

05:07

Нелинейная динамика пространственного заряда в фоторефрактивном кристалле при импульсной фотоинжекции

© Ю.И. Кузьмин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 11 марта 1998 г.)

Получено решение задачи о нелинейной релаксации заряда, образующегося в фотопроводящем материале при поглощении светового импульса. Рассчитаны профили распределения избыточных носителей и плотности фотоиндуцированного заряда в различных режимах транспорта. Рассмотрено влияние контактных явлений на динамику пространственного заряда и получены решения для граничных условий, соответствующих блокирующему контакту с освещаемым электродом и оптическому пробую контакта. Исследована эволюция интегрального импульсного отклика при поперечной электрооптической модуляции. Полученные результаты пригодны для анализа двух геометрических схем записи для ввода информации в пространственно-временной модулятор света при произвольном поглощении и для записи голографической решетки в пределе малых коэффициентов поглощения.

Введение

Исследование нелинейных процессов релаксации пространственного заряда в фоторефрактивных материалах является актуальным по двум основным причинам. Во-первых, фоторефрактивные материалы открывают новые перспективы для создания активных элементов в системах оптической обработки и хранения информации (включая голографическую память) [1–5]. Во-вторых, процессы фотоинжекции и переноса неравновесных фотоиндуцированных зарядов в этих материалах приводят к возникновению фоторефрактивных волн, представляющих самостоятельный научный интерес [6–12].

В настоящей работе получено решение двумерной нестационарной задачи о нелинейной релаксации пространственного заряда, образующегося в фоторефрактивном кристалле при импульсном воздействии света. Подробно проанализирован вариант, соответствующий записи информации в пространственно-временном модуляторе света [1,12,13]. В то же время полученные результаты пригодны и для анализа импульсной записи голографических решеток [1,5,14] в пределе малых коэффициентов поглощения. Различие между этими вариантами определяется видом функции пространственной модуляции фотогенерации в соответствии со схемой записи информации в оптической памяти. Для варианта пространственно-временного модулятора света рассмотрен случай произвольного коэффициента поглощения. Учтено также истощение примесных центров при фотогенерации. Рассмотрено влияние инжекционного тока на динамику пространственного заряда. Проанализированы два варианта граничных условий, соответствующих блокирующему контакту с освещаемым электродом и оптическому пробую контакта.

Постановка задачи и математическая модель

Рассматривается бесконечная монокристаллическая пластина толщиной L , к которой приложено постоянное электрическое поле, создаваемое источником напряжения U (рис. 1). Ось x направлена вдоль толщины кристалла, ось y — по его поверхности. Темновая проводимость материала полагается равной нулю. В момент времени $t = 0$ кристалл подвергается импульсному освещению. Распределение интенсивности света имеет вид $I(\mathbf{r}, t) = W\delta(t)R(\mathbf{r})$, где $\mathbf{r} \equiv x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$, W — экспозиция, $\delta(t)$ — дельта-функция Дирака, $R(\mathbf{r}) = X(x)Y(y)$ — функция пространственной модуляции.

Направление света для двух наиболее распространенных экспериментальных схем показано на рис. 1. В первом случае — при вводе информации в пространственно-временной модулятор свет падает на кристалл вдоль оси x (рис. 1, *a*) и функция модуляции $X(x)$ определяется законом Бугера–Ламберта $X(x) = \exp(-\alpha x)$, где α — коэффициент поглощения. Во втором случае — при записи голографической решетки (рис. 1, *b*) свет распространяется по оси y и для $\alpha L \ll 1$ интенсивность модулируется вдоль оси x функцией $X(x) = 1 + \xi \cos(Kx)$, где K — волновой вектор записываемой решетки, ξ — индекс модуляции ($0 < \xi < 1$).

Кристалл содержит ловушки двух типов: мелкие ловушки захвата, находящиеся в тепловом равновесии с зоной проводимости, и глубокие примесные центры, фотоионизация которых приводит к появлению свободных носителей заряда, движущихся во внешнем поле. Время жизни носителей на глубоких ловушках существенно превосходит время пролета. Дрейф неравновесных носителей ограничен пространственным зарядом, задаваемым ими самими. Из-за этого процесс переноса нелинеен: закон Ома здесь не выполняется, так как заряд движется в самосогласованном поле.

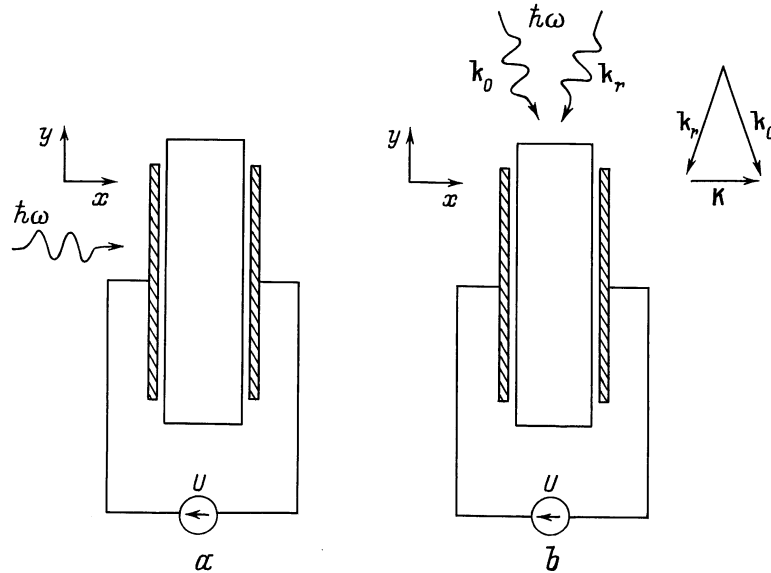


Рис. 1. Схема записи информации: *a* — ввод информации в пространственно-временной модулятор света, *b* — запись голограммы, \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_r — волновые векторы объектной и опорной волн соответственно.

