

## ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДОМЕНЫ В ПАРА- И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

А. С. Фурман

Предсказывается образование в пара- и сегнетоэлектриках фотоэлектрических доменов, аналогичных обнаруженным в рубине. На основе экспериментальных данных показано, что это явление возможно в кристаллах группы KDP.

Недавно обнаружено<sup>1</sup>, что при лазерном облучении кристалл рубина разбивается на домены, в которых чередуются равные по модулю, но противоположно направленные электрические поля. Теория этого явления<sup>2-4</sup> основана на предположении, что в малом электрическом поле  $E$  появляется фотовольтаический ток  $J(E)$ , направленный против поля и превышающий по модулю ток проводимости  $\sigma E$ . Следующая из этого предположения зависимость суммарного тока  $j(E) = J(E) + \sigma E$  от поля представлена на рис. 1, а. При такой зависимости  $j(E)$  сопротивление кристалла в нулевом электрическом поле оказывается отрицательным, что и приводит к доменной неустойчивости. Выводы теории полностью согласуются с результатами экспериментов<sup>5-7</sup>. Однако причина такой зависимости  $J(E)$  до сих пор не выяснена до конца.

В настоящей работе на основе экспериментальных данных предсказывается эффект фотоэлектрической доменной неустойчивости в высокоомных пара- и сегнетоэлектриках (например, в кристаллах группы KDP). Приводящая к неустойчивости специфическая зависимость  $J(E)$  объясняется тем, что этот ток пропорционален зависящей от поля электрической поляризации.

Основное предположение работ<sup>2-4</sup> можно записать в виде

$$\left( \frac{dJ(E)}{dE} \right)_{E=0} < 0, \quad \left| \left( \frac{dJ(E)}{dE} \right)_{E=0} \right| > \sigma. \quad (1)$$

Покажем, что эти условия выполняются в высокоомных сегнетоэлектриках. В сегнетофазе при облучении появляется фотовольтаический ток, параллельный полярной оси  $C$ , приводящий в случае разомкнутого образца к аномальным фотонапряжениям<sup>8</sup>. Так как этот ток возможен благодаря отсутствию центра инверсии, он пропорционален поляризации  $P(E)$ , зависящей от электрического поля. В различных материалах и при различных условиях облучения этот ток бывает направлен одинаково часто как по вектору  $P(E)$ , так и против него<sup>8,9</sup>. В последнем случае, который, в частности, имеет место в KDP, можно записать  $J(E) = -JP(E)/P_s$ . Здесь поле  $E$  считается параллельным оси  $C$ ,  $P_s$  – спонтанная поляризация,  $J$  – значение фотовольтаического тока в монодоменном сегнетоэлектрике при  $E=0$ ,  $P=P_s$ . Знак “-” означает, что этот ток направлен против поляризации  $P(E)$  и следовательно против поля. После подстановки этого выражения условие (1) сводится к неравенству  $J\chi/P_s < \sigma$ , где  $\chi = (dP(E)/dE)_{E=0}$  – диэлектрическая восприимчивость. Для величин  $\chi$ ,  $J/\sigma$  справедливы следующие оценки:  $\chi \sim P_s/E_c$ ,  $J/\sigma \sim E_s$ , где  $E_c$  – коэрцитивное поле,  $E_s$  – поле насыщения при эффекте аномального фотонапряжения. С учетом этих оценок условия (1) сводятся к требованию  $E_s > E_c$ .

Согласно экспериментальным данным<sup>8,10</sup> в KDP поле  $E_s = 3 \cdot 10^4$  В/см, а  $E_c \approx 1,5 \cdot 10^3$  В/см. Таким образом, условия<sup>1</sup> выполнены с большим запасом.

Рассмотрим теперь сегнетоэлектрик в парафазе. Для простоты будем считать, что он представляет собой одноосный центросимметричный кристалл. Без электрического поля по соображениям симметрии фотовольтаический ток невозможен. Однако, в поле  $E$ , параллельном кристаллической оси  $C$ , появляется поляризация  $P(E)$  и пропорциональный ей фотовольтаический ток  $J(E)$ . Если этот ток направлен против поляризации, он направлен также против вызывающего ее поля. Тогда условие (1) может выполняться и в парафазе, если среда достаточно высокоомна.

