

01;05;07;11

## Эффекты ограничения заряда эмиссии фотокатодов при неоднородном освещении

© Б.И. Резников<sup>1</sup>, А.В. Субашиев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: Boris.Reznikov@pop.ioffe.rssi.ru

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: arsen@spes.stu.neva.ru

(Поступило в Редакцию 27 июня 2001 г.)

Теоретически исследована фотоэмиссия из полупроводника с отрицательным электронным средством для неравномерного распределения интенсивности света на освещаемой поверхности при стационарном и импульсном возбуждении. Показано, что максимальное значение тока эмиссии экспоненциально возрастает с увеличением отношения отрицательного электронного средства  $\Delta_0$  к характерной энергии туннелирования  $E_0$ , и найдена интенсивность возбуждения  $I_{opt}$ , соответствующая максимальному току. Неравномерность возбуждения приводит к ослаблению зависимости тока эмиссии от интенсивности вблизи его максимального значения. Время восстановления квантовой эффективности, измеряемое при двухимпульсном возбуждении, слабо зависит от интенсивности и неравномерности распределения интенсивности в пятне и близко ко времени релаксации малых фотонапряжений.

### Введение

Интенсивные электронные пучки, получаемые с помощью GaAs фотокатодов с отрицательным электронным средством (ОЭС), используются как в электронных ускорителях высоких энергий [1], так и в полупроводниковой электронной литографии [2]. При сильном оптическом возбуждении проявляются эффекты поверхностного ограничения заряда эмиссии, связанные с накоплением электронов в приповерхностной потенциальной яме области объемного заряда (ООЗ) и возникновением фотонапряжения, уменьшающего ОЭС и препятствующего эмиссии [3–5]. Основные закономерности эффекта насыщения заряда были проанализированы ранее путем численного моделирования [4,6–8] и аналитически [8] при различных предположениях о восстанавливающем токе дырок к поверхности, но для однородного распределения интенсивности возбуждающего света в пучке.

При размере светового пятна, меньшем и близком к площади активированной части фотокатода, становится существенным поперечное распределение интенсивности света в пятне. В известных нам экспериментах по эмиссии заряда из фотокатодов оно варьировалось от „неправильной“ и несимметричной функции относительно оси пучка [9] до П-образного распределения с 30%-ным изменением интенсивности по сечению [10].

Неравномерное распределение интенсивности света по пятну имеет место и при использовании локального возбуждения для предотвращения деактивации катода обратным потоком ионов [11], и при диагностике распределения квантового выхода по поверхности [12]. Учет неоднородности интенсивности важен также при использовании эффекта насыщения для определения по

экспериментальным данным таких параметров фотоэмиттеров, как проникаемость поверхностного барьера и величина ОЭС.

В настоящей работе рассмотрена задача об эмиссии при неравномерном распределении интенсивности падающего света в условиях интенсивного возбуждения. Изучена зависимость тока эмиссии от интенсивности локального возбуждения как в стационарном так и в импульсном режиме и выявлены условия получения максимального тока при возбуждении гауссовым пучком, типичным для одномодовых лазеров [13].

### 1. Модель фотоэмиссии

1. Рассмотрим фотоэмиссию из рабочего слоя толщиной  $d$  полупроводникового материала с поверхностным слоем ООЗ толщины  $w$ , активированным до отрицательного электронного средства. Будем считать, что интенсивность светового излучения в полупроводнике  $I$  распределена неравномерно по поверхности и изменяется с расстоянием от центра светового пятна  $I = I(\rho)$ . Локальная плотность потока эмиссии фотоэлектронов  $q_{emi}$  и полный поток эмиссии  $q_{tot}$  равны

$$q_{emi} = q_w B_n, \quad q_{tot} = 2\pi \int_0^{\rho_{max}} q_{emi}(\rho) \rho d\rho, \quad (1)$$

где  $q_w$  — плотность потока электронов к поверхности на границе рабочей области и приповерхностного слоя ООЗ,  $B_n$  — вероятность выхода в вакуум из приповерхностной ямы ООЗ.

В условиях эксперимента масштаб неоднородности радиального распределения интенсивности возбужде-

ния существенно больше толщины рабочей области ( $d \leq 1 \mu\text{m}$ ) и поток в направлении внешней нормали  $z$  к поверхности рабочего слоя преобладает  $q_{nz} \gg q_{np}$ . Поэтому координата  $\rho$  входит в одномерное уравнение переноса как параметр через распределение  $I(\rho)$ . Поток электронов  $q_w$  к границе ООЗ и квазинейтральной области  $z = w$  ( $w \ll d$ ) может быть найден из решения уравнения диффузии в рабочей области с граничными условиями, описывающими поверхностную рекомбинацию со скоростью  $s_1$  на гетерогранице при  $z = d$ , и быстрый захват электронов в ООЗ при  $z = w$  со скоростью  $\bar{v}$ . В результате

$$q_w = D_n \frac{dn}{dz}(w) = I(\rho)\delta\gamma, \quad \delta = \alpha(d - w). \quad (2)$$