Влияние мелких ловушек на процесс переноса учитывается в приближении быстрого перезахвата [15]. Предполагается, что $\tau_i \ll \tau_f$, где τ_i — время захвата (среднее время жизни носителя в делокализованном состоянии), τ_f — время освобождения (среднее время жизни на ловушечном уровне). В этом случае уравнение, описывающее захват и освобождение носителей с мелких ловушек $\partial n_i / \partial t = n_f / \tau_i - n_i / \tau_f$, сводится к соотношению $\tau_f / \tau_i = n_i / n_f$, где n_f и n_i — концентрации свободных и захваченных носителей соответственно. Это позволяет вместо переноса свободных носителей с подвижностью μ_0 , определяющей проводимость по делокализованным состояниям, рассматривать движение квазисвободных носителей с концентрацией $n = n_f + n_i$ и с эффективной дрейфовой подвижностью $\mu = \mu_0 n_f / (n_f + n_i)$.

Процесс релаксации фотоиндуцированного заряда описывается следующей системой уравнений, записанных в безразмерных переменных:

$$\nabla \cdot (n(\mathbf{r}, t) \nabla \varphi(\mathbf{r}, t)) - \frac{\partial}{\partial t} n(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \varphi(\mathbf{r}, t) = p(\mathbf{r}, t) - n(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} p(\mathbf{r}, t) = \frac{\alpha}{N} I(\mathbf{r}, t) (N - p(\mathbf{r}, t)), \quad (3)$$

где (1) — уравнение непрерывности, (2) — уравнение Пуассона, (3) описывает ионизацию примесных центров. Здесь φ — потенциал; N и p — концентрации примесных центров и ионизированных примесей соответственно. При переходе к безразмерным переменным использована

следующая нормализация:

$$r \equiv \frac{r'}{L}, \quad t \equiv \frac{t'}{t_T}, \quad \varphi \equiv \frac{\varphi'}{U}, \quad \alpha \equiv \alpha' L,$$

$$(n, N, p) \equiv (n', N', p') \frac{4\pi q L^2}{\varepsilon U}, \quad W \equiv W' \frac{4\pi q L Q}{\hbar \omega \varepsilon U},$$

где соответствующие размерные переменные отмечены штрихом; $t_T \equiv L^2 / (\mu U)$ — время пролета носителей в невозмущенном поле, q — заряд носителя, Q — квантовый выход фотоионизации примесного центра, ω — частота света, ε — диэлектрическая проницаемость кристалла для поляризации с временами релаксации, значительно меньшими времени пролета.

Начальные условия соответствуют отсутствию ионизированных центров до освещения и локальной электронейтральности к моменту его окончания

$$p(\mathbf{r}, 0 - 0) = 0, \quad n(\mathbf{r}, 0 + 0) = p(\mathbf{r}, 0 + 0). \quad (4)$$

Граничные условия определяются концентрацией носителей на освещаемой поверхности в соответствии с типом контакта, приложенным внешним полем и видом распределения интенсивности излучения по оси y

$$n(0, y, t) = n(0, y, 0 + 0), \quad (5)$$

$$\varphi(0, y, t) = 1, \quad \varphi(1, y, t) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \varphi(x, 0, t) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \varphi(x, y_L, t) = 0. \quad (8)$$

Условие (8) соответствует либо трансляционной симметрии потенциала для периодической функции

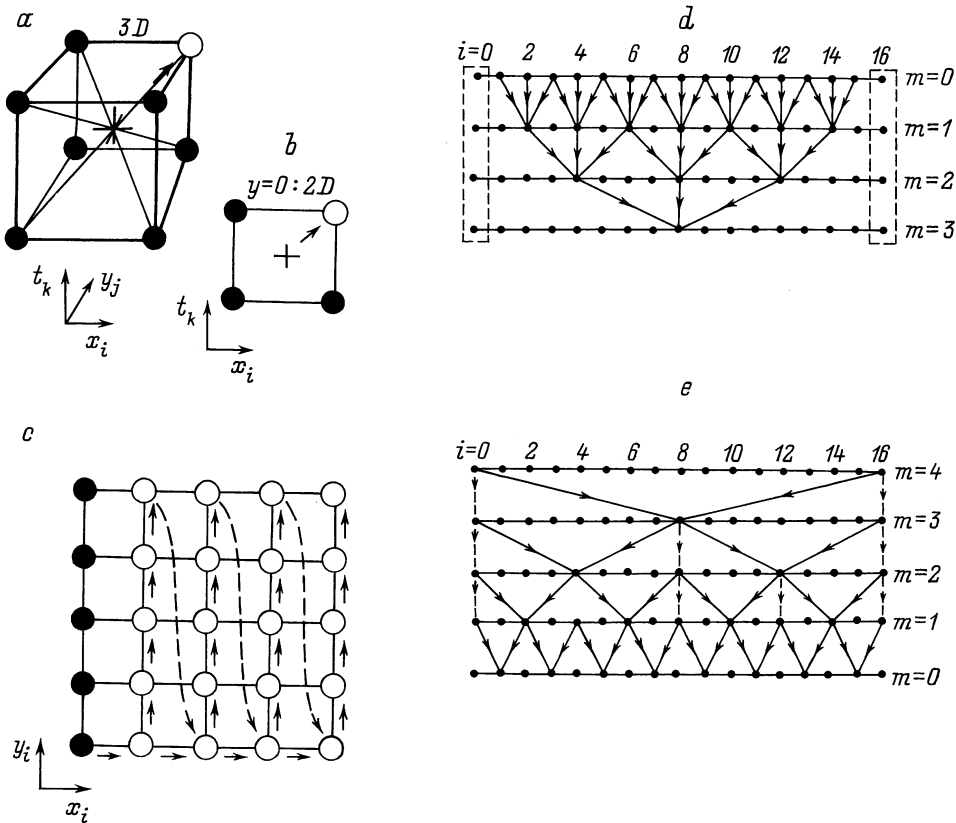


Рис. 2. К построению конечно-разностного алгоритма: шаблоны разностных схем (15) (a) и (16) (b); последовательность вычислений концентрации носителей на $(k + 1)$ -слое сетки при фиксированном времени (c); прямой ход (d) и обратная подстановка (e) циклической редукции при решении уравнения Пуассона.

