

О ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДОМЕНАХ В РУБИНЕ

М.И.Дьяконов

Предлагается объяснение эффекта возникновения под действием интенсивного лазерного облучения электрических доменов в кристаллах рубина.

В работе ¹ было установлено, что под действием интенсивного лазерного облучения в кристаллах концентрированного рубина возникает внутреннее электрическое поле, насыщающееся на уровне $E_s \sim 10^6$ В/см. После выключения облучения это поле сохраняется неопределенно долго при комнатной температуре, что объясняется ничтожной темновой электропроводностью рубина. Авторы интерпретировали это явление как фотовольтаический эффект, возникающий из-за неравномерного распределения ионов хрома по полярным позициям A и B , благодаря чему кристалл оказывается нецентросимметричным.

Недавно было обнаружено ², что в результате облучения фактически образуются домены с равными по величине, но противоположными по направлению (по или против оси C_3) электрическими полями. При облучении во внешнем поле $E_0 < E_s$ доменная структура сохраняется, поле в доменах остается равным $\pm E_s$, однако суммарный объем доменов с полем, направленным вдоль приложенного, увеличивается за счет доменов с полем противоположного направления. При $E_0 > E_s$ доменная структура исчезает, а с нею и всякая память об облучении. Эффект критическим образом зависит от концентрации хрома ^{1, 2} и от температуры, при которой образец облучается ²: при $T > T_c \approx 140$ К доменная структура не образуется.

До сих пор не существует никакого объяснения перечисленных экспериментальных фактов. Интерпретация, данная в ¹, не совместима с результатами ², в частности, с высокой однородностью поля в доменах и существованием критической температуры.

В настоящей работе предлагается качественная теория эффекта. В отличие от ¹, будем считать, что ионы хрома распределены по положениям A и B равномерно, так что в отсутствие электрического поля в образце фотовольтаический ток возникнуть не может. Этот ток однако может появиться при наличии поля. Основное предположение, на котором основана теория, состоит в том, что направление фотовольтаического тока $J(E)$ противоположно направлению поля. Это предположение не противоречит никаким общим принципам: известно ³, что знак фотовольтаического тока может изменяться при изменении длины волны света. Если абсолютная величина $J(E)$ в области малых полей превышает ток проводимости, то состояние с $E = 0$ окажется неустойчивым и в кристалле спонтанно возникнет электрическое поле.

Плотность тока j дается выражением

$$j = \sigma E + J(E), \quad (1)$$

где σ – проводимость, возникающая при облучении, E – проекция поля на ось C_3 . Рассматривается одномерный случай, поверхности образца перпендикулярны оси C_3 . Для рассмотрения неоднородных распределений поля к правой части (1) следует добавить диффузионный ток, пропорциональный $-d^2E/dx^2$.

В области малых полей по сделанному предположению $J(E) = -\alpha E$, где α – положительный коэффициент, зависящий от интенсивности и длины волны излучения, концентрации хрома и температуры. Поведение функции $J(E)$ в области больших полей не очень существенно. Она может насыщаться или уменьшаться по абсолютной величине, или даже менять знак. Функция $j(E)$ при $\alpha > \sigma$ схематически изображена на рис. 1. При $j = 0$ имеется неустойчивое стационарное состояние с $E = 0$ и устойчивые состояния с $E = \pm E_s$. Таким образом, в разомкнутом образце под действием облучения должно возникнуть однородное поле, знак которого определяется начальной флуктуацией или характером неоднородностей образца.

Для понимания экспериментальных результатов ² важно принять во внимание, что фактически (в отсутствие приложенного напряжения) образец является короткозамкнутым, так как время стекания зарядов с поверхностей образца гораздо короче характерного времени развития неустойчивости. Таким образом, напряжение на образце поддерживается равным нулю и однородное поле возникнуть не может. В этих условиях неустойчивость состояния с $E = 0$ должна привести к образованию двух равных по объему доменов с полями $\pm E_s$ (рис. 2, а). Толщина доменной стенки порядка дебаевского радиуса, определяемого концентрацией фотовозбужденных носителей.

Если во время облучения к образцу приложено напряжение $V = -E_0 l$ (l – толщина образца) и $E_0 < E_s$, то как можно показать, в стационарном состоянии по-прежнему $j = 0$. При этом доменная стенка сместится таким образом, чтобы выполнялось равенство $(l_+ - l_-)E_s = E_0 l$, где l_{\pm} – размеры доменов с полями $\pm E_s$ (рис. 2, б). Заряд, сосредоточенный на доменной стенке, сохраняется после прекращения облучения. Если, прекратив облучение, отключить образец от источника напряжения, то заряды, натекающие из внешней среды, выравнивают потенциалы поверхностей образца. При этом распределение поля изменится, как показано на рис. 2, в ¹⁾. При $E_0 > E_s$ стационарное состояние с равным нулю током j невозможно. В этом случае поле в образце однородно (рис. 2, г) и $j = \sigma E_0 + J(E_0)$. Заряды, создающие поле E_0 , теперь расположены только на поверхностях образца. После прекращения облучения и снятия напряжения они нейтрализуются, и поле в образце исчезает.

