

## ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТИТАНАТЕ СТРОНЦИЯ

А. Гараджаев, Г. Гарягдыев, А. П. Здебский

В [1] предложен механизм дополнительного электрон-фононного взаимодействия в пьезоэлектрических полупроводниках или полупроводниках с большой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon \geq 10^3$ , обусловленный нелинейным по деформации пьезоэффектом или электрострикцией. В [2-6] эффект был обнаружен экспериментально по увеличению при одноосной деформации осцилляции и насыщения тока и коэффициентов электромеханической связи в кристаллах пьезоэлектриков. Влияние одноосной деформации на электрон-фононное взаимодействие электрострикционной природы [7] не исследовалось, а насыщение вольт-амперных характеристик слоев CdSe на непьезоэлектрических с большой  $\epsilon$  подложках из  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  при сверхзвуковой дрейфовой скорости носителей тока наблюдалось в [8].

В данной работе исследовано влияние одноосного давления на индуцированные внешним постоянным электрическим полем  $\vec{E}$ , пьезоэлектрические коэффициенты  $d_{33}$  и  $d_{31}$  монокристаллов титаната стронция, а также на вид ВАХ при температуре 115 К, соответствующей параэлектрической фазе, в которой без приложения поля  $\vec{E}_3$  материал непьезоактивен. Величина диэлектрической проницаемости при данной температуре была  $\sim 2000$ . Образцы для пьезоэлектрических измерений были изготовлены из высокоомных прозрачных монокристаллов в форме длинных тонких прямоугольных стержней, все поверхности которых соответствовали кристаллографическим плоскостям (100). Испарением в вакууме наносились золотые электроды либо на торцы стержней для измерения  $d_{33}$ , либо на большие поверхности для измерения  $d_{31}$ . Измерения выполнены методом резонанса — активрезонанса [9], основанном на измерении помимо резонансных частот также и величин импеданса образцов на этих частотах, что позволяет применять его в условиях низкой добротности и малых значений коэффициентов электромеханической связи. В обоих случаях давление  $P = -\bar{\sigma}_{1,2}$  прикладывалось перпендикулярно длине стержней. К образцам прикладывалось электрическое поле вида  $\vec{E}_s + \vec{E}_3$ , где  $\vec{E}_s$  — постоянное электрическое поле,  $\vec{E}_3$  — переменный электрический сигнал, причем  $\vec{E}_3 \gg \vec{E}_s$ . Зависимости наведенных пьезомодулей от величины  $\vec{E}_3$  и  $\bar{\sigma}_{1,2}$  дается выражениями

$$d_{33} = (Q_{33} + 2Q_{331}\bar{\sigma}_1) \epsilon_{33}^0 \vec{E}_3,$$

$$d_{31} = (R_{31} + 2R_{312}\bar{\sigma}_2) \vec{E}_3,$$

где  $Q_{33}$  и  $R_{31}$  — линейные, а  $Q_{331}$  и  $R_{312}$  — нелинейные электрострикционные коэффициенты.

Эти соотношения вытекают из линеаризованных по малым переменным величинам уравнений состояния, например для продольных колебаний стержня в продольном электрическом поле с учетом более высоких степеней разложения по  $\sigma_i$

$$u_3 = s_{33}^D \bar{\sigma}_3 + S_{333}^D \bar{\sigma}_3^2 + S_{333}^D \bar{\sigma}_3 \bar{\sigma}_3 + Q_{33} \bar{D}_3 \bar{D}_3 + 2Q_{331} \bar{D}_3 \bar{D}_3 \bar{\sigma}_1 + Q_{333} \bar{D}_3^2 \bar{\sigma}_3,$$

$$\vec{E}_3 = \beta_{33}^{\sigma} \bar{D}_3 + \frac{1}{2} \beta_{3333}^{\sigma} \bar{D}_3^2 \bar{D}_3 - Q_{33} \bar{D}_3 \bar{\sigma}_3 - Q_{331} \bar{D}_3 \bar{\sigma}_1 \bar{\sigma}_3 - Q_{333} \bar{D}_3 \bar{\sigma}_3^2.$$

Здесь  $u_i$  и  $\sigma_j$  — деформация и механическое напряжение,  $s_{ij}^D$  и  $S_{ijk}^D$  — упругие податливости второго и третьего порядков при постоянной индук-

ции  $D$ ,  $\beta_{33}^{\sigma}$  и  $\beta_{3333}^{\sigma}$  — линейные и нелинейные обратные диэлектрические проницаемости при постоянном  $\sigma$ .