$Y(y) = Y(y + y_L)$, либо экранированию поля, создаваемого пространственным зарядом, зарядами зеркального изображения для затухающей функции $Y(y)$. В последнем случае (8) справедливо при $y_L \gg L$. Интеграл уравнения фотоионизации (4) имеет вид

$$p(\mathbf{r}, t) = N(1 - \exp(-F(\mathbf{r})))H(t), \quad (9)$$

где $F(\mathbf{r}) \equiv (\alpha W/N)R(\mathbf{r})$, $H(t)$ — функция Хэвисайда

$$H(t) \equiv \begin{cases} 0 & t < 0, \\ 1 & t > 0. \end{cases}$$

Уравнение непрерывности (1) может быть преобразовано к виду, удобному для последующей дискретизации,

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\mathbf{r}, t) - \nabla \varphi(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla n(\mathbf{r}, t) + n(\mathbf{r}, t)(n(\mathbf{r}, t) - p(\mathbf{r}, t)) = 0. \quad (10)$$

Таким образом, уравнения (2), (9) и (10) образуют замкнутую систему для определения концентрации носителей $n(\mathbf{r}, t)$ и потенциала $\varphi(\mathbf{r}, t)$.

Краткое описание конечно-разностного алгоритма

Дискретизация уравнений осуществляется на трехмерной сетке, узлы которой заданы координатами

$$x_i = i\Delta x, \quad y_j = j\Delta y, \quad t_k = k\Delta t, \quad (11)$$

где Δx , Δy , Δt — шаги сетки по соответствующим координатам; $i = 0, 1, \dots, i_{\max}$; $j = 0, 1, \dots, j_{\max}$; $k = 0, 1, \dots, k_{\max}$.

Применение интегроинтерполяционного метода для дискретизации нелинейного уравнения непрерывности (10) в объеме кристалла приводит к следующему итерационному разностному уравнению, записанному в полуцелых узлах исходной сетки (11):

$$\hat{D}_t n_{\mathbf{m}}^{(l+1)} - \hat{D}_x \varphi_{\mathbf{m}}^{(l)} \cdot \hat{D}_x n_{\mathbf{m}}^{(l+1)} - \hat{D}_y \varphi_{\mathbf{m}}^{(l)} \cdot \hat{D}_y n_{\mathbf{m}}^{(l+1)} + n_{\mathbf{m}}^{(l+1)} (n_{\mathbf{m}}^{(l)} - p_{\mathbf{m}}) = 0, \quad (12)$$

где l — номер послылой итерации при фиксированном k и все величины с мультииндексом $\mathbf{m} = \lVert \lVert i + 1/2, j + 1/2, k + 1/2 \rVert \rVert$ соответствуют центру ячейки сетки (11) (рис. 2, a).

Разностные производные имеют вид

$$\begin{aligned}\hat{D}_t n_m &\equiv \frac{1}{4\Delta t} \left(n_{i+1,j+1}^{k+1} + n_{i+1,j}^{k+1} + n_{i,j+1}^{k+1} \right. \\ &\quad \left. + n_{i,j}^{k+1} - n_{i+1,j+1}^k - n_{i+1,j}^k - n_{i,j+1}^k - n_{ij}^k \right), \\ \hat{D}_x n_m &\equiv \frac{1}{4\Delta x} \left(n_{i+1,j+1}^{k+1} + n_{i+1,j}^{k+1} + n_{i+1,j}^{k+1} \right. \\ &\quad \left. + n_{i+1,j}^k - n_{i,j+1}^{k+1} - n_{i,j+1}^k - n_{ij}^{k+1} - n_{ij}^k \right), \\ \hat{D}_y n_m &\equiv \frac{1}{4\Delta y} \left(n_{i+1,j+1}^{k+1} + n_{i+1,j+1}^k + n_{i,j+1}^{k+1} \right. \\ &\quad \left. + n_{i,j+1}^k - n_{i+1,j}^{k+1} - n_{i+1,j}^k - n_{ij}^{k+1} - n_{ij}^k \right).\end{aligned}$$

Разностное дифференцирование потенциала выполняется аналогично. Усреднение n и p осуществляется по всем узлам элементарной ячейки сетки

$$n_m = \frac{1}{8} \sum_{s=i}^{i+1} \sum_{r=j}^{j+1} \sum_{q=k}^{k+1} n_{sr}^q, \quad p_m = \frac{1}{8} \sum_{s=i}^{i+1} \sum_{r=j}^{j+1} \sum_{q=k}^{k+1} p_{sr}^q.$$

Дискретизация уравнения непрерывности (10) в плоскости $y = 0$, где справедливо условие (7), производится отдельно. Соответствующее разностное уравнение, записанное в полуцелых узлах двумерной сетки, получается из исходной трехмерной сетки (11) при $j = 0$

$$\hat{\partial}_t n_{\mu}^{(l+1)} - \hat{\partial}_x \varphi_{\mu}^{(l)} \cdot \hat{\partial}_x n_{\mu}^{(l+1)} + n_{\mu}^{(l+1)} (n_{\mu}^{(l)} - p_{\mu}) = 0, \quad (13)$$

