

05; 06

© 1990 г.

ЭВОЛЮЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В СИЛИКАТЕ ВИСМУТА ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ

А. В. Ильинский, М. Б. Мельников, А. Б. Куценко

Проведен расчет эволюции электрического поля в высокоомном полупроводнике в условиях локального фотовозбуждения однородно поглощаемым светом (засветка кристалла узкой одиночной полоской). Полученное двумерное распределение поля пересчитано в распределение интенсивности света в интерференционной картине, возникающей при просвечивании кристалла в перпендикулярном полю направлению нефотоактивным поляризованным светом. Результаты расчета сопоставлены с интерференционной картиной, экспериментально полученной на кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Рассчитана и сопоставлена с измерениями релаксация фототока при локальном возбуждении.

Введение

После появления пространственно-временных модуляторов света на основе высокоомных фоторефрактивных кристаллов [1, 2] были предприняты попытки описания их работы во всей совокупности процессов, протекающих в модуляторе при записи информации [3-5]. Эти попытки натолкнулись, однако, на сложность решения нелинейных систем дифференциальных уравнений с тремя независимыми переменными. Выбор упрощающих предположений оптимальным образом был затруднен еще недостаточно развитыми представлениями о фотопереносе в используемых высокоомных кристаллах. Тем не менее цитированные работы стимулировали изучение фотопереноса и эволюции поля в широкозонных полупроводниках в более простых условиях однородного по плоскости электрода возбуждения (в геометрии плоского конденсатора) [6-9], что позволило выявить основные механизмы фотопереноса и выработать представления, которыми следует пользоваться при описании экранирования поля в изучаемых материалах.

Пользуясь достигнутым к настоящему времени пониманием, в предлагаемой работе мы рассмотрим фотоперенос заряда и эволюцию поля в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ в случае неоднородного по плоскости электрода фотовозбуждения («световой нож», т. е. запись узкой одиночной полоски). Приведем аналитические формулы, описывающие поведение поля в прианодной области на начальной стадии экранирования. Приведем также результаты численного расчета возникающего в образце двумерного распределения поля. Справедливость предлагаемого описания доказывается приемлемым соответствием результатов эксперимента и расчета. При этом в эксперименте измерялось двумерное распределение интенсивности поляризованного света, который зондировал образец в направлении, перпендикулярном полю, и создавал интерференционную картину вследствие поперечного электрооптического эффекта; результаты численного расчета распределения поля были преобразованы по правилам электрооптики в распределение интенсивности света в интерференционной картине.

Изучаемый объект и схема эксперимента

Высокоомный полупроводник $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ находится между двумя электродами, причем между катодом и кристаллом помещена тонкая диэлектрическая прослойка, исключаяющая инжекцию электронов в образец. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Размеры структуры по осям z , x и y следующие: $d=4$ мм,

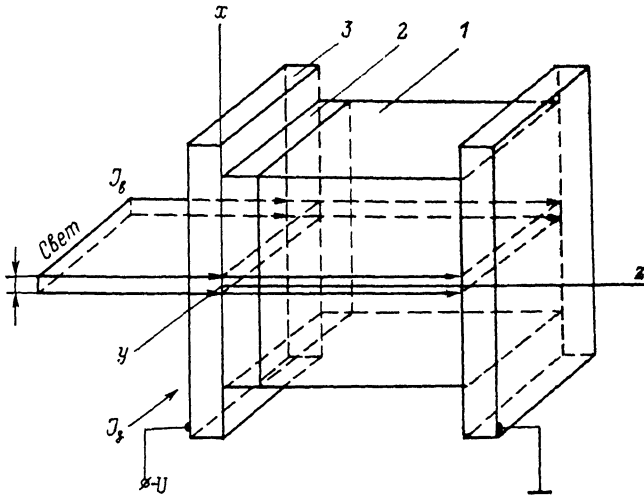


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — кристалл $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, 2 — лавсановая прослойка, 3 — электроды. J_1 — возбуждающий свет (одиночная полоска света), J_2 — зондирующий свет.

$h_x=12$ мм, $h_y=22$ мм соответственно. Ориентация образца относительно кристаллографических осей: $x \parallel [1\bar{1}0]$, $y \parallel [110]$, $z \parallel [001]$. Толщина лавсановой прослойки $d_n=0.01$ мм. Катод изготовлен в виде стеклянной пластинки с нанесенным на нее прозрачным слоем SnO_2 . Анод представляет собой набор тонких (1 мм), ориентированных вдоль оси y полосок металлической фольги на стеклотекстолитовой основе с вытравленными между ними непроводящими промежутками (шириной 0.1 мм); такая конструкция позволяет измерять локальную (по координате x) плотность тока путем подключения запоминающего осциллографа к соответствующей полоске фольги.

