $i=0, \pm 1$ ), где  $\xi_i = 1 - \omega_f^2 / \omega_i^2$ ,  $\omega_0$  — частота накачки, а  $\omega_{\pm 1} = \omega_0 \pm \Omega_a$  — суммарная и разностная комбинационные частоты. Как видно из (1), параметрическое возбуждение возможно только при положительной расстройке частоты накачки относительно собственной частоты ДР ( $\omega_0 > \omega_f$ ).

Приведем результаты оценки  $P_{\text{пор}}$  для случая  $f = \omega_0 / 2\pi = 9$  ГГц. При  $T = 140$  К диэлектрические потери минимальны ( $\text{tg } \delta \approx 5 \cdot 10^{-4}$  [6]), так что при  $\beta \approx 1$  имеем  $Q_f \approx 10^3$ . Величина  $\varepsilon = 800$ , соответственно объем ДР должен быть не менее  $0.5 \text{ мм}^3$  [7]. Полагая линейный размер ДР 1 мм и используя данные о скорости звука в  $\text{SrTiO}_3$  [4, 8], получим  $\Omega_a / 2\pi \geq 4$  МГц. Акустическую добротность примем равной  $10^3$ , поскольку критическое затухание ультразвука дает при  $T - T_a > 10$  К пренебрежимо малый вклад [8], а потери на излучение и в элементах крепления образца такие же, как и в экспериментах с  $\text{KTaO}_3$  [1, 2].

Подставляя указанные значения в формулу (1) и используя данные [9] об упругих и электрострикционных константах  $\text{SrTiO}_3$ , получим  $P_0 \approx 10$  мВт,  $P_{\text{пор}} \approx 2P_0$ , что приемлемо для постановки эксперимента.

Для эксперимента были изготовлены ДР цилиндрической и прямоугольной формы объемом около  $1 \text{ мм}^3$ . Все они имели по несколько резонансных частот, которые при измерениях в интервале температур 110—170 К попадали в частотный диапазон 8.2—10 ГГц, при этом добротности составляли 700—1300. При уровне мощности в доли милливатт происходило клювообразное искажение АЧХ резонатора, в результате чего рабочий склон резонансной кривой (где  $\omega_0 > \omega_f$ ) оказывался неустойчивым. Типичное значение нелинейной расстройки составляло 0.2—0.3 ГГц/мВт.

В таких условиях повышение мощности накачки до десятков милливатт теряло смысл. Действительно, вследствие колебательного гистерезиса минимальная достижимая положительная расстройка увеличивалась с ростом падающей мощности, одновременно увеличивалось и требуемое значение пороговой мощности. Таким образом, при наличии нелинейных расстройек пороговые условия стрикционного возбуждения могут оказаться недостижимыми.

Анализ показал, что главной причиной нелинейных расстройек в ДР из титаната стронция является нагрев резонатора теплом диэлектрических потерь. Благодаря нагреву все  $\xi_i$  изменяются на одинаковую величину, пропорциональную квадрату амплитуды вынужденных колебаний  $A^2$ .  $\xi_i = \xi_0 - \frac{3}{4} \gamma A^2$ . Вводя нелинейную расстройку  $d$  и учитывая, что  $\Omega_a \ll \omega_0$ , представим пороговое условие возбуждения в виде

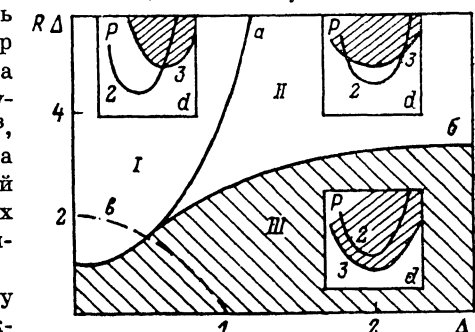
$$P_{\text{пор}} = P_0 (1 + d^2) [1 + (d + \Delta)^2] [1 + (d - \Delta)^2] / 4\Delta d, \quad (2)$$

где  $d = 2Q_f \xi_0$ ,  $\Delta = 2\Omega_a Q_f / \omega_f$ .

Одновременно необходимо, чтобы вынужденные колебания вблизи порога генерации были устойчивыми относительно электрических и тепловых флуктуаций. Это требование имеет вид [10, 11]  $P_{\text{пор}} < P_{\text{кр}}$ , причем

$$P_{\text{кр}} = [3\sqrt{3}(1 + d^2)/d] P_{\text{кр}}, \quad (3)$$

где  $P_{\text{кр}} = \sqrt{3} \omega_f (1 + \beta)^2 / 27\pi\beta\gamma Q_f^2$  — минимальная мощность, при падении которой происходит потеря устойчивости вынужденных колебаний в ДР (минимум достигается при  $d = 1/\sqrt{3}$ ).



Области параметров ( $\Delta$ ,  $R\Delta$ ) с различными соотношениями между  $P_{\text{пор}}$  (2) и  $P_{\text{кр}}$  (3) (вставка).

Граничные линии:  $a - R\Delta = (1 + \Delta^2)^2$ ,  $b - R\Delta = 2\Delta^2(\sqrt{1 + 4/\Delta^2} - 1)$ ,  $e - R\Delta = 2(1 - \Delta^2)$ . Заштрихованные области — параметрическое возбуждение невозможно.