где l — номер итерации, $\mu \equiv ||i + 1/2, 0, k + 1/2||$,

$$n_{\mu} = \frac{1}{4} \sum_{s=i}^{i+1} \sum_{q=k}^{k+1} n_{s,0}^q, \quad p_{\mu} = \frac{1}{4} \sum_{s=i}^{i+1} \sum_{q=k}^{k+1} p_{s,0}^q,$$

$$\hat{\partial}_t n_{\mu} \equiv \frac{1}{2\Delta t} \left(n_{i+1,0}^{k+1} + n_{i,0}^{k+1} - n_{i+1,0}^k - n_{i,0}^k \right),$$

$$\hat{\partial}_x n_{\mu} \equiv \frac{1}{2\Delta x} \left(n_{i+1,0}^{k+1} + n_{i+1,0}^k - n_{i,0}^{k+1} - n_{i,0}^k \right).$$

Краевые условия следуют непосредственно из (4) и (5)

$$n_{ij}^0 = p_{ij}^0, \quad n_{0,j}^k = n_{0,j}^0. \quad (14)$$

Из разностного уравнения (12) можно получить следующую явную двуслойную разностную схему для вычисления n на $(l + 1)$ -итерации:

$$\begin{aligned}n_{i+1,j+1}^{k+1} (1 + u^+) &= n_{i,j+1}^{k+1} (-1 + \nu^-) + n_{i+1,j}^{k+1} (-1 - \nu^+) \\ &+ n_{ij}^{k+1} (-1 + u^-) + n_{i+1,j+1}^k (1 - u^+) \\ &+ n_{i,j+1}^k (1 + \nu^-) + n_{i+1,j}^k (1 - \nu^+) + n_{ij}^k (1 + u^-), \quad (15)\end{aligned}$$

где

$$u^{\pm} \equiv \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(-\hat{D}_x \varphi_m^{(l)} - \frac{\Delta x}{\Delta y} \hat{D}_y \varphi_m^{(l)} \pm \frac{\Delta x}{2} (n_m^{(l)} - p_m) \right);$$

$$\nu^{\pm} \equiv \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(-\hat{D}_x \varphi_m^{(l)} + \frac{\Delta x}{\Delta y} \hat{D}_y \varphi_m^{(l)} \pm \frac{\Delta x}{2} (n_m^{(l)} - p_m) \right).$$

Шаблон разностной схемы (15) представлен на рис. 2, а. Для запуска схемы (15) необходимы значения концентрации носителей $n_{0,j}^k$ на поверхности кристалла при $x = 0$, задаваемые вторым краевым условием (14), а также значения концентрации $n_{i+1,0}^{k+1}$ в плоскости $y = 0$, рассчитываемые по разностной схеме, следующей из уравнения (13):

$$\begin{aligned}n_{i+1,0}^{k+1} (1 + a^+) &= n_{i,0}^{k+1} (-1 + a^-) \\ &+ n_{i+1,0}^k (1 - a^+) + n_{i,0}^k (1 + a^-), \quad (16)\end{aligned}$$

где

$$a^{\pm} \equiv \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(-\hat{\partial}_x \varphi_{\mu}^{(l)} \pm \frac{\Delta x}{2} (n_{\mu}^{(l)} - p_{\mu}) \right).$$

Шаблон разностной схемы (16) показан на рис. 2, b. Начальные значения n_{ij}^0 , необходимые для запуска схем (15) и (16), вычисляются из первого краевого условия (14) и интеграла уравнения фотоионизации (9). Вычисления производятся следующим образом: рассчитывается концентрация носителей n на $(k + 1)$ -слое сетки (11) в невозмущенном поле сначала в плоскости $y = 0$ по схеме (16), затем по схеме (15) для всех узлов в объеме кристалла с тем же значением i на $(k + 1)$ -слое. Далее вычисляется концентрация для следующего значения i сначала при $j = 0$ по схеме (16), затем при $j \neq 0$ по схеме (15), и т.д. Последовательность вычислений проиллюстрирована на рис. 2, c.

После нахождения концентрации носителей на $(k + 1)$ -слое рассчитывается поле, создаваемое образовавшимся пространственным зарядом, — решается уравнение Пуассона (2) в прямоугольнике, на противоположных сторонах которого заданы условия типа Дирихле (6) и типа Неймана (7), (8). Затем вновь вычисляется концентрация носителей заряда, но уже в возмущенном поле. Если полученные значения отличаются от предыдущих, итерации повторяются до достижения сходимости.

Для решения уравнения Пуассона на сетке, заданной для фиксированного момента времени в прямоугольнике $\{0 \leq x \leq 1, 0 \leq y \leq y_L\}$, используется метод циклической редукции.

Для потенциала $V \equiv \varphi - 1 + x$ поля, создаваемого пространственным зарядом с объемной плотностью $f \equiv n - p$, граничные условия (6) будут однородными. Разностная задача для уравнения Пуассона $\nabla^2 V = -f$ может быть записана в виде уравнения

$$CV = F,$$

где

$$C \equiv \left\| \begin{array}{cccccc} E & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ -E & C & -E & 0 & \dots & 0 \\ 0 & -E & C & -E & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & 0 & -E & C & -E \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & E \end{array} \right\|,$$

$$\mathbf{V} \equiv \begin{pmatrix} \mathbf{V}_0 \\ \mathbf{V}_1 \\ \dots \\ \mathbf{V}_{i_{\max}} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} \equiv \begin{pmatrix} \mathbf{F}_0 \\ \mathbf{F}_1 \\ \dots \\ \mathbf{F}_{j_{\max}} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{V}_i \equiv \left\| \left\| V_{i,0} V_{i,1} \dots V_{i,j_{\max}} \right\| \right\|^T, \quad i = 0, 1, \dots, i_{\max},$$

$$\mathbf{F}_i \equiv \begin{cases} (\Delta x)^2 \left\| \left\| f_{i,0} f_{i,1} \dots f_{i,j_{\max}} \right\| \right\|^T, & i = 1, 2, \dots, i_{\max} - 1, \\ \left\| \left\| 0 \ 0 \ \dots \ 0 \right\| \right\|^T, & i = 0, i_{\max}, \end{cases}$$