Сквозь прозрачный катод кристалл облучается фотоактивным светом ($\lambda=530-580$ нм), сформированным длиннофокусной цилиндрической линзой в виде узкой полоски шириной $2x_T=1$ мм, ориентированной вдоль оси y . Также вдоль оси y кристалл просвечивается линейно поляризованным нефотоактивным ($\lambda_s=650$ нм) зондирующим светом малой интенсивности J_s . После прохождения кристалла и анализатора зондирующий свет попадает на вход камеры видеоконтрольного устройства. Возникающая в момент времени t в плоскости анализатора за счет электрооптического эффекта интерференционная картина несет информацию о распределении поля $E(z, x, t)$ в образце.

Для характеристики образца определялись следующие два параметра. Максвелловское время релаксации при нашем уровне облучения $\tau_M=0.2$ с. Исползованные для определения τ_M экспериментальные результаты приведены на

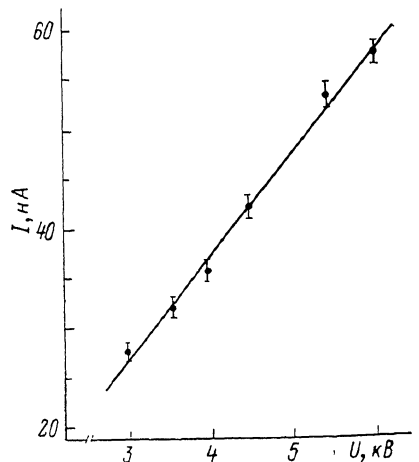


Рис. 2. Зависимость величины фототока I на центральном электроде в начальный момент времени от приложенного к структуре напряжения U .

рис. 2. Из него видно, что связь величин начального значения фототока и приложенного напряжения линейна, это позволяет применить методику определения τ_M , описанную в [10]. Длина дрейфа электронов в единичном поле $\mu\tau = 0.42 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{В}$ (μ — подвижность, τ — время жизни свободных электронов). Этот параметр определялся в условиях однородного фотовозбуждения образца по электрооптической методике, описанной в [7]. Значения приведенных параметров нужны для выполнения численного расчета и сопоставления его с экспериментом.

Измерения при локальном фотовозбуждении образца проводились после выполнения следующих предварительных операций. Кристалл однородно засвечивался зеленым ($\lambda = 530\text{—}580 \text{ нм}$) светом при закороченных электродах в течение 90 с, затем выдерживался в темноте 90 с. Согласно [6], это приводит к од-

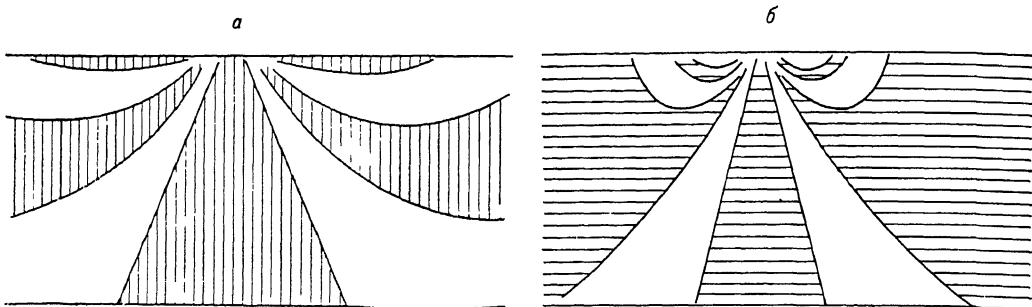


Рис. 3. Интерференционная картина, полученная в плоскости анализатора в зондирующем поляризованном свете через время t после начала локального фотовозбуждения кристалла.

a — результат эксперимента: $t=8 \text{ с}$, $U=5.5 \text{ кВ}$, $d=4 \text{ мм}$, $d_g=0.01 \text{ мм}$, $\varepsilon/\varepsilon_g=24$; b — результат расчета: $t=40 \tau_M$, $d=7.47 l_0$, $b=0.45 l_0$.

нородному заполнению электронами глубоких ловушек ($\mathcal{E}=1.5\text{—}2.0 \text{ эВ}$) и последующему полному опустошению мелких ($\mathcal{E}=0.3\text{—}0.7 \text{ эВ}$). Затем к структуре прикладывалось напряжение и образец засвечивался зеленым «световым ножом».