Результаты анализа совместимости условий (2) и (3) представлены на рисунке. Параметр  $R$  определен следующим образом:  $R = 2Q_a K^2 / 3\gamma$  или эквивалентно

$$R = (16\sqrt{3}/9) (P_{\text{кр}}/P_0). \quad (4)$$

В зависимости от величины параметров  $\Delta$  и  $R$  влияние тепловых расстройек на условия стрикционного возбуждения может проявляться тремя путями. В области I (см. рисунок) тепловые расстройки ведут к ограничению сверху интервала  $d$ , где возбуждается стрикционная параметрическая генерация. В области II тепловые расстройки ограничивают разрешенный интервал  $d$  и со стороны нижних частот. Наконец, в области III при всех расстройках  $P_{\text{пор}} > P_{\text{гр}}$ , т. е. параметрическая генерация принципиально невозможна.

Для сопоставления с экспериментом удобно использовать формулу

$$P_{\text{кр}} = (3\sqrt{3} Q_f a_P)^{-1}, \quad (5)$$

где  $a_P = 1/\omega_f d\omega_f/dP$  — относительный уход резонансной частоты в результате падения на ДР единичной мощности накачки при настройке системы в резонанс.

В условиях эксперимента мы имели  $a_P = (2 \dots 3) \cdot 10^{-2}$  мВт $^{-1}$ , соответственно  $P_{\text{кр}} \approx 10^{-5}$  Вт. Близкие значения  $P_{\text{кр}}$  получались и при непосредственном определении момента возникновения колебательного гистерезиса на резонансной кривой. Однако такие наблюдения корректны при медленной перестройке частоты, когда не только электрическое, но и тепловое состояние ДР можно считать стационарным. В то же время при наблюдении АЧХ динамическим методом значения  $P_{\text{кр}}$  оказывались сильно завышенными, поскольку время качания ( $\sim 40$  мс) оказывалось гораздо меньше, чем время тепловой релаксации ( $\sim 1$  с), и СВЧ мощность не успевала нагреть ДР до стационарной температуры.

Для исследованных резонаторов было найдено  $R \approx 10^{-3}$ ,  $\Delta \approx 1$ , что заведомо не позволяло осуществить параметрическую генерацию. В принципе можно пытаться увеличить  $P_{\text{кр}}$  за счет улучшения теплового контакта ДР с окружающей средой. Однако достичь желаемого увеличения  $R$  (на три порядка) невозможно из-за конечной теплопроводности SrTiO $_3$ . Более того, улучшение теплового контакта будет неизбежно сопровождаться уменьшением  $Q_a$  вследствие излучения ультразвука и, следовательно, ростом  $P_0$ .

Проведенный анализ по существу объясняет, почему явление параметрического возбуждения ультразвука СВЧ накачкой оставалось не обнаруженным в течение длительного времени, несмотря на многочисленные эксперименты на СВЧ как с титанатом стронция, так и с другими сегнетоэлектриками. Не вдаваясь в детальные оценки, отметим, что при наблюдении в парафазе тепловые расстройки в других материалах имеют тот же знак, что и в SrTiO $_3$ , а сочетание материальных констант в них еще менее благоприятно для реализации стрикционного параметрического возбуждения.

Для сравнения отметим, что в ДР из KTaO $_3$  условия реализации эффекта стрикционного возбуждения весьма удачны не только благодаря низкому порогу генерации ( $P_0 \approx 10^{-5}$  Вт [ $1^{-3}$ ]), но и вследствие малой величины тепловых расстройек. Условиям экспериментов [ $1^{-3}$ ] соответствовали значения  $a_P \approx 10^{-3} - 10^{-4}$  мВт $^{-1}$ , так что  $P_{\text{кр}} \approx 10^{-4} - 10^{-3}$  Вт и  $R \approx 10^2$ . Помимо высокой электромеханической связи и малых диэлектрических и акустических потерь, благоприятными обстоятельствами оказались сравнительно слабая зависимость  $\epsilon(T)$ , а также высокая теплопроводность и малый акустический импеданс газообразного гелия, которые позволили достигнуть хорошего теплоотвода при малых потерях на излучение ультразвука из ДР.

### Литература

- [1] Белокопытов Г. В., Иванов И. В., Решетников М. Е., Чистяев В. А. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 19. С. 1210—1213.
- [2] Чистяев В. А., Белокопытов Г. В. // Деп. в ВИНТИ. М., 1986. № 7525-B86. 40 с.
- [3] Белокопытов Г. В., Иванов И. В., Чистяев В. А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 7. С. 1381—1387.
- [4] Баррет Г. // Физическая акустика / Под ред. У. Мэсона. М.: Мир, 1973. Т. VI. С. 90—138.
- [5] Белокопытов Г. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 9. С. 1121—1129.
- [6] Бузин И. М. // Вестн. МГУ. Сер. физика, астрономия. 1977. Т. 18. № 6. С. 70—76.
- [7] Бурский Э. В. Нелинейный кристалл (титанат бария). М.: Наука, 1974. 296 с.
- [8] Fossum J. O., Fosshelm K. // J. Phys. C. 1985. Vol. 18. N 12. P. 5549—5578.
- [9] Uwe H., Sakudo T. // Phys. Rev. B. 1976. Vol. 13. N 1. P. 271—286.
- [10] Иванов И. В., Ангелов И. М., Бузин И. М., Рукин Е. И. // Весн. МГУ. 1975. Т. 16. № 1. С. 107—110.
- [11] Белокопытов Г. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 11. С. 1324—1332.