E — единичная, 0 — нулевая матрица размерности $(j_{\max} + 1)^2$, индекс T означает транспонирование, матричные элементы C имеют вид

$$C_{rs} = 2(1 + \beta)\delta_{rs} - \beta(\delta_{r,s+1} + \delta_{r+1,s} + \delta_{r1}\delta_{2s} + \delta_{r,j_{\max}+1}\delta_{j_{\max},s}),$$

где $\beta \equiv (\Delta x / \Delta y)^2$, δ_{rs} — символ Кронекера; $r, s = 1, 2, \dots, j_{\max} + 1$.

Таким образом, решение уравнения Пуассона сводится к обращению блочной матрицы C . Для этого используется следующий вариант метода циклической редукции.

Прямой ход — вычисление векторов $\mathbf{P}_i^{(m)}$ и $\mathbf{Q}_i^{(m)}$

$$\mathbf{P}_i^{(m)} = \mathbf{P}_i^{(m-1)} + \left(C^{(m-1)}\right)^{-1} \left(\mathbf{Q}_i^{(m-1)} + \mathbf{P}_{i-M}^{(m-1)} + \mathbf{P}_{i+M}^{(m-1)}\right),$$

$$\mathbf{Q}_i^{(m)} = 2\mathbf{P}_i^{(m-1)} + \mathbf{Q}_{i-M}^{(m-1)} + \mathbf{Q}_{i+M}^{(m-1)},$$

$$\mathbf{Q}_i^{(0)} = \mathbf{F}_i, \quad \mathbf{P}_i^{(0)} = 0, \quad (17)$$

m — номер редукции; $m = 1, 2, \dots, n$; $M \equiv 2^{m-1}$, $i = 2^m, 2 \cdot 2^m, 3 \cdot 2^m, \dots, i_{\max} - 2^m$.

Обратная подстановка — восстановление неизвестных

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{P}_i^{(m-1)} + \left(C^{(m-1)}\right)^{-1} \times \left(\mathbf{Q}_i^{(m-1)} + \mathbf{V}_{i-M} + \mathbf{V}_{i+M}\right), \quad (18)$$

$m = n + 1, n, n - 1, \dots, 1$; $M \equiv 2^{m-1}$, $i = M, 3M, 5M, \dots, i_{\max} - M$.

Ограничение на число узлов сетки вдоль направления редукции (по оси x) — $i_{\max} = 2^{n+1}$, где n — число шагов редукции.

Обращение матриц $C^{(m-1)}$ — векторные уравнения (17), (18) решаются последовательным обращением матричных множителей в разложении

$$C^{(m-1)} = \prod_{l=1}^M C_{l,m-1}, \quad \text{где } C_{l,m-1} = C - 2E \cos \frac{(2l-1)\pi}{2^m}.$$

Матрицы $C_{l,m-1}$, как и исходная матрица C , являются тридиагональными с диагональным преобладанием; для их обращения используется правая прогонка.

Алгоритм вычислений при использовании циклической редукции для $i_{\max} = 16, n = 3$ схематически показан на рис. 2, *d, e*.

Результаты и обсуждение

Динамика пространственного заряда кардинально зависит от свойств контакта освещаемого электрода с фоторефрактивным кристаллом. В случае блокирующего контакта граничное условие (5) имеет вид $n(0, y, t) = 0$ как до воздействия света, так и после. При этом неравновесные носители заряда образуются в объеме кристалла исключительно за счет фотоинжекции; их перенос из электрода полностью отсутствует. Но возможен также и другой случай, когда под действием света контакт из блокирующего превращается в инжектирующий — происходит его оптический пробой. При этом световой импульс вызывает скачкообразное увеличение концентрации носителей на облучаемом контакте от нуля до конечной величины, определяемой интегралом уравнения фотоионизации (9) и граничными условиями (4), (5) $n(0, y, t) = N[1 - \exp(-F(0, y))]H(t)$.

Таким образом, уже после образования фотовозбужденных носителей заряда в кристалл будут непрерывно инжектироваться избыточные носители из пробитого контакта.

Зонная диаграмма контакта при оптическом пробое схематически приведена на рис. 3. Для упрощения поверхностные состояния не показаны. Предполагается, что до освещения (рис. 3, *a*) контакт нейтрален, т.е. выполняется условие плоской зоны. До момента освещения к контакту приложено внешнее смещение, причем все переходные процессы, связанные с перезарядкой емкостей, успели закончиться. Величина потенциального барьера, препятствующего переносу носителя (для определенности — электронов) из катода, предполагается достаточно большой, чтобы до освещения можно было считать контакт блокирующим. При воздействии светового импульса происходит фотоионизация примесных центров. Благодаря внешнему смещению фотовозбужденные носители покидают приконтактную область, а остающиеся ионизированные примеси создают поле объемного заряда. Формирование обедненной области имеет общие черты с аналогичным процессом при образовании барьера Шоттки, но отличается оптической, а не термической ионизацией примесей и происходит при постоянно приложенном внешнем смещении. Совместное воздействие поля объемного заряда в обедненной области, потенциала сил зеркального изображения и внешнего электрического поля приводит к снижению высоты барьера (аналогично эффекту Шоттки). В результате после импульсного освещения барьер уже не будет препятствовать инжекции носителей из контакта в объем кристалла (рис. 3, *b*).