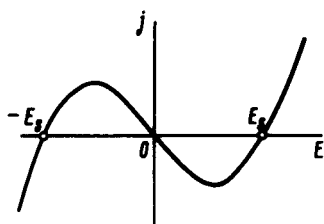


Рис. 1. Предполагаемая зависимость $j(E)$. При $j = 0$ устойчивы состояния с $E = \pm E_s$

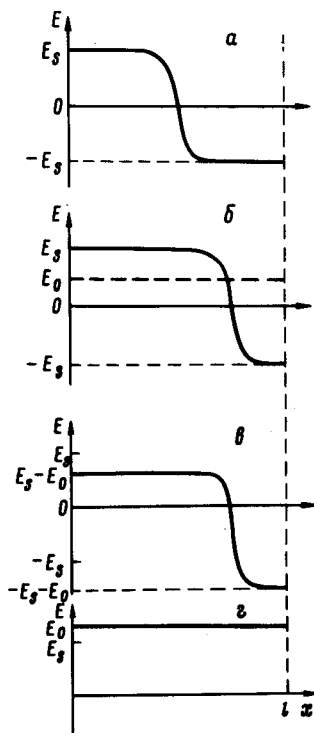


Рис. 2. Распределение электрического поля в образце: а – Напряжение на образце равно нулю, б – приложено напряжение, среднее поле $E_0 < E_s$, в – после облучения в условиях б, выключения облучения и снятия напряжения, г – при $E_0 > E_s$.

¹⁾ Возможно, что из-за неоднородностей образца реально возникает не два, а несколько доменов. В таком случае под l_{\pm} следует понимать суммарные длины доменов с полями $\pm E_s$.

Эти выводы находятся в полном соответствии с экспериментальными результатами ². Предсказанием теории является отсутствие тока в облучаемом образце при $E_0 < E_s$ (экспериментальные результаты см. в ⁴).

Рассмотрим теперь один из возможных механизмов возникновения фотовольтаического тока в электрическом поле. Образование подвижных носителей при облучении происходит, по-видимому, в два этапа ¹, из которых первый состоит в заселении метастабильного уровня хрома ² E . Фотовольтаический ток очевидно пропорционален разности концентраций A^* и B^* ионов хрома в положениях A и B , возбужденных в состоянии ² E : $J = k(A^* - B^*)$, где k — коэффициент, пропорциональный интенсивности облучения. В присутствии поля E энергии метастабильных уровней ионов в положениях A и B различаются на величину $2Ed$, где $\pm d$ — дипольные моменты состояний ² E для A и B ионов. За счет процессов передачи возбуждения между A и B ионами возникает тенденция к установлению больцмановского равновесия в метастабильных состояниях, что приводит к неравенству концентраций A^* и B^* и тем самым — к появлению фотовольтаического тока. В стационарном состоянии имеем

$$A^* - B^* = N \frac{\tau}{\tau + \tau^*(E)} \operatorname{th}\left(\frac{Ed}{T}\right), \quad (2)$$

где N — полная концентрация ионов хрома, возбужденных в состояние ² E , τ — время жизни этого состояния, $\tau^*(E)$ — время передачи возбуждения от иона A к иону B , которое, по-видимому, сильно возрастает с увеличением энергетического зазора $2Ed$, а также с уменьшением концентрации хрома; T — температура в энергетических единицах.

Теперь можно записать выражение для фотовольтаического тока в виде (в соответствии с экспериментальными условиями полагаем $|Ed| \ll T$):

$$J(E) = -\sigma E \frac{T_c}{T} \frac{\tau + \tau^*(0)}{\tau + \tau^*(E)}, \quad (3)$$

где критическая температура $T_c = (-kdN/\sigma)(1 + \tau^*(0)/\tau)^{-1}$. Фотовольтаический ток направлен противоположно полю при условии $kd < 0$. Поле насыщения E_s определяется уравнением, следующим из условия $j = 0$:

$$\frac{\tau + \tau^*(0)}{\tau + \tau^*(E_s)} = \frac{T}{T_c}. \quad (4)$$

Зависимость $E_s(T)$ имеет вид, характерный для фазового перехода второго рода при $T = T_c$.

Я благодарен С.А.Басуну, А.А.Каплянскому, С.П.Феофилову и А.С.Фурману за весьма полезные обсуждения.

Литература

1. Liao P.E., Glass A.M., Humphrey L.M. Phys. Rev. B, 1980, 22, 2276.
2. Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 492.
3. Koch W.T.H., Münser R., Ruppel W., Würfel P. Solid State Comm., 1975, 4, 915.
4. Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П., Фурман А.С. Письма в ЖЭТФ, данный номер стр.