

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

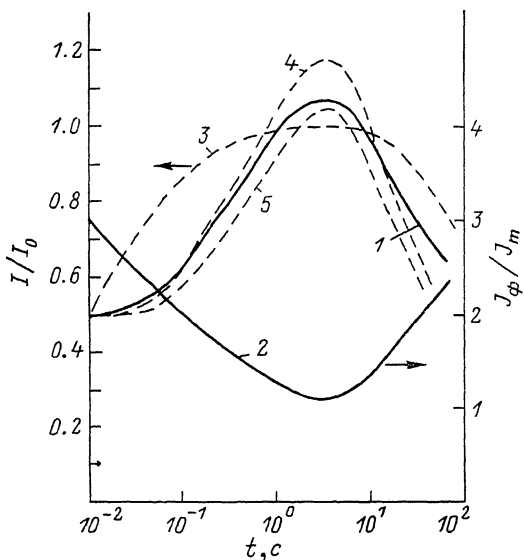
А. В. Быкадоров, Н. И. Кацавец, Е. И. Леонов

Монокристаллы силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) находят широкое применение в системах обработки оптической информации [1]. Запись и считывание оптической информации в монокристаллах BSO и структурах на их основе PROM, ПРИЗ и др. [2, 3] возможны благодаря высокой фоточувствительности в видимой области спектра и значительному электрооптическому (ЭО) эффекту, что и определяет актуальность исследований фотоэлектрических и ЭО свойств таких кристаллов. ЭО свойства монокристаллов BSO исследованы в [4-7] как в поперечной (вектор внешнего электрического поля E перпендикулярен волновому вектору зондирующего светового потока k), так и в продольной ($E \parallel k$) геометриях в предположении стационарного ЭО отклика.

В настоящей работе обнаружен нестационарный ЭО отклик монокристалла BSO в структуре металл—BSO—металл. Предложена модель, объясняющая полученные экспериментальные результаты.

Эксперименты проведены в продольной геометрии с использованием образцов BSO размерами $15 \times 15 \times 1$ мм с плоскостью среза (001). Electroдами служили слои In_2O_3 . Образцы устанавливались между призмными поляризаторами, оси которых были ориентированы параллельно плоскости (100). Однородный световой поток с плотностью мощности 10 мкВт/см^2 создавался с помощью He—Cd лазера ($\lambda = 441.6 \text{ нм}$). Перед каждым измерением образец подготавливался по методике, описанной в [8], после чего подавалось постоянное электрическое напряжение $V = 1000 \text{ В}$ и включалось излучение He—Cd лазера.

Временные зависимости ЭО отклика I/I_0 и фототока J_ϕ/J_T .



При этом с помощью кремниевого фотодиода регистрировалась интенсивность излучения, проходящего через оптическую систему поляризатор—BSO—анализатор (П—BSO—А), а с помощью нагрузочного сопротивления $R = 10^6 \text{ Ом}$ и усилителя У7-1 — фототок, протекающий во внешней цепи.

На рисунке представлены зависимости продольного ЭО отклика I/I_0 (1) и фототока J_ϕ/J_T (2) от времени (I_0 — интенсивность светового потока на выходе анализатора в отсутствие электрического напряжения на монокристалле BSO; J_T — величина тока, протекающего в измерительной цепи в отсутствие излучения He—Cd лазера). Из рисунка видно, что в первоначальный момент времени после включения излучения интенсивность светового потока на выходе системы П—BSO—А составляет величину $0.5I_0$. Затем интенсивность увеличивается с характерным временем 10 с , проходит через максимум, а затем уменьшается с характерным временем 100 с . С поведением ЭО отклика коррелирует и кинетика фототока — при увеличении интенсивности светового потока на выходе оптической системы П—BSO—А фототок уменьшается, а при уменьшении фототок увеличивается с теми же значениями постоянных времени.

Немонотонный характер фототока при фотовозбуждении монокристаллов BSO излучением из сине-зеленой области спектра наблюдался и ранее [8, 9]. При этом уменьшение фототока объяснялось вытеснением электрического поля в прикатодную область, а последующее увеличение фототока возрастанием обмена носителей зарядов между отрицательным электродом и кристаллом. Последний процесс приводит к некоторому увеличению электрического поля в объеме кристалла. Исходя из этого, максимум на кривой релаксации ЭО отклика может быть объяснен в рамках двух моделей.