Параметр  $\gamma$  зависит от величин  $\delta$ ,  $\kappa = (d - w)/L_{\text{dif}}$  и  $S_1 = s_1(d - w)/D_n$ , где  $L_{\text{dif}}$  и  $D_n$  — длина диффузии и коэффициент диффузии электронов в рабочем слое. В предельном случае малой объемной рекомбинации  $\kappa \rightarrow 0$  и при  $\delta < 1$

$$\gamma = (1 - \delta/2 + S_1/2)(1 + S_1 + s_1/\bar{v})^{-1}. \quad (3)$$

При произвольных  $\kappa$  и  $\delta$  выражение для диффузионного потока к поверхности приведено в [8]. Отметим, что поток  $q_w$  через величину  $\gamma$  и скорость захвата  $\bar{v}$  в ООЗ зависит от ширины ООЗ и возникающего фотонапряжения  $\delta V$  ( $\delta V = V_b - V_{b0}$ ,  $eV_{b0}$  — глубина ямы области объемного заряда в темноте,  $e\delta V$  — ее изменение при освещении), однако, при малом отношении  $s_1/\bar{v}$  эта зависимость малосущественна.

2. При малой прозрачности поверхностного барьера на границе с вакуумом и квазиупругом характере релаксации электронов по энергии в потенциальной яме ООЗ величина  $B_n$  пропорциональна величине ОЭС, т.е. ширине интервала энергий между краем зоны проводимости и уровнем вакуума  $\Delta = E_c - E_{vl}$  и линейно уменьшается с ростом фотонапряжения  $\delta V$ . При этом [5]

$$B_n = B_{n0} \left(1 - \frac{y}{r}\right), \quad r = \frac{\Delta_0}{eV_{b0}}, \quad y = \frac{\delta V}{V_{b0}}. \quad (4)$$

Здесь  $B_{n0}$  и  $\Delta_0$  — вероятность эмиссии и величина ОЭС в отсутствии освещения.

3. Возникающее при освещении локальное уменьшение изгиба зон в ООЗ  $\delta V(\rho)$  определяется кинетикой захвата на поверхностные центры фотоэлектронов из рабочей области и дырок, туннелирующих через энергетический барьер области объемного заряда, а также растеканием неравновесных носителей в плоскости ямы ООЗ. Характерный размер области растекания заряда  $\delta l$ , связанный с радиальным дрейфом электронов по поверхности в ООЗ, можно оценить как  $\delta l \approx \tau_e v_s$ , где  $v_s$  — скорость радиального дрейфа электронов в поперечном поле, созданном фотонапряжением  $v_s \sim (eD/kT)\delta V/\delta l$ ,  $\tau_e \approx (eV_{b0}/\hbar\omega_0)\tau_{\text{opt}}$  — время релаксации энергии электрона до уровня порога подвижности в яме ООЗ,  $\tau_{\text{opt}}$  — время испускания оптического фотона с энергией

$\hbar\omega_{\text{opt}}$  [5]. Для GaAs ( $\hbar\omega_0 = 39 \text{ meV}$ ,  $\tau_{\text{opt}} \approx 0.1 \text{ ps}$ ) вплоть до фотонапряжения  $\delta V \approx 0.2 \text{ V}$  (близкого к ОЭС и соответствующего прекращению фотоэмиссии) размер  $\delta l \lesssim 0.1 \mu\text{m}$ , и для пучков с радиусом, превышающим 1–2 микрона, растекание электронов по ООЗ несущественно.

4. Изменение плотности поверхностного заряда  $N_s$  определяется разностью локальных потоков к поверхности электронов и дырок

$$\frac{dN_s}{dt} = q_{ps} - q_{ns}. \quad (5)$$

Поток рекомбинирующих электронов равен потоку из рабочей области за вычетом эмиссионного потока электронов, преодолевших поверхностный барьер,  $q_{ns} = q_w(1 - B_n) \sim I$ . Ввиду быстрого захвата электронов на притягивающие поверхностные центры концентрация неравновесных носителей в ООЗ мала.

Восстанавливающий равновесие поток дырок определяется их захватом на нейтральные поверхностные центры. Плотность потока рекомбинирующих дырок равна  $q_{ps} = p_w \langle v_p \sigma_p \rangle N_{ns}$ , где  $p_w$  — концентрация дырок на границе ООЗ и квазинейтральной области,  $N_{ns}$  — поверхностная плотность нейтральных центров,  $\sigma_p$  — сечение захвата,  $v_p$  — скорость дырок. Скобками обозначено усреднение по распределению дырок и распределению уровней поверхностных состояний. Плотность нейтральных центров  $N_{ns}$  зависит от структуры поверхностного слоя. Экспериментальные данные об активации поверхности GaAs свидетельствуют об отсутствии закрепления уровня Ферми на активированных поверхностях, т.е. о наличии широкой полосы частично заполненных поверхностных состояний. При этом темновая плотность центров захвата дырок близка к концентрации поверхностных состояний и слабо меняется при освещении [6,7].