Результаты измерений

По прошествии времени после начала фотовозбуждения измерялось распределение интенсивности зондирующего света $J_z(z, x, t)$ на выходе системы поляризатор—кристалл—анализатор. Результаты фиксировались в виде фотографий интерференционных картин, возникающих в плоскости анализатора в момент t . Измерения проводились для ряда значений напряжений U . Наиболее богатая картина приведена на рис. 3, a . Из него видно, что интерференционные полосы здесь не прямые, как это было при однородном фотовозбуждении [6, 8], а представляют собой зеркально-симметричные области с плавно изогнутыми границами, сбегающиеся к прикатодной части генерационной полосы (область малых z и малых x) и расплывающиеся к аноду по оси z и к периферии по оси x . Отсюда сразу можно сделать вывод о том, что наибольшие поля и градиенты величины поля сосредоточены именно в прикатодной области, но одновременно локальное фотовозбуждение приводит к заметному перераспределению поля и в тех частях кристалла, которые достаточно удалены от засвечиваемой области. Что касается количественного описания наблюдаемой картины и детального понимания того, с какими изменениями составляющих первоначально однородного (и однонаправленного $E|_{t=0} = E_z|_{t=0}$) поля связана ее эволюция, то эта задача решена с помощью численного расчета, методика и результаты которого описаны ниже.

Кроме того, измерялись еще две зависимости для фототока: зависимость начального значения фототока $I(x, 0)$ от расстояния между соответствующей полоской анода и центром полосы фотовозбуждения (рис. 4), оказавшаяся монотонно спадающей, и временная зависимость фототока $I(0, t)$ на центральной электроде (т. е. в полосе генерации) при различных напряжениях на структуре (рис. 5), которая также оказалась монотонно спадающей, но несколько по-раз-

ному при различных напряжениях. Поскольку величина и характер релаксации фототока связаны с эволюцией поля в кристалле, то для обсуждения этих зависимостей будут привлечены необходимые результаты того же расчета.

Система уравнений

Система уравнений, хорошо описывающая [3, 6, 8] процессы фотопереноса в силленитах в условиях однородного фотовозбуждения и учитывающая фотогенерацию электронов с примесных центров, их дрейф, диффузию и обратный захват, имеет вид

$$\frac{\partial p_A}{\partial t} = g - \frac{n}{\tau}, \quad (1a)$$

$$\rho = e(p_A - n), \quad (1б)$$

$$\Delta\varphi = -\rho/\epsilon\epsilon_0, \quad (1в)$$

$$\mathbf{j} = -e\mu n\nabla\varphi + eD\nabla n, \quad (1г)$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{j}. \quad (1д)$$

Здесь ϵ и ϵ_0 — диэлектрические проницаемости кристалла и вакуума; n , p_A — концентрации свободных электронов и лока-

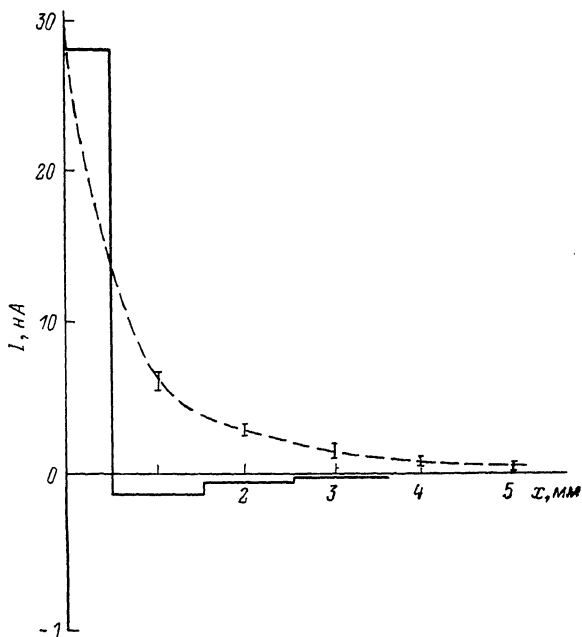


Рис. 4. Зависимость начального значения фототока $I(x, 0)$ от расстояния x между электродом, на котором он измеряется, и центром полосы генерации.

Крестики — результаты измерений, сплошные линии — результат расчета.

лизированных на примесных центрах дырок; ρ — плотность объемного заряда; φ — потенциал; e , μ , τ — заряд, подвижность и время жизни электрона в зоне проводимости; j — плотность тока; g — темп фотогенерации носителей.

В нашей задаче граничные условия

$$n(b, x, t) = 0, \quad (2a)$$

$$\varphi(0, x, t) = -U, \quad (2б)$$

$$\varphi(L, x, t) = 0, \quad (2в)$$

где $L = b + d$ — полная приведенная толщина структуры; $b = (\epsilon/\epsilon_x)d_x$, ϵ_x и d_x — диэлектрическая проницаемость и толщина диэлектрической прослойки.