Первая модель основана на том, что на поверхности монокристалла BSO существуют нарушенные при механической обработке слои, не обладающие ЭО свойствами. При фотовозбуждении кристалла в электрическом поле в начальный момент времени последнее равномерно распределено по кристаллу и его значение определяется величинами толщины и диэлектрических проницаемостей нарушенных слоев и объема кристалла. Величина интенсивности света на выходе анализатора с учетом гиротропии определяется выражением

$$I = I_{\max} \cos^2 \frac{1}{2} \left[\left(\pi \frac{V_g}{V_\pi} \right)^2 + (2\theta l)^2 \right]^{1/2},$$

где I_{\max} — интенсивность светового потока на выходе оптической системы П—BSO—А при

$$\left[\left(\pi \frac{V_g}{V_\pi} \right)^2 + (2\theta l)^2 \right]^{1/2} = 2\pi n, \quad n = 0, 1, \dots,$$

V_g — приложенное к объему кристалла электрическое напряжение, V_π — полуволновое напряжение, $V_\pi = \lambda / 2n_0^2 r_{41}$, n_0 — показатель преломления, λ — длина волны, r_{41} — электрооптический коэффициент, θ — удельное оптическое вращение, l — оптический путь.

Затем происходит вытеснение электрического поля в нарушенные слои и, как следствие, уменьшение величины напряжения, падающего на объеме кристалла. При этом интенсивность света на выходе анализатора увеличивается, а величина фототока уменьшается. Превышение электрического поля в нарушенных слоях некоторой критической величины приводит к ухудшению их «диэлектрических» свойств и возрастанию обмена носителями заряда между электродами и монокристаллом BSO, что сопровождается возрастанием фототока, увеличением электрического поля в объеме кристалла и, как следствие, уменьшением интенсивности света на выходе анализатора.

Теоретическая кривая, рассчитанная в рамках этой модели, представлена на рисунке (кривая 3). Из сравнения теоретической и экспериментальной кривых можно сделать вывод, что в рамках вышеописанной модели характер временной зависимости рассчитанного ЭО отклика существенно отличается от наблюдаемого экспериментально. Таким образом, нестационарный немонотонный характер ЭО отклика в монокристаллах BSO не может быть объяснен существованием на поверхности нарушенных при механической обработке слоев.

Вторая модель не учитывает существования нарушенных слоев, а основана на том, что вследствие влияния гиротропии ЭО отклик в продольной геометрии эксперимента зависит не только от величины приложенного к кристаллу BSO электрического напряжения, но и от распределения электрического поля внутри кристалла.

При фотовозбуждении кристалла BSO у катода формируется область пространственного заряда, ширина которой со временем уменьшается, а электрическое поле в этой области растет [10, 11].

Для упрощения расчетов предположим, что электрическое поле вытесняется в прикатодную гиротропную электрооптическую область фиксированной ширины; его распределение в этой области и в объеме кристалла однородно.

В результате выполненного расчета на основе матричного метода Джонса [12, 13] получено выражение для интенсивности света на выходе оптической системы поляризатор—прикатодный слой (слой 1)—объем кристалла (слой 2)—анализатор

$$I = I_{\max} \left[\left(\cos \frac{\delta_1}{2} \cos \frac{\delta_2}{2} - \frac{\rho_1 \rho_2 + 4\theta_1 \theta_2}{\delta_1 \delta_2} \sin \frac{\delta_1}{2} \sin \frac{\delta_2}{2} \right)^2 + \left(\frac{2\theta_2 \rho_1 - 2\theta_1 \rho_2}{\delta_1 \delta_2} \right)^2 \sin^2 \frac{\delta_1}{2} \sin^2 \frac{\delta_2}{2} \right],$$

где $\delta_1 = [\rho_1^2 + (2\theta_1)^2]^{1/2}$; $\delta_2 = [\rho_2^2 + (2\theta_2)^2]^{1/2}$; ρ_1, ρ_2 — линейные разности фаз за счет электрооптического эффекта: $\rho_1 = \pi (V_1/V_\pi)$, $\rho_2 = \pi (V_2/V_\pi)$; V_1, V_2 — величины электрических напряжений на слоях, $V_1 + V_2 = V$; $\theta_1 = \theta l_1$; $\theta_2 = \theta l_2$; θ — удельное оптическое вращение плоскости поляризации света в кристалле; l_1, l_2 — толщины 1 и 2 слоев.