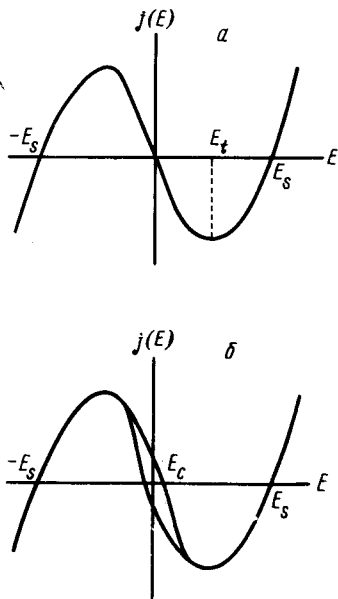


Рис. 1

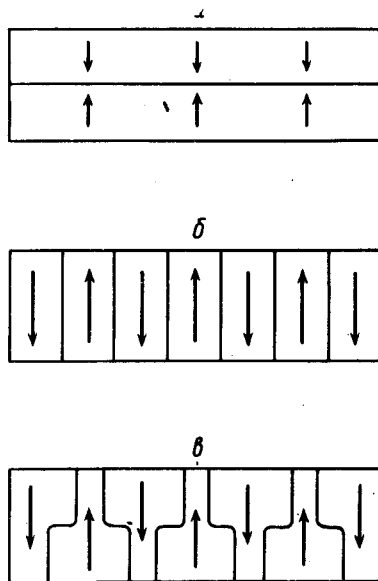


Рис. 2

Рис. 1. Схематическое изображение зависимости суммарного тока  $j(E)$  от поля:  $a$  – в рубине и в параэлектриках,  $b$  – в сегнетоэлектриках

Рис. 2. Схематическое изображение стационарной доменной структуры:  $a$  – распределение электрического поля при облучении (фотодомены);  $b, в$  – распределение поляризации в сегнетоэлектриках (сегнетодомены);  $b$  – до облучения;  $в$  – при облучении в случае  $E_s \gg E_c$ . Стрелками показано направление  $a$  – поля;  $b, в$  – поляризации

Поскольку проводимость  $\sigma$  возрастает с температурой  $T$ , восприимчивость  $\chi$  аномально высока при температуре, близкой к точке фазового перехода  $T_0$ , а ток пропорционален интенсивности облучения  $I$ , выполнимость условия (1) критическим образом зависит от величин  $I$  и  $T$ . Заметим, что для KDP обсуждаемое условие выполняется при интенсивности облучения в  $10^6$  раз меньшей, чем для рубина.

Выполнение условия (1) означает, что рассматриваемые среды, как и рубин, должны иметь при облучении отрицательное сопротивление, приводящее к электрической неустойчивости. При этом в парафазе зависимость суммарного тока  $j(E)$  от поля должна иметь такой же вид как в рубине (рис. 1,  $a$ ). Теория<sup>2,3</sup>, основанная на такой зависимости дает следующие результаты. При облучении в короткозамкнутом образце, вырезанном в виде пластины перпендикулярной оси  $C$ , образуется доменная структура, изображенная на рис. 2,  $a$ . Поля в доменах  $\pm E_s$  определяются условием  $E_s = J(E_s) / \sigma$  (см. рис. 1,  $a$ ). После прекращения облучения доменная структура рассасывается за время порядка времени максвелловской релаксации  $\tau_M$ .