Сечение захвата дырок на поверхностные состояния пропорционально вероятности туннелирования через отталкивающий потенциал ООЗ и потому экспоненциально мало. Температурные и концентрационные зависимости нелинейных эффектов в фотоэмиссии свидетельствуют о преобладающем вкладе в потоке дырок к поверхности термополевого вклада (т.е. термоактивированного туннелирования). В этом случае рекомбинационный поток можно записать в виде

$$q_{ps} = q_{s0}[\exp(\lambda_0 y) - 1], \quad q_{s0} = 1/4 v_T p_w \sigma_0 N_{ns} e^{-\lambda_0}, \quad (6)$$

$$\lambda_0 = eV_{b0}/E_0, \quad E_0 = E_{00} \text{cth}(E_{00}/kT),$$

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left[ \frac{e^2 N_a}{m_p^* \epsilon_s} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Здесь  $v_T$  — тепловая скорость дырок,  $\sigma_0$  — эффективное сечение захвата туннелирующих дырок. Второе слагаемое в квадратных скобках в (6) учитывает процессы обратного выброса дырок в объем в приближении высокой плотности поверхностных состояний.

Основное отличие выражения для потока рекомбинирующих дырок  $q_{ps}$  от туннельного потока дырок в поверхностный слой (определяющего восстанавливающий ток в модели, соответствующей диоду Шоттки [5,6,7]) дается множителем  $\sigma_0 N_{ns}$ . Величина  $\sigma_0$  зависит от механизма захвата. При тепловой скорости дырок  $10^7$  см/с, поверхностной концентрации центров  $N_{ns} = 10^{12} - 10^{13}$  см<sup>-2</sup> и типичных значениях сечения захвата на нейтральный центр  $\sigma_0 = 10^{-15}$  см<sup>2</sup> [14], величина  $N_{ns}\sigma_0 \ll 1$ . В этом случае рекомбинационный поток  $q_{ps}$  существенно меньше туннельного потока дырок к поверхности. Ниже величина  $q_{s0}$  рассматривается как параметр модели.

## 2. Кинетика фотонапряжения. Результаты для равномерного освещения

1. В приближении обедненного слоя  $N_s = N_{s0}\sqrt{1-y}$ , и уравнение (5) может быть записано относительно фотонапряжения  $y$

$$\frac{\tau_s}{2\sqrt{1-y}} \frac{dy}{dt} = q_w/q_{s0}(1-B_n) + 1 - e^{\lambda_0 y},$$

$$\tau_s = N_{s0}/q_{s0} \quad (8)$$

и проинтегрировано в квадратурах. При малой вероятности выхода  $B_n \ll 1$  зависимость  $y(t)$  имеет вид

$$y = \frac{1}{\lambda_0} \ln \frac{a}{1 + [a \exp(-\lambda_0 y_0) - 1] \exp[-2\lambda_0 a \tau (1-y)^{1/2}]}$$

$$\tau = \frac{t}{\tau_s}, \quad a = \frac{q_w}{q_{s0}} + 1. \quad (9)$$

Здесь  $y(t=0) = y_0 = 0$  для включения и  $y = y_0 \neq 0$ ,  $a = 1$  для случая выключения освещения. При малых интенсивностях  $q_w/q_{s0} \ll 1$  стационарное значение фотонапряжения  $\delta V_{st}$  возрастает пропорционально интенсивности  $y_{st} = 1/\lambda_0(q_w/q_{s0})$ . При больших интенсивностях  $q_w/q_{s0} \gg 1$  фотонапряжение растет логарифмически. Отметим, что диапазон малых и больших интенсивностей разграничивается условием  $q_w \simeq q_{s0}$ , которому соответствует интенсивность  $I_b \simeq q_{s0}/\delta$ .

Из (9) следует, что время релаксации фотонапряжения равно

$$t_{rel} = k_t(I) \frac{\tau_{s0}}{(1 + q_w/q_{s0})}, \quad \tau_{s0} = \tau_s/\lambda_0, \quad 1 < k_t(I) \lesssim 3. \quad (10)$$

При малых интенсивностях  $q_w \ll q_{s0}$ ,  $k_t \approx 1$  время релаксации не зависит от интенсивности освещения и равно  $t_{rel} = \tau_{s0}$ . При больших интенсивностях  $q_w \gg q_{s0}$ ,  $k_t \approx 3$  время установления фотонапряжения убывает обратно пропорционально интенсивности  $t_{rel} \sim q_w^{-1}$ . При выключении освещения электроны быстро покидают рабочую область за время  $\tau_{ext} = \max(d^2/D_n, d/\bar{v})$ , и измерение времени релаксации фотонапряжения в ООЗ

методом двухимпульсного возбуждения дает с использованием формул (8) и (10) оценку величины  $q_{s0}$ .

2. Согласно (4), при фотонапряжении  $y = r$  прозрачность барьера  $B_n = 0$  и происходит прекращение эмиссии. Соответствующую критическую интенсивность  $I_{cr}$  можно определить из условия достижения стационарного состояния  $q_{ns} = q_{ps}$  при  $y = r$

$$I_{cr} \approx \frac{q_{s0}}{\delta\gamma} e^{\lambda_0 r}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что критическая интенсивность экспоненциально возрастает с увеличением значения  $\lambda_0 r = \Delta_0/E_0$ . Интенсивность  $I_{opt}$ , при которой стационарная плотность тока эмиссии максимальна, находится (с учетом (9) при  $\tau \rightarrow \infty$ ) из условия экстремума выражения

$$q_{emi} = B_{n0} q_w \left[ 1 - \frac{1}{\lambda_0 r} \ln \left( 1 + \frac{q_w}{q_{s0}} \right) \right]. \quad (12)$$