На рисунке представлены расчетные кривые 4, 5 для двух толщин прикатодного слоя: $l = 130$ и 220 мкм соответственно. Величина электрического напряжения V_2 , падающего на объеме кристалла в каждый момент времени, была рассчитана из кинетики фототока с учетом предположения, что в начальный момент времени электрическое поле распределено по объему кристалла однородно $E = V/l$, а уменьшение и увеличение тока обусловлено перераспределением электрических полей между слоями 1 и 2.

Вторая модель в отличие от первой качественно объясняет экспериментальные результаты. Количественные несовпадения, по-видимому, связаны с уменьшением со временем ширины прикатодного слоя, а также возможным влиянием нарушенного слоя.

В предположении однородного распределения электрического поля в кристалле в отсутствие освещения по величине электрооптического отклика в начальный момент времени после включения излучения He—Cd лазера можно рассчитать электрооптические константы: $V_{\pi} = 2500$ В, $r_{41} = (4.2 \pm 0.1)$ пм/В для $n_0 = 2.76$ при $\lambda = 441.6$ нм [14]. Расчетное значение r_{41} хорошо согласуется с полученным в работе [7].

Кроме того, необходимо отметить, что нестационарный ЭО отклик наблюдается также и в монокристаллах $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, поведение которого практически не отличается от поведения ЭО отклика в монокристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Литература

- [1] *Huignard J. P.* J. Non Crystalline Solids, 1982, v. 47, N 2, p. 201—208.
- [2] *Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В.* Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 270 с.
- [3] *Васильев А. А., Касасент Д., Компанец И. Н., Парфенов А. В.* Пространственные модуляторы света. М.: Радио и связь, 1987. 320 с.
- [4] *Куцаенко В. В., Потапов В. Т., Горчаков В. Р.* ФТТ, 1986, т. 28, № 6, с. 1778—1782.
- [5] *Pellat-Finet P.* Opt. Commun., 1984, v. 50, N 5, p. 275—280.
- [6] *Henry M., Mallick S., Rowede D. J.* Appl. Phys., 1986, v. 59, N 8, p. 2650—2654.
- [7] *Чмырев В. И., Скориков В. М.* Изв. АН СССР, 1983, т. 19, № 9, с. 259—264.
- [8] *Кацагев Н. И., Леонов Е. И., Шадрин Е. Б., Щербаков А. Г.* ЖТФ, 1984, т. 54, № 3, с. 589—594.
- [9] *Захаров И. С., Петухов П. А.* Изв. вузов. Физика, 1983, № 12, с. 101—102.
- [10] *Астратов В. Н., Ильинский А. В.* ФТТ, 1982, т. 24, № 1, с. 108—115.
- [11] *Брыксин В. В., Коровин Л. И., Марахонов В. И.* ЖТФ, 1983, т. 53, № 6, с. 1133—1138.
- [12] *Buhrer C. F., Ho L., Zucker J.* Appl. Optics, 1964, v. 3, N 4, p. 517—521.
- [13] *Джеррард А., Берч Дж. М.* Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978.
- [14] *Aldrich R. E., Hou S. L., Harvill M. L.* J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 493—494.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
7 декабря 1987 г.

УДК 537.523

Журнал технической физики, т. 58, в. 11, 1988

О МЕХАНИЗМЕ ВОСПРОИЗВОДСТВА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КАТОДНОМ СЛОЕ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

В. А. Битюрин, А. А. Куликовский

Принято считать, что основным механизмом поддержания тока в самостоятельном разряде служит процесс выбивания электродов с поверхности катода ионами (вторичная электронная эмиссия) с последующим размножением электронов при их пролете через катодный слой.

Классическое условие стационарности разряда [1] имеет вид

$$\gamma \exp \left\{ \int_0^{l_D} \alpha dx \right\} = 1, \tag{1}$$

где γ — коэффициент вторичной эмиссии, α — таунсендовский коэффициент ионизации, l_D — толщина слоя объемного заряда (дебаевского слоя) на катоде. Умножив (1) на n_0 (концентрацию заряженных частиц в квазинейтральной призме), это равенство естественно интерпретировать следующим образом: γn_0 электронов, выбитых n_0 ионами с поверхности катода, при пролете через дебаевский слой должно размножиться в описываемое экспоненциальным множителем число раз, чтобы в квазинейтральной области поддерживалась их концентрация n_0 .

В этих рассуждениях вторичная эмиссия играет центральную роль поставщика «затравочных» электронов. Целью настоящей работы является демонстрация другого механизма воспроизводства зарядов в дебаевском слое, который при определенных условиях может оказаться более эффективным, чем классический.