С учетом предварительных операций (см. выше) начальное условие

$$\rho(z, x, 0) = 0. \quad (3)$$

Здесь (2a) означает отсутствие инжекции электронов; (2б), (2в) — заданную разность потенциалов на обкладках структуры; (3) — однородность первоначального поля.

Остановимся на приближениях, которые не обсуждались, когда речь шла об одномерном фотопереносе (однородной по плоскости генерации).

При локальном возбуждении генерация происходит лишь в тонком слое толщиной $2x_T$; для аналитического рассмотрения будем считать, что $g(x) = g_0 = \delta(x)$. Внешнее поле, как и в одномерном случае, приведет к отводу электронов из прикатодной области и образованию в ней положительного заряда. Этот заряд создаст x -компоненту внутреннего поля, направленную от плоскости генерации к периферии, таким образом, это поле будет поддерживать ситуацию, когда

свободные электроны, рождающиеся только в плоскости генерации, лишь по ней и могут перемещаться. Поскольку ширина этой области достаточно мала и распределение заряда по ее поперечному сечению для нас не существенно, то x -составляющей дрейфового тока, способной повлиять на это распределение, можно пренебречь.

Легко показать, что при больших напряжениях и комнатных температурах, когда выполнено условие $E \gg E_D = \sqrt{(kT)/(e\mu\tau)}$ ($E_D \sim 10^4$ В/м для силленитов, в то время как характерные величины поля в нашей задаче $\sim 10^6$ В/м),

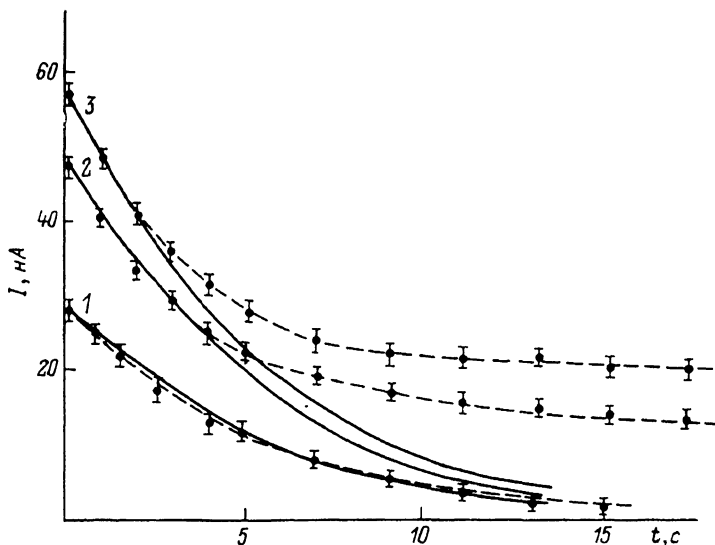


Рис. 5. Релаксация фототока на центральном электроде.

Крестики — эксперимент, сплошные линии — расчет.

можно пренебречь также z -составляющей диффузионного тока по сравнению с дрейфовым. Тогда уравнение (1г) упрощается до

$$\begin{aligned} j_x &= e\mu n E_x, \\ j_x &= eD \frac{\partial n}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1г')$$

С учетом $\tau \ll \tau_m$ (что справедливо для силленитов, $\tau \sim 10^{-4}$ с [11]) система (1) сведется к системе

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = e \left(g - \frac{n}{\tau} \right), \quad (4a)$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{D\tau}{l} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{l} + \frac{g\tau}{l}, \quad (4б)$$

$$\Delta\varphi = -\rho/\epsilon\epsilon_0, \quad (4в)$$

где $l(z, t) = \mu\tau E_x(z, t)$.

Теперь оценим роль диффузионной составляющей поперечного тока в самых благоприятных для ее проявления условиях. На начальной стадии экранирования, пока внутренние поля малы по сравнению с внешним полем $E_0 = U/(b+d)$ и можно считать, что $l = l_0 = \mu\tau E_0$, уравнение (4б) по форме представляет собой уравнение теплопроводности, в которое вместо времени входит координата z . Его решение с условием (2а) находится методом Фурье и выглядит следующим образом:

$$n(z, x) = \frac{1}{2\pi} \frac{g_s\tau}{l_0} \int_0^\infty dk \frac{\cos kz [1 - \exp(-(a^2k^2 + l_0^{-1})z)]}{a^2k^2 + l_0^{-1}}, \quad (5)$$