Теперь перейдем к анализу распределений концентрации носителей заряда n и плотности объемного заряда f , полученных для различных граничных условий. Расчеты производились для функций пространственной модуля-

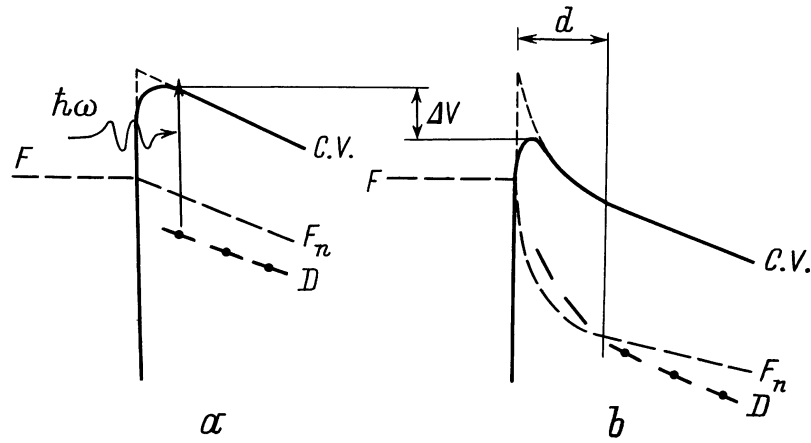


Рис. 3. Зонная диаграмма контакта до (а) и после (б) воздействия светового импульса при оптическом пробое: ΔV — снижение высоты барьера, d — глубина области обеднения, F — уровень Ферми, F_n — квазиуровень Ферми, D — примесные уровни. Дно зоны проводимости (C.V.) без учета потенциала сил зеркального изображения показано штриховой линией.

ции вида

$$X(x) = \exp(-\alpha x),$$

$$Y(y) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{2\pi y}{b} \right) & -\frac{b}{2} < y < \frac{b}{2}, \\ 0 & y < -\frac{b}{2}, \quad y > \frac{b}{2}, \end{cases} \quad (19)$$

где b — ширина облучаемой области.

Такая модуляция соответствует экспонированию полосы, расположенной на поверхности кристалла перпендикулярно осям x и y при вводе информации в пространственно-временной модулятор света (рис. 1, а). Вычисления выполнялись при равных шагах сетки по пространственным координатам ($\Delta x = \Delta y$) с относительной точностью по концентрации носителей, равной 10^{-2} , по поперечному полю — 0.1. Величина шага по времени $\Delta t = 10^{-2}$ обеспечивала выполнение условия типа Куранта. Обсуждаемые далее результаты были получены на сетке размером $i_{\max} = 64$, $j_{\max} = 64$, $k_{\max} = 120$ при $\alpha = 1$, $b = 1$, $N = 10^6$.

Сначала рассмотрим случай оптического пробоя контакта. На рис. 4 показаны линии уровня концентрации носителей и плотности заряда в момент времени $t = 0.6$ для двух значений экспозиции: $W = 0.1$ и 10. Значение расчетного параметра равно произведению цифры, соответствующей линии уровня, на шаг квантования. На рис. 4, а заметно линейное движение пакета свободных носителей: при малых экспозициях поле образовавшегося пространственного заряда не искажает внешнего поля и расстояние, пройденное лидирующим фронтом носителей, линейно возрастает со временем. Неоднородное пространственное распределение ионизируемых примесных центров приводит к образованию максимума объемной плотности заряда, движущегося вместе с головной частью пакета носителей. Из контакта, пробитого световым импульсом, непрерывно инжектируются избыточные носители, которые полностью компенсируют заряд ионизированных примесей. Поэтому объемная плотность заряда не меняет знака во всем объеме

кристалла. После пролета фотовозбужденных носителей через кристалл будет течь ток избыточных носителей, инжектируемых из контакта. Плотность этого тока промодулирована по поверхности кристалла функцией $Y(y)$ в соответствии с распределением интенсивности при засветке. Таким образом, записанная информация сохраняется, пока включено внешнее смещение. Поскольку оптический пробой контакта является обратимым явлением (если только не произошел электрический пробой приконтактной области при сложении внешнего поля и поля пространственного заряда), то при отключении внешнего смещения устройство вернется в исходное состояние.

При увеличении экспозиции происходит переход к нелинейному режиму транспорта вследствие ограничения пространственным зарядом. Образовавшийся объемный заряд избыточных носителей тормозит движение пакета и расталкивает его в стороны. Поперечный дрейф носителей приводит к образованию боковых "язычков" в распределении плотности заряда (рис. 4, б). В отличие от линейного режима (рис. 4, а) при большей экспозиции начальный профиль концентрации носителей, задаваемый пространственной модуляцией излучения, искажается объемным зарядом. В то же время объемная плотность заряда знакопостоянна во всем объеме кристалла, как и в линейном режиме.