Максимум эмиссионного потока достигается, когда  $q_w/q_{s0} = e^{\lambda_0 r - 1} - 1$ . При  $q_w \gg q_{s0}$  интенсивность  $I_{opt}$ , фотонапряжение и величина максимальной плотности тока эмиссии  $q_{opt}$  равны

$$I_{opt} = \frac{q_{s0}}{\delta\gamma} e^{\lambda_0 r - 1}, \quad y = y_{opt} = r - \lambda_0^{-1},$$

$$q_{opt} = q_{s0} e^{\lambda_0 r - 1} \frac{B_{n0}}{\lambda_0 r}. \quad (13)$$

Используя (13) и выражение для квантового выхода эмиссии  $Y$  при малых интенсивностях  $Y_0 = (q_{emi}/I)_{I \rightarrow 0} = B_{n0} \delta\gamma$ , имеем

$$\frac{I_{opt}}{I_{cr}} = e^{-1}, \quad q_{opt} = I_{opt} \frac{Y_0}{\lambda_0 r}. \quad (14)$$

Из (13) следует, что максимум эмиссионного тока  $q_{opt}$  пропорционален восстанавливающему току дырок, вероятности  $B_{n0}$  и возрастает с увеличением отношения  $\Delta_0/E_0$  по закону, близкому к экспоненциальному.

3. Приведенные формулы связывают основные характеристики фотокатода ( $\Delta_0$ ,  $eV_{b0}$ ,  $B_{n0}$ ,  $q_{s0}$ ,  $E_0$ ) и экспериментально измеряемые величины, в частности,  $Y_0$ ,  $I_{opt}$ ,  $Y_{opt} = q_{opt}/I_{opt}$ ,  $\delta V_{st}(I_{opt})$ ,

$$B_{n0} = \frac{Y_0}{\delta\gamma}, \quad \frac{\Delta_0}{E_0} = \frac{Y_0}{Y_{opt}},$$

$$q_{s0} = I_{opt} \delta\gamma e^{-(\lambda_0 r - 1)}, \quad E_0 = \frac{e \delta V_{st}(I_{opt})}{\lambda_0 r - 1}. \quad (15)$$

Оценим характеристики GaAs фотокатодов, исследованных экспериментально в работах [9,10] (в этом случае  $d = 2 \mu\text{m}$ ,  $N_a = 6 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $\alpha = 10^4$  см<sup>-1</sup>). Используя экспериментальные значения квантовых эффективностей, токов эмиссии и фотонапряжения при соответствующих им интенсивностях возбуждения  $Y_0 = 0.219$ ,  $j_{opt} = 1$  А/см<sup>2</sup>, ( $q_{opt} = 6.25 \cdot 10^{18}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>),

$I_{\text{opt}} = 30 \text{ W/cm}^2$  ( $I_{\text{opt}} = 1.3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ),  $Y_{\text{opt}} = 0.049$ ,  $\delta V_{st} = 152 \text{ mV}$ , получим:  $B_{n0} = 0.384$ ,  $\lambda_{0r} = 4.47$ ,  $E_0 = 44 \text{ meV}$ ,  $\Delta_0 = 0.2 \text{ eV}$ . Величина  $E_0$  близка к значению  $E_0 = 47 \text{ meV}$ , следующему из (7). Предэкспоненциальный множитель  $q_{s0}$  равен  $q_{s0} = 2.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Оба параметра близки к значениям, определенным из аналогичных экспериментов для тонких слоев GaAs [5], что свидетельствует об адекватности модели.

### 3. Неравномерное распределение интенсивности освещения

1. Рассмотрим распределение фотонапряжения, квантовой эффективности и потока эмиссии при неоднородном освещении фотокатода  $I(\rho) = I_m \Phi(\rho)$ , предполагая, что размер светового пятна  $\rho_{\text{max}} \gg d$ . В установившемся режиме распределение фотонапряжения  $y(\rho) = \delta V/V_{b0}$  находится из уравнения

$$y = \frac{1}{\lambda_0} \ln \left\{ 1 + \frac{q_w [I(\rho), y] [1 - B_n(y)]}{q_{s0}} \right\}, \quad (16)$$

которое при  $B_n < 1$  эффективно решается методом итераций. Полный эмиссионный поток  $q_{\text{tot}}$  находится интегрированием по площади пятна возбуждения.

Численные расчеты проводились для GaAs фотоэмиттера при значениях параметров, приведенных в разделе 2. Считалось, что интенсивность  $I(\rho)$  спадает при удалении от центра пятна по закону Гаусса, соответствующего распределению амплитуды основной моды различных конфигураций одномодовых лазеров [13]

$$I(\rho) = I_m \exp(-\beta R^2), \quad R = \rho/\rho_{\text{max}}. \quad (17)$$

2. При удалении от центра пятна возбуждения из-за уменьшения интенсивности освещения фотонапряжение  $y$  уменьшается, а квантовая эффективность растет. Распределение эмиссионного потока в зависимости от расстояния от центра пятна  $q_{\text{emi}}(\rho)$  приведено на рис. 1.