На рис. 1 представлены зависимости пьезомодулей  $d_{33}$  и  $d_{31}$  от  $P$  при постоянном электрическом поле  $E_3 = 15$  кВ/см. Как видно, зависимости линейны вплоть до значений  $P = 6 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup>, при этом величина  $d_{33}$  возрастает на 68 %, а  $d_{31}$  — на 40 %. Это согласуется с оценками, сделанными в [1].

Для измерения вольт-амперных характеристик образцы SrTiO<sub>3</sub> восстанавливались отжигом в вакууме  $10^{-3}$  мм рт. ст. при температуре 750 °С в течение 1 часа. В качестве электродов служили индиевые контакты, нанесенные ультразвуковой пайкой. Удельное сопротивление становилось после этого равным  $\rho = 5.1$  Ом·см при холловской подвижности электронов  $\mu = 40$  см<sup>2</sup>/В·с. Измерения ВАХ проводились в импульсном режиме с длительностью импульса 1 мкс и частотой повторения 45 Гц. На рис. 2

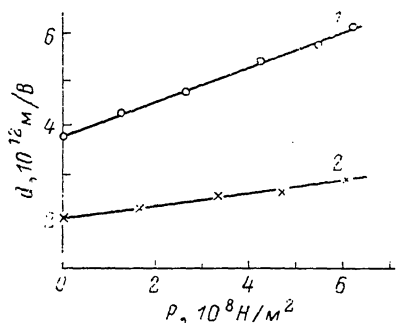


Рис. 1. Зависимости пьезомодулей  $d_{33}$  (кривая 1) и  $d_{31}$  (кривая 2) от давления.

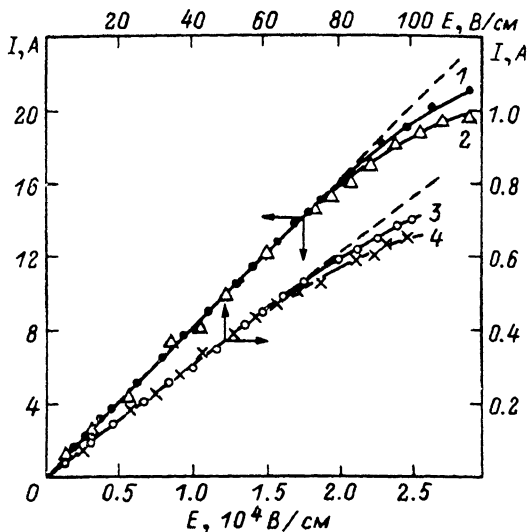


Рис. 2. ВАХ монокристаллов SrTiO<sub>3</sub> (кривые 1, 2) и GaAs (кривые 3, 4).  
1, 3 —  $P=0$ ; 2 —  $6 \cdot 10^8$ ; 4 —  $2 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup>.

представлена типичная ВАХ одного из образцов без приложения давления (кривая 1) и с давлением  $6 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup> (кривая 2). Как видно, отклонение от линейности (насыщение ВАХ) начинается при значении  $E_k$  таком, что произведение  $\mu E_k = 8 \cdot 10^5$  см/с, что совпадает со скоростью распространения продольного звука в SrTiO<sub>3</sub> при данной температуре. При приложении давления насыщение ВАХ увеличивается. Ранее такой эффект наблюдался при исследовании влияния одноосной деформации на ВАХ в пьезоэлектрических полупроводниках CdS и Te [2, 7]. Увеличение насыщения и осцилляций тока с давлением объяснялось тем дополнительным электрон-фононным взаимодействием, обусловленным нелинейным по деформации пьезоэффектом.

Кривыми 3, 4 на рис. 2 представлены ВАХ в арсениде галлия при комнатной температуре без приложения давления (3) и с давлением  $2 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup> (4). Давление прикладывалось в направлении [111], а ВАХ снималась в направлении [110]. Как видно, и в этом случае наблюдается увеличение насыщения ВАХ при деформации.