Теперь рассмотрим более интересный в практическом отношении случай, когда освещаемый контакт остается блокирующим и после прохождения светового импульса. Результаты расчетов концентрации носителей и плотности объемного заряда для этого случая представлены на рис. 5. На рисунке показаны линии уровня распределений, образовавшихся к моменту времени $t = 0.6$ при экспозиции $W = 0.1$, что соответствует линейному режиму транспорта. При $x \approx 0.6$ четко различается фронт, замыкающий движущийся пакет избыточных носителей. Вслед за ним остается объемный заряд противополож-

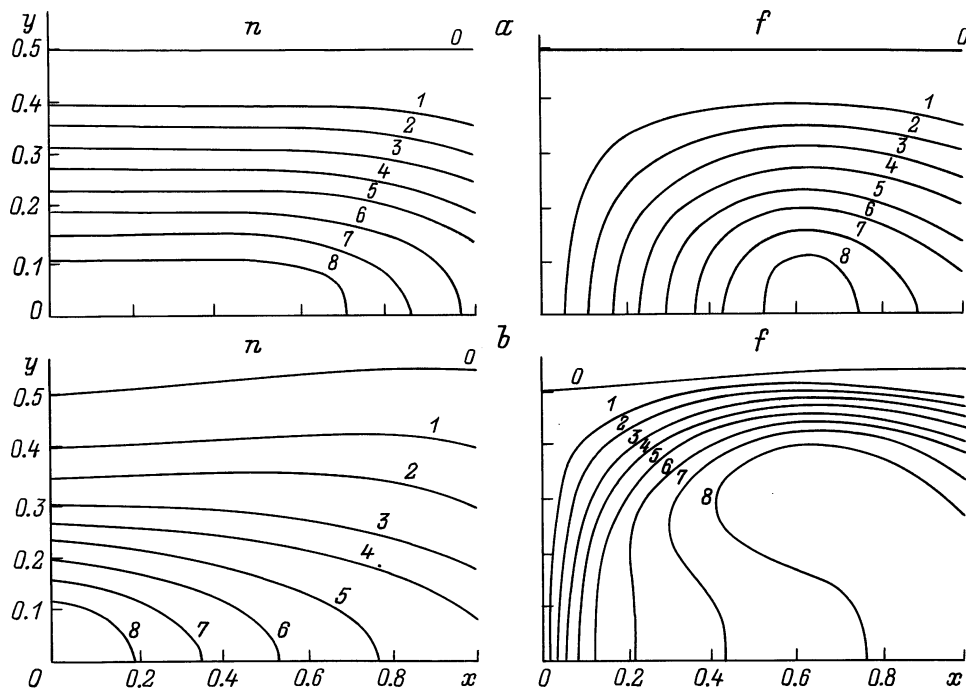


Рис. 4. Профили распределений концентрации избыточных носителей (n) и объемной плотности заряда (f) при оптическом пробое контакта: a — линейный режим (экспозиция $W = 0.1$, шаги квантования $h_n = 1.11 \cdot 10^{-2}$, $h_f = 4.79 \cdot 10^{-3}$); b — нелинейный режим (экспозиция $W = 10$, шаги квантования $h_n = 1.11$, $h_f = 0.114$).

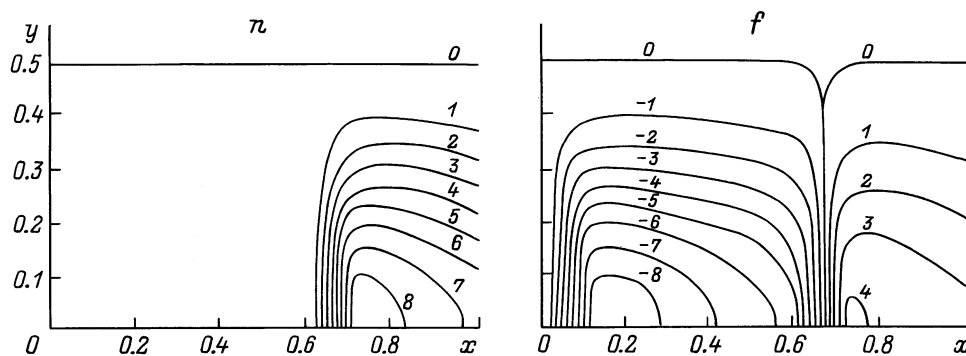


Рис. 5. Профили распределений концентрации избыточных носителей (n) и объемной плотности заряда (f) для блокирующего контакта в линейном режиме транспорта (шаги квантования $h_n = 9.73 \cdot 10^{-3}$, $h_f = 9.47 \cdot 10^{-3}$).

ного знака, создаваемый ионизированными примесными центрами. Поскольку теперь инжекции носителей из контакта не происходит, то заряд ионизированных примесей остается нескомпенсированным и объемная плотность заряда меняет свой знак на замыкающем фронте носителей. После того как пакет фотовозбужденных носителей уйдет из объема кристалла под действием внешнего поля (при $t > 1$), объемная плотность заряда станет знакопостоянной. Именно пространственный заряд ионизированных примесных центров создает электрическое поле, формирующее записываемое в кристалле за счет электрооптического эффекта изображение. Следует отметить, что это поле и, следовательно, записанная

информация сохраняется в течение времени диэлектрической релаксации и после отключения внешнего смещения.

Важным параметром, характеризующим возможность использования фоторефрактивного материала для оптического хранения информации, является дифракционная эффективность при ее считывании. Для выбранной геометрической схемы записи (рис. 1, a) дифракционная эффективность определяется интегральным импульсным откликом при поперечной электрооптической модуляции

$$\Phi(y, t) \equiv - \int_0^1 dx \frac{\partial}{\partial x} \varphi(x, y, t).$$

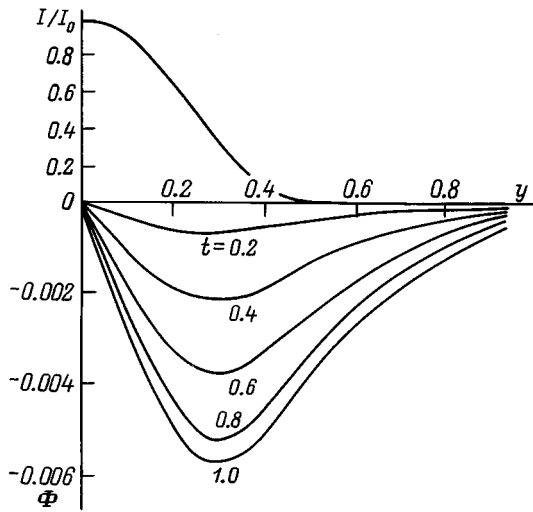


Рис. 6. Распределение интенсивности света I/I_0 вдоль поверхности кристалла и эволюция импульсного отклика Φ при поперечной электрооптической модуляции.