где $a = \sqrt{(D\tau)/l_0}$. При $z \gg l_0$ (5) сводится к

$$n(z, x) = \frac{1}{2} \frac{g_s \tau}{\sqrt{D\tau}} e^{-\frac{x}{\sqrt{D\tau}}}. \quad (5')$$

Таким образом, характерное расстояние, на которое могут удаляться носители от плоскости генерации за счет поперечной диффузии, не превышает диффузионной длины $l_D = \sqrt{D\tau}$. В силленитах $\mu \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\tau \sim 10^{-4} \text{ с}$ [11], тогда $l_D \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Поскольку нам нужна точность $\sim 0.1 \text{ мм}$, то поперечной составляющей диффузионного тока мы также можем пренебречь и (4б) сведется к

$$\frac{\partial n}{\partial z} + \frac{n}{l} - \frac{g\tau}{l} = 0 \Big|_{x=0}, \quad n = 0 \Big|_{x \neq 0}. \quad (4б')$$

Таким образом, после сделанных приближений мы имеем систему (4а), (4б'), (4в).

Решение системы уравнений

На начальной стадии эволюции поля возможно аналитическое решение. Система (4а, б', в) отличается от рассмотренной в [2, 3, 6, 8] лишь двумерностью уравнения Пуассона (4в). На начальной стадии, когда поле еще слабо отличается от однородного и в уравнении (4б') можно считать $l = l_0$, справедливо следующее решение для n :

$$n(z, x) = g_s \tau \delta(x) (1 - e^{-z/l_0}). \quad (6)$$

Решение уравнения (4в) для потенциала имеет вид

$$\varphi(z, x, t) = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} \iint dx_0 dz_0 G(z, x, z_0, x_0) \rho(z_0, x_0, t) + \varphi^{\text{bound}}(z, x), \quad (7)$$

где $G(z, x, z_0, x_0)$ — функция Грина для полосы $0 \leq z \leq L$, найденная путем конформного отображения полосы на полуплоскость с последующим применением метода зеркального отражения,

$$G(z, x, z_0, x_0) = -\frac{1}{4\pi} \ln \frac{(z - z_0)^2 + (\bar{x} - \bar{x}_0)^2}{(z + z_0)^2 + (\bar{x} - \bar{x}_0)^2}, \quad (8)$$

где $z = \text{Im th}[(\pi/2L)(z + ix)]$, $\bar{x} = \text{Re th}[(\pi/2L)(z + ix)]$.

Выражения для поля в произвольной точке кристалла, полученные дифференцированием (7), весьма громоздки и ненаглядны, приводить их в раскрытом виде мы не будем. Формулу (7) используем при получении общего решения численными методами. Здесь выпишем лишь вытекающие из (7) выражения, приближенно описывающие начальную стадию эволюции продольной составляющей поля в прианодной области в «толстом» ($d \gg l_0$, b) кристалле в двух предельных случаях: совсем близко и очень далеко от полосы генерации по оси x . Они наглядны и позволяют оценить характерные времена эволюции поля в случае локального фотовозбуждения

$$E_z(z, x, t) \Big|_{z \rightarrow L, t \rightarrow 0} = -E_0 \left[1 - \pi \frac{t}{\tau_M} x_{\Gamma} \frac{l_0 + 2b}{L^2} \frac{1}{\left[2 + \left(\frac{\pi x}{2L} \right)^2 \right]^2} \right] \text{ при } x \ll L,$$

$$E_x(z, x, t) \Big|_{z \rightarrow L, t \rightarrow 0} = -E_0 \left[1 - \pi \frac{t}{\tau_M} x_{\Gamma} \frac{l_0 + 2b}{L^2} e^{-\frac{\pi x}{L}} \right] \text{ при } x \gg L.$$

Отсюда видно, что характерное время эволюции в полосе генерации

$$t_{\text{хар}} \sim \tau_M \frac{L^2}{x_{\Gamma} (l_0 + 2b)} \quad (9)$$

и оно растет с удалением от этой полосы по координате x : рядом с полосой медленно (квадратично), а с удалением от нее все быстрее (на большом удалении экспоненциально). Отметим, что поскольку в толстом кристалле в прианодной области величина тока смещения много меньше дрейфового тока, а концентрация

электронов в процессе эволюции практически остается неизменной, то ток пропорционален величине прианодного поля, и поэтому характерное время эволюции поля совпадает с временем релаксации фототока. Последнее экспериментально определяется как точка пересечения касательной к графику $I(t)|_{t=0}$ с осью абсцисс. В приведенных на рис. 5 случаях получим $t_{\text{хар}} = 7.0, 6.6, 6.2$ для $U = 3$ (1), 5.5 (2) и 6.5 кВ (3) соответственно. Оценив теперь $t_{\text{хар}}$ по (9) для соответствующих приложенным напряжениям значений l_0 (0.30, 0.55, 0.65 мм), убедимся в том, что оценки дают величины (9.3, 7.0, 6.4 с), близкие к экспериментально наблюдаемым, что подтверждает целесообразность проведения в рамках выбранной модели точных расчетов.