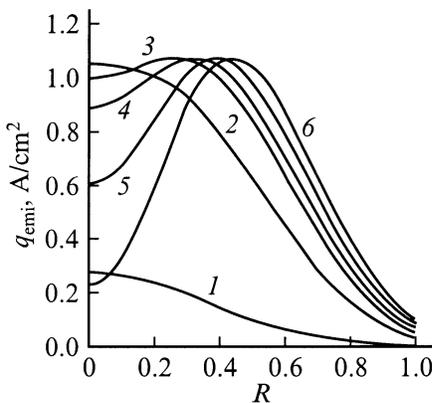


Рис. 1. Распределение потока эмиссии  $q_{\text{emi}}(R)$  вдоль освещаемой поверхности ( $I_{\text{max}}/I_{\text{min}} = 100$ ) для различных максимальных интенсивностей  $I_{\text{max}}$ ,  $10^{20} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ : 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 1.7, 4 — 2, 5 — 2.5, 6 — 3.

При всех интенсивностях,  $I_m < I_{\text{opt}}$ , когда эффективная прозрачность области объемного заряда относительно слабо зависит от интенсивности и не слишком мала ( $\Delta = E_c - E_{vl} \approx \Delta_0$ ), величина  $q_{\text{emi}}$  спадает при удалении от центра пятна вместе с интенсивностью (кривые 1,2). При приближении к критической интенсивности, когда эффективная прозрачность барьера около оси пучка близка к нулю, распределение  $q_{\text{emi}}(\rho)$  немонотонно и имеет максимум, смещенный от центра пятна. В интервале  $I_{\text{opt}} < I_m < I_{\text{cr}}$  при приближении к критической интенсивности разности  $q_{\text{emi}}^{\text{max}} - q_{\text{emi}}(0)$  и  $q_{\text{emi}}^{\text{max}} - q_{\text{emi}}(1)$  увеличиваются, а положение максимума удаляется от центра пятна. Само значение максимума не зависит от интенсивности и определяется максимальной прозрачностью барьера и параметрами, определяющими восстановительный ток дырок. Точность оценки максимального значения тока  $q_{\text{opt}}$  по формуле (13) зависит от величины  $B_{n0}$  и составляет несколько процентов.

3. Определим значения интенсивности в центре пятна площадью  $S$ , соответствующей максимуму собранного заряда. Этот максимум достигается при интенсивности на оси пятна  $I_m$ , несколько большей значения  $I_{\text{opt}}$  и меньшей  $I_{\text{cr}}$ , поскольку область пятна, где  $I(\rho) \geq I_{\text{cr}}$ , соответствует  $B_n \approx 0$  и является нерабочей. Для гауссовского распределения  $I(\rho)$  (17) с использованием (16) при  $B_n \ll 1$  и  $q_w = I(\rho)\delta y$  получаем

$$q_{\text{tot}} = S q_{s0} B_{n0} \Phi(H, \beta),$$

$$\Phi(H, \beta) = \frac{[P - \exp(-\beta)]}{\beta} H - \frac{1}{\lambda_{0r} \beta} [\phi(H') - \phi(He^{-\beta})], \quad (18)$$

здесь  $H = I_m \delta y / q_{s0}$ ,  $\phi(x) = (x + 1) \ln(x + 1) - x$ , а величины  $P$  и  $H'$  определены соотношениями

$$I_m \leq I_{\text{cr}} \quad P = 1, \quad H' = H,$$

$$I_m > I_{\text{cr}} \quad P = I_{\text{cr}}/I_m, \quad H' = I_{\text{cr}} \delta y / q_{s0}. \quad (19)$$

При малых  $H \ll 1$  полный поток практически не зависит от  $\beta$  и возрастает пропорционально средней по пятну интенсивности  $\bar{I}$

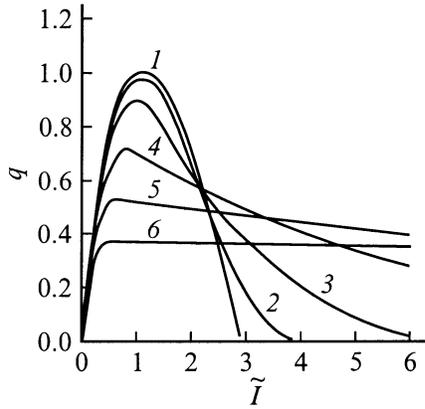
$$q_{\text{tot}} = S \bar{I} Y, \quad \bar{I} = I_m \frac{1 - e^{-\beta}}{\beta},$$

$$Y = Y_0 \left[ 1 - \frac{H}{\lambda_{0r}} \frac{1 + e^{-\beta}}{2} \right]. \quad (20)$$

При больших интенсивностях  $H \gg 1$  функция  $\Phi(H, \beta)$  описывает немонотонную зависимость. При распределениях интенсивности света, близких к равномерным ( $\beta \ll 1$ ), максимальная и средняя интенсивности, соответствующие максимуму полного потока эмиссии, и его значение задаются формулами

$$I_m = I_{\text{opt}} e^{\beta/2 - \beta^2/12}, \quad \bar{I}_{\text{opt}} = I_{\text{opt}} \left( 1 - \frac{\beta^2}{24} \right),$$

$$q_{\text{tot}}^{\text{max}}/S = q_{\text{opt}} \left( 1 - \frac{\beta^2}{24} \right). \quad (21)$$



**Рис. 2.** Зависимость полного потока эмиссии  $q_{\text{tot}}/q_{\text{opt}}$  от средней интенсивности освещения  $\tilde{I} = \bar{I}/I_{\text{opt}}$  для различной степени неравномерности распределения интенсивности освещения по пятну  $I_{\text{max}}/I_{\text{min}}$ : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 20, 5 — 100, 6 — 1000.