Зависимость  $j(E)$  в сегнетофазе представлена на рис. 1,  $b$ . Ее вид определяется характерным для сегнетоэлектриков гистерезисом поляризации  $P(E)$ . При  $E_s \gg E_c$  зависимость  $j(E)$  близка к  $j(E)$  в парафазе. Тогда при облучении образца, в котором предварительно имелись сегнетоэлектрические домены (рис. 2,  $b$ ), в результате неустойчивости должны образовываться фотодомены с полями  $\pm E_s$ , такие же как в парафазе, а сегнетодомены должны разрушаться. Из рис. 2,  $a, б$  видно, что фотоэлектрическая доменная структура существенно отличается от сегнетоэлектрической.

При  $E_s \gtrsim E_c$  облучение образца с сегнетодоменами также может приводить к распределению электрического поля, представленному на рис. 2,  $a$ . Возможное при этом распределение поляризации представлено на рис. 2,  $в$ : сегнетодомены сохраняются, но их стенки деформированы под действием полей  $\pm E_s$ .

В экспериментах с KDP<sup>8, 10</sup> образец облучался в заранее приложенном к нему электрическом поле  $E_0 \sim E_c$  при температуре  $T < T_0$ . При этом наблюдался направленный против

поля  $E_0$  ток. Если поле  $E_0$  превышает поле  $E_T$ , соответствующее минимуму зависимости  $j(E)$ , (см. рис. 1, а), то должно быть устойчивым однородное состояние с током  $j(E_0)$ . Если же  $E_0 < E_T$ , то однородное состояние неустойчиво, и за время  $\tau \sim \tau_M$  образуется доменная структура, а ток спадает до нуля<sup>2,3</sup>. Приведенные в<sup>8,9</sup> осциллограммы тока наблюдались в течение слишком короткого времени  $\tau < \tau_M$ , поэтому они не позволяют установить, какая из этих двух ситуаций имела место.

Для существования описанного явления не существенно коллективное взаимодействие, приводящее к сегнетоэлектрическому фазовому переходу. Оно возможно и в параэлектриках, в которых такой переход отсутствует (например, в дипольных стеклах). Существенным является ориентационный механизм поляризуемости. Так как фотовольтаический ток связан с асимметрией элементарных процессов, в обычных диэлектриках, где эта асимметрия создается за счет деформации электронных волновых функций, он гораздо меньше, чем в параэлектриках, в которых поле ориентирует дипольные моменты атомного порядка. Отношение токов в этих двух случаях определяется малым параметром  $T/\mathcal{E}$ , где  $T$  — температура в энергетических единицах,  $\mathcal{E}$  — энергия атомного порядка.

Общие феноменологические особенности сред, в которых возможны фотодомены, состоят, по-видимому, в следующем. Эти среды могут в целом иметь центр инверсии, но при этом содержат полярные элементы (в сегнетоэлектрике это — сегнетодомены, а в рубине — примеси в разных позициях). Группы таких элементов, отличающиеся инверсией, создают большие фотовольтаические токи, в точности компенсирующие друг друга. В электрическом поле баланс нарушается, и появляется разностный ток, направленный по полю, либо против него. В последнем случае и возможен описанный эффект.

Я благодарен С.А.Басуну, А.А.Каплянскому, С.П.Феофилову за полезные обсуждения и особенно М.И.Дьяконову за ценные советы.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
18 декабря 1984 г.

#### Литература

1. Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 492.
2. Дьяконов М.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 158.
3. Дьяконов М.И., Фурман А.С. ЖЭТФ, 1984, 87, 2063.
4. Дьяконов М.И., Фурман А.С. ФТТ, 1985, 27, 83.
5. Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П., Фурман А.С. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 161.
6. Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П. ЖЭТФ, 1984, 87, 2047.
7. Дьяконов М.И., Basun S.A., Kaplyanskiy A.A., Feofilov S.P., Furman A.S. Int. Conf. on defects in insulating crystals (abstracts), Salt Lake City, 1984, p. 252.
8. Фридкин В.М. Фотосегнетоэлектрики, М.: Наука, 1979.
9. Koch W.T.H., Munser R., Ruppel W., Wurfel P. Solid State Comm., 1975, 17, 847.
10. Фридкин В.М., Попов Б.Н., Верховская К.А. ФТТ, 1978, 20, 1263.