Общее решение системы. Общее аналитическое решение даже упрощенной системы получить не удастся. Поэтому воспользуемся численными

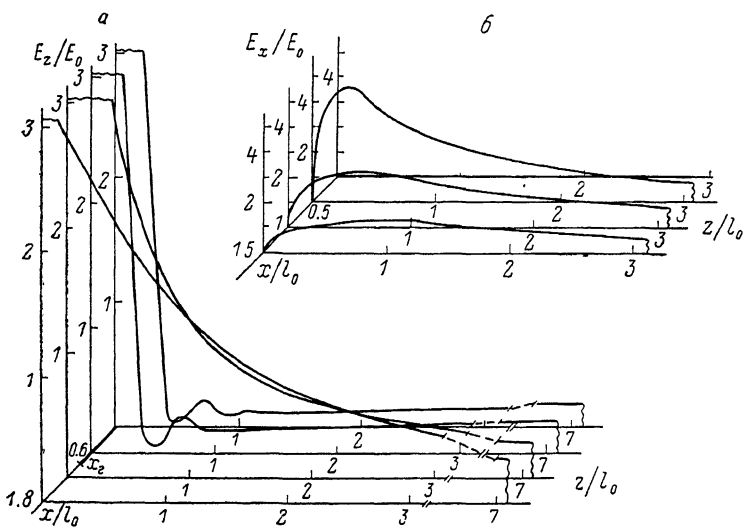


Рис. 6. Рассчитанное распределение поля в прикатодной области кристалла в момент $t = 40 \tau_M$ (8 с) для четырех расстояний от центра полосы генерации $x=0, 0.6, 1.2, 1.8 l_0$.

a — продольная составляющая поля E_z , *b* — поперечная составляющая поля E_x .

методами. Введем на плоскости XOZ сетку с шагами Δz и Δx , $l_D \ll \Delta z$, $\Delta x \ll l_0$. Время от начала освещения до рассматриваемого момента времени t разобьем на интервалы длительностью Δt , $\tau \ll \Delta t \ll \tau_M$. Как и в одномерном случае, на каждом временном шаге будем считать, что перенос носителей по оси z происходит в стационарном поле. Переносом по оси x пренебрежем. Процедура нахождения плотности объемного заряда описана в [8]; потенциал в точке $z_m = m\Delta z$, $x_k = k \cdot \Delta x$ находится в соответствии с (7)

$$\varphi_{mk} = \frac{\Delta z \Delta x}{\epsilon \epsilon_0} \sum_{m_0 \neq m} \sum_{k_0 \neq k} \rho_{m_0 k_0} G_{m k m_0 k_0} + \varphi_m^{\text{bound}} + \varphi_{mk}^{\text{self}}. \quad (10)$$

Здесь

$$G_{m k m_0 k_0} = G(z_m, x_k, z_{m_0}, x_{k_0}),$$

$$\varphi_m^{\text{bound}} = \varphi^{\text{bound}}(z_m),$$

$$\varphi_{mk}^{\text{self}} = -\rho_{mk} \frac{\Delta x \Delta z}{\pi \epsilon \epsilon_0} \left\{ \ln(\zeta^2 + \chi^2) - 3 + \frac{\chi}{\zeta} \arctg \frac{\zeta}{\chi} + \frac{\zeta}{\chi} \arctg \frac{\chi}{\zeta} + \right.$$

$$+ 2 \left\{ \frac{\theta}{\chi} \ln \frac{(\theta + \chi)^2 + \zeta^2}{(\theta - \chi)^2 + \zeta^2} + \ln [(\chi^2 + \zeta^2 + \theta^2)^2 - 4\chi^2 \theta^2] - 6 + \right.$$

$$+ \frac{\zeta}{\chi} \left[\arctg \frac{\theta + \chi}{\zeta} - \arctg \frac{\theta - \chi}{\zeta} \right] + \frac{1}{\zeta \chi} \left[(\theta + \chi)^2 \arctg \frac{\zeta}{\theta + \chi} - \right.$$

$$\left. \left. - (\theta - \chi)^2 \arctg \frac{\zeta}{\theta - \chi} \right] \right\},$$

где $\zeta = (\Delta z) / (ch^2 z_m)$; $\chi = (\Delta x) / (ch^2 x_k)$; $\Theta = 2th x_k$; φ_{mk}^{self} описывает потенциал, создаваемый в точке (z_m, x_k) зарядом ρ_{mk} .