Из (21) следует, что с ростом неравномерности освещения значение  $I_m$  смещается в сторону больших интенсивностей и более чувствительно, чем поток эмиссии, к неравномерности распределения интенсивности. Максимальный поток, как и средняя интенсивность, мало отклоняются от своего наибольшего значения вплоть до  $I_m/I(\rho_{\text{max}}) \lesssim 2$ . Из (18), (19) следует, что для гауссова пучка эмиссия прекращается когда  $I(\rho_{\text{max}}) = I_{\text{cr}}$ , что достигается при  $I_m = I_{\text{sup}}$ , где

$$I_{\text{sup}} = I_{\text{cr}} e^{\beta} = I_{\text{cr}} \frac{I_m}{I(\rho_{\text{max}})}, \quad \bar{I}_{\text{sup}} = I_{\text{sup}} \frac{1 - e^{-\beta}}{\beta}. \quad (22)$$

Для сильно неравномерных распределений ( $e^{-\beta} \ll 1$ ) при больших интенсивностях  $H \gg 1$  средняя и максимальная интенсивность падающего излучения, при которых полный поток эмиссии максимален, определяются как

$$H_m = \exp[\lambda_0 r (1 - e^{-\beta})], \quad \bar{I}_{\text{opt}} \approx q_{s0} \frac{\exp[\lambda_0 r (1 - e^{-\beta})]}{\delta \gamma \beta}. \quad (23)$$

Максимум тока  $q_{\text{tot}}^{\text{max}}$  (как и величина  $\bar{I}_{\text{opt}}$ ) уменьшается обратно пропорционально  $\beta$  и равен

$$q_{\text{tot}}^{\text{max}}/S = q_{s0} B_{n0} \frac{\exp[\lambda_0 r (1 - \exp(-\beta))]}{\lambda_0 r \beta} \approx \frac{e}{\beta} (1 - \lambda_0 r e^{-\beta}) q_{\text{opt}}. \quad (24)$$

Зависимость полного потока эмиссии  $q_{\text{tot}}$  (в единицах  $q_{\text{opt}}$ ) от средней интенсивности для различных значений  $\beta$  представлена на рис. 2. С ростом  $\beta$  максимум тока смещается в сторону меньших средних интенсивностей, максимальный ток уменьшается и при больших значениях  $\beta \gg 1$  ярко проявляется „насыщение“ тока вблизи максимума из-за существенного увеличения предельной интенсивности  $I_{\text{sup}}$ . Теоретическая

зависимость  $q(\tilde{I})$  повторяет характерные качественные особенности экспериментальной зависимости  $j(I)$  [10]: ток эмиссии довольно быстро падает при  $\tilde{I} < \bar{I}_{\text{opt}}$  и практически постоянен при  $\tilde{I} \gtrsim \bar{I}_{\text{opt}}$ . Плавная зависимость  $q_{\text{tot}}(\tilde{I})$  в окрестности  $\bar{I}_{\text{opt}}$  связана с интегральным характером этой величины. Область вблизи оси пучка, где энергетический интервал, доступный для эмиссии, мал, имеет малую площадь и основной вклад вносит часть поверхности, где интенсивность освещения близка к оптимальной. Ввиду экспоненциально сильного изменения восстанавливающего тока при больших интенсивностях возбуждения точное задание закона прозрачности барьера при малых значениях  $B_n$  не является существенным в окрестности  $I_{\text{opt}}$ .

## 4. Переходные процессы и восстановление заряда

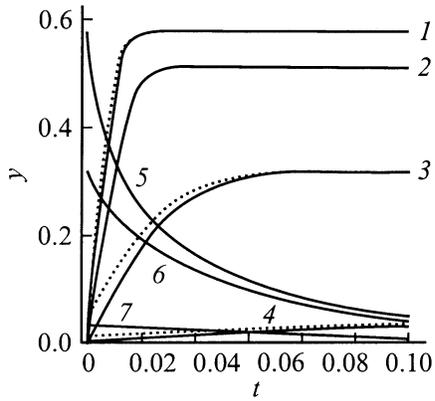
1. Для исследования релаксационных процессов и времени восстановления квантовой эффективности используются измерения зависимости от времени тока эмиссии при быстром включении освещения и режим двухимпульсного возбуждения. В этом случае измеряется зависимость от времени задержки отношения заряда эмиссии, создаваемого пробным импульсом к заряду эмиссии, созданному импульсом накачки.