Для заданной функции пространственной модуляции $Y(y)$ вида (19) импульсный отклик Φ характеризует эффективность записи информации при вводе одной строки в пространственно-временной модулятор. На рис. 6 показана эволюция импульсного отклика, рассчитанного при $W = 0.2$, $\alpha = 0.5$, $b = 1$, $N = 400$. Выбранная комбинация безразмерных параметров типична для пространственно-временного модулятора света типа ПРИЗ на основе силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ [13]. Запись производится на длине волны $0.51 \mu\text{m}$ с экспозицией $W' = 0.1 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$, что соответствует световому импульсу длительностью $1 \mu\text{s}$ с интенсивностью в центре строки $I_0 = 100 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$. При данном значении экспозиции реализуется линейный режим транспорта, и распределения концентрации носителей и объемной плотности заряда имеют вид, аналогичный представленному на рис. 5. Ширина экспонируемой полосы равна толщине кристалла $b' = L = 0.5 \text{ mm}$. При $U = 2 \text{ kV}$ и $\mu = 0.03 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ время пролета составляет $\tau_T = 42 \mu\text{s}$. Концентрация примесных центров со 100%-ным квантовым выходом фотоионизации равна $N' = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, диэлектрическая проницаемость кристалла $\epsilon = 56$, коэффициент поглощения $\alpha' = 10 \text{ cm}^{-1}$. На рис. 6 показано также распределение интенсивности света вдоль поверхности кристалла, задаваемое функцией пространственной модуляции $I(y)/I_0 = Y(y)$ в соответствии с уравнением (19). Для отрицательных значений координат графики симметричны, так как импульсный отклик описывается нечетной функцией $\Phi(-y, t) = -\Phi(y, t)$. На рисунке заметно плавное нарастание импульсного отклика с течением времени вплоть до момента $t = 1$. Для времени, превышающего время пролета ($t > 1$), координатная зависимость импульсного отклика остается неизменной, так как после экстракции фотоинжектированных носителей электрическое поле создается только пространственным зарядом

ионизированных примесных центров. Максимальное значение интеграла от напряженности поперечного поля достигается в точке $y \approx 0.31$, где интенсивность света составляет 31% от значения в центре строки. На границе экспонируемой полосы, где интенсивность падает до нуля (при $y = 0.5$), импульсный отклик равен 67% от своего максимального значения, что характеризует "расплывание" записанного изображения.

Заключение

В работе проанализирован процесс импульсной записи информации в фоторефрактивном кристалле. При возрастании экспозиции становится существенной нелинейность, обусловленная ограничением пространственным зарядом фотоинжектированных носителей. Рассчитаны профили распределения избыточных носителей и объемной плотности заряда как в линейном, так и нелинейном режимах транспорта. Динамика пространственного заряда определяется контактными явлениями на границе освещаемого электрода с фоторефрактивным кристаллом и значительно различается в случаях блокирующего контакта и оптического пробоя контакта. Для характеристики эффективности записи информации рассчитаны пространственно-временные распределения импульсного отклика при поперечной электрооптической модуляции. Полученные результаты пригодны для анализа процесса ввода информации в пространственно-временной модулятор света при произвольном коэффициенте поглощения, а также для анализа импульсной записи голографических решеток в пределе малых коэффициентов поглощения.

В заключение автор выражает благодарность всем участникам семинара лаборатории М.П. Петрова за плодотворное обсуждение проблемы.

Список литературы

- [1] *Petrov M.P., Stepanov S.I., Khomenko A.V.* Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems. Berlin: Springer Verlag, 1991. 257 p.
- [2] *Günter P., Huignard J.-P.* Photorefractive Materials and Their Applications. P. 1. Berlin: Springer Verlag, 1989. 295 p.
- [3] *Aing P., Alves C., Pauliat G.* et al. // Opt. Mem. and Neur. Networks. 1994. Vol. 3. N 2. P. 167–190.
- [4] *Mok F.H., Burr G.W., Psaltis D.* // Opt. Mem. and Neur. Networks. 1994. Vol. 3. N 2. P. 119–128.
- [5] *Van Heerden P.J.* // Appl. Opt. 1963. Vol. 2. N 4. P. 393–400.
- [6] *Duree G.C., Shultz Jr.L., Salamo G.J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. N 4. P. 533–536.
- [7] *Grosignani B., Segev M., Englin D.* et al. // JOSA. 1993. Vol. 10B. N 3. P. 446–453.
- [8] *Taya M., Bashaw M., Fejer M.M.* et al. // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 52. N 4. P. 3095–3100.
- [9] *Garcia Quirino G.S., Sanchez Mondragon J.J., Stepanov S.* // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 51. N 2. P. 1571–1577.

- [10] Брыксин В.В., Коровин Л.К., Кузьмин Ю.И. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 9. С. 2728–2736.
- [11] Брыксин В.В., Коровин Л.К., Кузьмин Ю.И. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 5. С. 1323–1330.
- [12] Брыксин В.В., Коровин Л.К., Кузьмин Ю.И. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 1. С. 2427–2440.
- [13] Блинецов А.М., Кузьмин Ю.И., Хоменко А.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 3. С. 618–621.
- [14] Кузьмин Ю.И. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 18. С. 37–43.
- [15] Мотт Н., Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Т. 1. М.: Мир, 1982. 368 с.