Отметим, что на первом временном шаге используется начальное условие в виде $\rho_{m,k_0} = 0$. Новые поля определяются из (10) численным дифференцированием. Подобную процедуру повторяют такое количество N раз, чтобы $N\Delta t$ стало $\geq t$, где t — момент времени, для которого требуется найти распределение поля в кристалле. Некоторые результаты расчета приведены на рис. 6. Из рис. 6, а видно, что поле (продольная составляющая) в кристалле со временем вытесняется в прикатодную область, причем это вытеснение выражено тем сильнее, чем ближе к плоскости фотогенерации мы находимся. Из рис. 6, б видно, что в кристалле появляется поперечная составляющая поля, причем она наиболее сильна на границе полосы фотогенерации и незасвеченной области. Кроме того, на рис. 6, а видна одна особенность распределения продольной составляющей поля, возникающая в рассматриваемом случае, — пространственные осцилляции поля при отсутствии гетерозаряда в объеме. Этот эффект обусловлен исключительно соотношением размеров структуры и ширины полосы генерации и невозможен при однородном по плоскости XOY возбуждении образца.

Поскольку экспериментально наблюдается не распределение поля в кристалле, а лишь интерференционная картина в поляризованном свете, то результаты расчета распределения поля необходимо преобразовать к виду, сопоставимому с ней.

Построение интерференционной картины по распределению поля в кристалле

Построить такую картину — значит найти распределение интенсивности $J_s(z, x)$ зондирующего света, прошедшего в направлении $y \parallel [110]$ систему поляризатор—кристалл—анализатор при известной ориентации образца и распределении в нем поля $E(z, x)$. Для этого были [12] найдены компоненты электрического поля E_1, E_2, E_3 в кристаллофизической системе координат; вычислены компоненты тензора-добавки $\xi_{nm} = r_{nmp} E_p$ к тензору диэлектрической непроницаемости (r_{nmp} — тензор электрооптических коэффициентов); пересчитаны компоненты этого тензора в специальной системе координат X_1, X_2, X_3 (ось X_3 совпадает с осью y — направлением распределения зондирующего света) $\xi'_{p'q'} = c_{p'n} c_{q'm} \xi_{nm}$, $c_{p'n}$ — косинусы углов между соответствующими осями кристаллографической и специальной систем координат; вычислена вызванная искусственным двулучепреломлением разность фаз $\Gamma = (2\pi/\lambda_s) n_0^3 r_{hy} \sqrt{E_x^2 + (E_y^2/4)}$. С учетом оптической активности силленитов [13] полная разность фаз, набранная на всем пути через кристалл, $\Delta = \sqrt{\Gamma^2 + (2\rho_1 h_y)^2}$ ($\rho_1 = 22$ град/мм для света с длиной волны 633 нм [14]).

Искомое распределение — отношение интенсивности зондирующего света на выходе и на входе системы поляризатор—кристалл—анализатор определяется для случая, когда анализатор и поляризатор установлены параллельно друг другу и под углом $\pi/4$ к кристаллографической оси $[110]$, как

$$\frac{J_s(z, x)}{J_{s0}} = \sin^2 \frac{\Delta(z, x)}{2}.$$

Таким образом, по рассчитанному распределению поля $E(z, x)$ в момент времени t была построена интерференционная картина (рис. 3, б). Заметим, что в отличие от случая однородного (по XOY) возбуждения обратная процедура невозможна, т. е. по интерференционной картине распределение поля $E(z, x)$ не восстанавливается.

Сопоставление результатов эксперимента с расчетом

На рис. 3, а, б приведены соответственно экспериментальная и рассчитанная интерференционные картины для $U = 5.5$ кВ. Видно, что обе они симметричны, интерференционные полосы имеют одинаковое направление выпуклости к аноду,

один и тот же «фокус» — прикатодную область генерационной полосы и расширяются с удалением от него. Отметим, что совпадают и характерные расстояния между полосами и время появления определенного количества полос (напомним, что длина дрейфа $l_0 = 0.55$ мм и $\tau_M = 0.2$ с определены независимо от обсуждаемого эксперимента). Однако экспериментально наблюдаемая картина все же несколько шире расчетной. Имеющееся несоответствие можно объяснить наличием вне полосы возбуждения некоторой дополнительной генерации, которая расширяет интерференционную картину, поскольку вызывает перераспределение заряда и вне узкой генерационной полосы. Это, по-видимому, в основном фотогенерация, вызванная рассеянием «светового ножа» и диффузным отражением света от металлизированного анода; возможен и вклад термической или полевой ионизации мелких примесей.