Приведем результаты численных расчетов переходных процессов для случая мгновенного включения (выключения) освещения постоянной по времени интенсивности  $I(\rho)$  в одноимпульсном и двухимпульсном режимах. Длительность импульса —  $t_i$ , время задержки для второго импульса —  $t_p$ . Параметры фотокатодов указаны в разделе 2. Фотонапряжение  $y(R, t)$  находилось численным интегрированием уравнения (8) с соответствующими начальными условиями: при первом включении освещения  $y_0(R, 0) = 0$ , при (мгновенном) включении освещения распределение фотонапряжения —  $y(R, t_i)$ , при повторном включении света —  $y(R, t_i + t_p)$ . Полный эмиссионный поток определялся интегрированием по площади образца. Величина собранного заряда

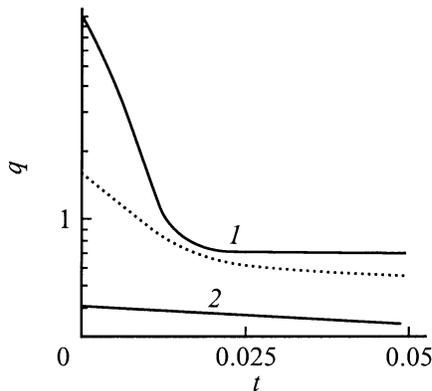
$$Q = \int_0^{t_i} q_{\text{tot}}(t) dt. \quad (25)$$

2. На рис. 3–5 представлены результаты расчетов зависимости от времени фотонапряжения и потока эмиссии для интенсивности  $I_m \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  при сильно неравномерном распределении интенсивности света  $I_m/I(\rho_{\text{max}}) = 100$ . Длительность освещения  $t_i = 0.1\tau_s$  близка к наибольшему времени установления фотонапряжения на периферии светового пятна. Из рис. 3 видно следующее.

Время релаксации фотонапряжения при включении  $\tau_+$  значительно возрастает при удалении от центра к периферии пятна  $\tau_+(0) \ll \tau_+(\rho_{\text{max}})$ .



**Рис. 3.** Зависимость фотонапряжения  $\gamma$  от времени (в единицах  $\tau_s = N_{s0}/q_{s0}$ ) при включении (1–4) и выключении (5–7) освещения. Время импульса (задержки)  $0.1\tau_s$ . Штриховая линия — зависимости  $\gamma(t)$  при повторном включении света. Время по оси абсцисс отсчитано от начала процессов включения, выключения и повторного включения освещения;  $\rho/\rho_{\max}$ : 1, 5 — 0; 2 — 0.3; 3, 6 — 0.6; 4, 7 — 1.



**Рис. 4.** Зависимость потока эмиссии  $q = q_{\text{emi}}(t, \rho)/q_{\text{opt}}$  от времени в центре пятна (1) и на периферии (2) —  $\rho/\rho_{\max}$ : 1 — 0, 2 — 0.8. Точки — зависимость от времени полного потока эмиссии  $\tilde{q}_{\text{tot}} = q_{\text{tot}}(t)/q_{\text{opt}}$ .

При выключении освещения время релаксации  $\tau_-$  существенно больше времени  $\tau_+$  для больших интенсивностей и совпадает с ним при малых интенсивностях.

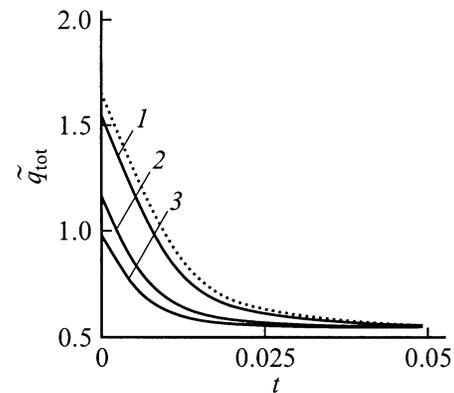
Существенно большая скорость релаксации фотонапряжения в центре пятна при выключении освещения приводит к выравниванию его значений по радиусу уже при малых временах ( $\lambda_0\tau \ll 1$ ). В результате при выключении освещения основное время занимает релаксация в линейном режиме, что предопределяет равенство времени восстановления заряда величине  $\tau_{s0}$  (см. (10)).

Время релаксации локального потока эмиссии при включении (рис. 4) равно времени релаксации эффективной прозрачности барьера (т.е. фотонапряжения). Оно значительно возрастает при удалении к периферии пятна с уменьшением отношения  $q_w/q_{s0}(\rho)$  (см. (10)). Пол-

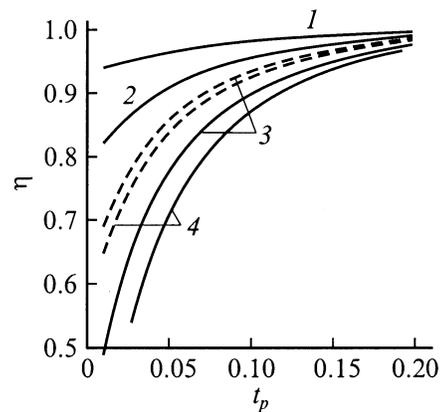
ный поток эмиссии  $q_{\text{tot}}$  релаксирует с промежуточным временем релаксации, близким к  $t_{\text{rel}} \approx \tau_{s0}e^{1-\lambda_0 r}$  области поверхности с максимальным потоком эмиссии.

Влияние времени задержки  $t_p$  на зависимости полного потока эмиссии от времени представлено на рис. 5, где показаны зависимости  $q_{\text{tot}}(t)$  при первом и повторном включении. С уменьшением  $t_p$  начальное значение полного потока эмиссии уменьшается, что связано с большим значением фотонапряжения при повторном включении.