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты позволяют заключить, что дополнительное электрон-фононное взаимодействие имеет место как в различных пьезоэлектрических кристаллах, так и в полупроводниках с большой диэлектрической проницаемостью при электрострикционном механизме акустоэлектронного взаимодействия.

- [1] Zdebsky A. P., Savchuk A. U. Sol. St. Commun., 1982, vol. 44, N 3, p. 407—409.  
 [2] Zdebsky A. P., Olich Ya. M., Savchuk A. U. Phys. St. Sol. (a), 1985, vol. 87, N 2, p. K209—K212.  
 [3] Здебский А. П., Олих Я. М., Савчук А. У., Беллев А. Е. УФЖ, 1984, т. 29, № 4, с. 632—633.  
 [4] Здебский А. П. ФТТ, 1985, т. 27, № 2, с. 586—587.  
 [5] Demidenko A. A., Zdebsky A. P., Piskovoi V. N., Savchuk A. U. Exp. Phys. tech., 1986, vol. 34, N 4, p. 293—298.  
 [6] Жозов В. З., Либерман Н. Н., Пустовой В. И. XIII Всесоюзная конференция по акустоэлектронике и квантовой акустике. Тезисы докладов. Черновцы, 8—10 октября 1986 г., с. 11—12.  
 [7] Пекар С. И. ЖЭТФ, 1965, т. 49, № 8, с. 621—629.  
 [8] Брюзгин А. Р., Миселюк Е. Г., Некрасов М. М., Пекар С. И., Сарбей О. Г., Черная Н. С., Штрум Е. Л. Докл. АН СССР, 1971, т. 198, № 5, с. 1050—1051.  
 [9] Демиденко А. А., Здебский А. П., Писковой В. Н., Черная Н. С. Радиотехника и электроника, 1976. т. 21, № 2, с. 285—289.

Институт полупроводников  
АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
11 ноября 1987 г.

УДК 548.0 : 537.226.4

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

## ДУПРЕЛОМЛЕНИЕ И КУБИЧЕСКО-ТЕТРАГОНАЛЬНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ТИТАНАТЕ БАРИЯ

Л. А. Ковалева, А. А. Петров, А. Т. Анистратов

Кубическо-тетрагональный фазовый переход (ФП) в  $\text{BaTiO}_3$  изучался многими авторами [1]. Однако среди экспериментальных данных наблюдаются существенные расхождения. Например, обнаружено отклонение от закона Кюри—Вейсса в поведении мягкой моды [2]. Недавно показано, что ФП наряду с явной принадлежностью к типу смещения носит черты переходов порядок—беспорядок [3, 4]. Поэтому представляет интерес вновь обратиться к исследованию этого ФП с целью выяснения причин наблюдавшихся расхождений.

В настоящей работе изучено температурное поведение дупреломления в тетрагональной фазе. По данным оптических экспериментов проведено корректное термодинамическое описание и определены основные характеристики ФП.

Дупреломление измерялось компенсатором Берека на образцах кристаллов, выращенных методом Ремейки. Плоскопараллельные пластинки с естественно полированными гранями (001) площадью 4—6 мм<sup>2</sup> и толщиной 50—70 мкм помещались в термостатируемую камеру, смонтированную на столике поляризационного микроскопа МП-3. Температура образцов измерялась медь-константановой термопарой с точностью  $\pm 0.1$  К. Измерения проводились на крупных монокристаллах площадью 2—3 мм<sup>2</sup>. Плоскопараллельность и монокристалличность контролировались визуально по интерференционной окраске. Толщина образцов определялась с точностью  $\pm 3$  мкм. Температуры ФП при нагревании и охлаждении варьировались от образца к образцу в пределах:  $T_c^+$  — (380.8—389.6) К и  $T_c^-$  — (378.7—387.5) К. Средний температурный гистерезис  $\sim 2.5$  К.

Дупреломление измерялось на шести образцах. Наши данные по значениям  $T_c^\pm$ ,  $\Delta T_c$ , скачку  $\Delta n$  в точке ФП и изменениям дупреломления с температурой существенно не расходятся с опубликованными Форсбер-