Сравним теперь экспериментальные и расчетные результаты для двух групп токовых измерений. Как видно из рис. 4, для зависимости $I(x, 0)$ модель предсказывает большой ток на центральном электроде и противоположный по направлению и существенно меньший по величине ток вне полосы генерации. Качественно это понятно, если учесть, что на центральном аноде ток представляет собой сумму токов дрейфа и смещения, причем первый направлен по полю, а второй, пропорциональный $(\partial E)/(\partial t)$, существенно меньше по величине и направлен против поля, поскольку из-за накопления заряда в прикатодной области $|E|$ на аноде убывает со временем (рис. 6, а). На нецентральных полосках анода, т. е. вне генерационной полосы, ток дрейфа отсутствует, весь ток в модели представляет собой ток смещения и, таким образом, противоположен току на центральном аноде. В эксперименте, однако, на всех расстояниях от генерационной полосы наблюдается ток, сонаправленный с полем. Этот факт, как и вид интерференционной картины, указывает, что по всему объему кристалла происходит фоновая генерация носителей, порождающая повсеместно дрейфовый ток.

Вторая группа измерений — релаксация фототока в плоскости генерации (рис. 5). Здесь имеется хорошее соответствие расчета с экспериментом для небольших напряжений ($U \leq 4$ кВ). При повышении U появляется рассогласование, причем оно наступает на тем более ранней стадии, чем больше приложенное к структуре напряжение. Вероятно, это связано с тем, что при высоких напряжениях в прикатодной области кристалла через некоторое время после начала облучения поле становится настолько большим, что начинается инжекция электронов в образец [15] и граничное условие (2а) перестает соответствовать действительности.

Таким образом, для высокоомного фотопроводника $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, к которому приложено напряжение в геометрии плоского конденсатора, выполнен расчет эволюции поля и кинетики фототока в условиях локального фотовозбуждения образца. Расчет выполнен на основе модели, выработанной ранее в результате изучения экранирования поля в фоторефрактивных кристаллах силленитов при однородном фотовозбуждении. Показано, что модель и при локальном фотовозбуждении образца удовлетворительно описывает перераспределение поля, которое становится в этом случае двухкомпонентным. Этот вывод основан на приемлемом соответствии вида интерференционных картин и токовых зависимостей, полученных экспериментально и в результате численного расчета. Некоторые количественные отличия между расчетными и экспериментальными данными могут быть, по-видимому, устранены технически трудно выполнимым (из-за резкого возрастания необходимого машинного времени) учетом имеющейся вне области фотовозбуждения дополнительной генерации.

Список литературы

- [1] Lipson S. G., Nisenson P. // Appl. Optics. 1974. Vol. 13. P. 2052—2060.
- [2] Петров М. П., Шлягин М. Г., Маразонов В. И. и др. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 7. С. 1311—1314.
- [3] Брыжгин В. В., Коровин Л. И., Петров М. П., Хоменко А. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 1. С. 149—156.
- [4] Бутусов М. М., Дун А. Э., Меркин С. Ю., Тухватулин Р. Ш. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 1. С. 111—116.

- [5] Брыксин В. В., Коровин Л. И., Маразонов В. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 16. С. 1011—1015.
- [6] Брыксин В. В., Коровин Л. И., Маразонов В. И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 6. С. 1133—1138.
- [7] Камшиллин А. А., Мокрушина Е. В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 4. С. 178—180.
- [8] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А., Мельников М. Б. // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 9. С. 2755—2758. Там же. Вып. 10. С. 2163—2168.
- [9] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Фурман А. С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 14. С. 1330—1335.
- [10] Константинов О. В., Мезрин О. А., Кацавец Н. И., Леонов Е. И. // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 12. С. 3648—3654.
- [11] Hou S. L., Laufer R. B., Aldrich R. E. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 6. P. 2652—2658.
- [12] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. // Основы кристаллофизики. М., Наука, 1979. 639 с.
- [13] Сонин А. С., Василевская А. С. // Электрооптические кристаллы. М.: Атомиздат, 1971. 328 с.
- [14] Влох О. Г., Царик А. В. // УФЖ. 1977. Т. 22. № 6. С. 1032—1035.
- [15] Брыксин В. В., Коровин Л. И. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 11. С. 3415—3424.

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

Поступило в Редакцию
16 декабря 1989 г.
В окончательной редакции
28 июня 1990 г.