3. Наиболее важная зависимость, характеризующая восстановление заряда как функцию времени задержки  $\eta = Q_2/Q_1(\tau_p)$  при различных значениях интенсивности  $I_m$  и  $I_m/I(\rho_{\max})$ , представлена на рис. 6. Длительность освещения  $t_i = 0.02\tau_s$  примерно равна времени релаксации полного потока эмиссии при включении освещения (рис. 4, 5). Из рисунка видно, что в случаях, когда эффек-



**Рис. 5.** Зависимость от времени полного потока эмиссии  $\tilde{q}_{\text{tot}}(t) = q_{\text{tot}}(t)/q_{\text{opt}}$  при различных временах задержки. Штриховая кривая — релаксация  $\tilde{q}_{\text{tot}}(t)$  при первом включении, сплошные кривые — релаксация при повторном включении;  $\tau_p$  (в единицах  $\tau_s$ ): 1 — 0.1, 2 — 0.02, 3 — 0.01.



**Рис. 6.** Зависимость  $\eta = Q_2/Q_1(\tau_p)$  от времени задержки при различных интенсивностях и различной степени неравномерности освещения;  $I_m, 10^{20} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ : 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 2, 4 — 2.8. Сплошные кривые — при равномерном освещении  $I_m/I(\rho_{\max}) = 1$ , штриховые — при  $I_m/I(\rho_{\max}) = 100$ .

ты ограничения заряда сильно выражены ( $I_{\text{opt}} \lesssim I_m \lesssim I_{\text{cr}}$ ,  $I_m/I(\rho_{\text{max}}) \simeq 1$ ), отношение  $\eta = Q_2/Q_1(\tau_p)$  зависит от интенсивности освещения и неравномерности распределения света по пятну при малых временах задержки  $\lambda_0\tau_p \ll 1$  (сравни сплошную и штриховую кривые 3 или сплошные кривые 1–4). Это порождает зависимость времени восстановления и потока  $q_{s0}$ , оцениваемого по восстановлению заряда на уровне  $\lesssim 90\%$ , от параметров светового пучка. В случаях, когда основной вклад в заряд вносит область пятна, где интенсивность меньше оптимальной, чувствительность функции  $\eta(\tau_p)$  к параметрам светового пучка понижается (сравни штриховые кривые 3 и 4). Полное восстановление заряда ( $\eta = Q_2/Q_1(t_r) \approx 0.99$ ) достигается при  $t_r \approx \tau_{s0}$ . При этом время  $t_r$ , соответствующее восстановлению сбора заряда, слабо зависит от интенсивности и неравномерности распределения интенсивности в пятне. Этот факт связан с тем, что при значениях  $\eta$ , близких к 1, скорость восстановления определяется наибольшим временем релаксации, соответствующим периферии светового пятна.

## Заключение

Результаты проведенных расчетов показывают высокую (экспоненциальную) чувствительность максимального тока эмиссии к величине отрицательного сродства. В случае неравномерного возбуждения максимальный ток эмиссии заметно снижается, а его зависимость от интенсивности в окрестности максимума становится более пологой. Быстрая релаксация фотонапряжения в области высокой интенсивности приводит к низкой чувствительности времени восстановления к интенсивности возбуждения и неравномерности распределения интенсивности в пятне. В результате учет неравномерности освещения оказывается необходимым как при определении параметров фотокатода по данным эксперимента, так и при выборе оптимального режима фотоэмиссии.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант № 99-00125), а также фонда РФФИ (грант № 00-02-16775).

## Список литературы

- [1] Alley R., Aoyagi H., Clendenin J. et. al. // Nucl. Instr. and Methods A. 1995. Vol. 365 (1). P. 1–27.
- [2] Schneider J.E., Baum A.W., Winograd G.I. et. al. // J. Vac. Sci. Techn. B. 1996. Vol. 14 (6). P. 3782–3786.
- [3] Woods M. et. al. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 73 (12). P. 8531–8535.
- [4] Herrera-Gómez A., Vergara G., Spicer W.E. // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79 (9). P. 7318–7323.
- [5] Mulhollan G.A., Subashiev A.V., Clendenin J.E. et al. // Phys. Lett. A. 2001. Vol. 282 (2). P. 309–318.
- [6] Hecht M.H. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 41 (11). P. 7918–7921.
- [7] Bauer A., Prietsch M., Molodtsov S. et. al. // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44 (8). P. 4002–4005.
- [8] Резников Б.И., Субашиев А.В. // ФТП. 1998. Т. 32. Вып. 9. С. 1125–1134, ФТП, 1998. Т. 32. Вып. 12. С. 1467–1475.
- [9] Jaroshevich A.S., Kirillov M.A., Orlov D.A. et. al. // Proc. 7<sup>th</sup> Intern. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams. Urbana (USA), 1997. P. 132–134.
- [10] Kirillov M.A., Orlov D.A., Terekhov A.S. // Proc. Low Energy Polarized Electron Workshop. St. Petersburg, 1998. P. 30–33.
- [11] Sinclair C. // Polarized Sources and Targets / Ed. A. Gute et al. Erlangen–Nurnberg, 1999. P. 222–232.
- [12] Mulhollan G.A. et. al. // Polarized Sources and Targets / Ed. A. Gute et al. Erlangen–Nurnberg, 1999. P. 322–334.
- [13] Иценко Е.Ф. Открытые оптические резонаторы. М.: Сов. радио, 1980. 207 с.
- [14] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с.