

Переходные процессы в фотокатодах при больших интенсивностях лазерного излучения

© Б.И. Резников, А.В. Субашиев*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

*Государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 2 июля 1998 г. Принята к печати 6 июля 1998 г.)

В рамках нелинейной диффузионной модели рассмотрены переходные характеристики фотокатода при мгновенном включении и выключении оптического возбуждения в одноимпульсном и двухимпульсном режимах возбуждения. Определены критические значения интенсивности освещения, соответствующие проявлению эффектов ограничения заряда и прекращению эмиссии фотоэлектронов. Показано, что заряд эмиссии в импульсе является немонотонной функцией интенсивности возбуждения и сильно зависит от величин отрицательного электронного сродства и эффективной прозрачности барьера в активирующем слое. В режиме ограничения заряда время установления фотонапряжения и тока эмиссии при включении возбуждения определяется в основном установлением равновесия между потоками электронов и дырок к поверхности и убывает обратно пропорционально интенсивности освещения. Время восстановления характеристик фотокатода после выключения освещения обратно пропорционально скорости захвата дырок на глубокие нейтральные центры в процессе их туннелирования к поверхности через барьер области объемного заряда и может достигать микросекунд.

1. Введение

Полупроводниковые фотокатоды, использующие эмиссию оптически ориентированных электронов с поверхности эпитаксиальной пленки GaAs, активированной до отрицательного электронного сродства, используются в физике высоких энергий на линейных ускорителях [1,2] для получения пучков поляризованных электронов. Важными параметрами катода являются максимальный ток (в непрерывном режиме) и максимальный заряд в импульсе (для импульсного режима), достигаемые при интенсивном оптическом возбуждении. При таком возбуждении происходит ограничение тока и заряда эмиссии вследствие фотовольтаического эффекта, уменьшающего приповерхностный изгиб зон и увеличивающего работу выхода [3].

Эффекты ограничения эмиссии экспериментально исследовались как в квазистационарном режиме [4], так и при импульсном возбуждении [4–6]. Связь наблюдаемых закономерностей с фотовольтаическим эффектом обсуждалась в работе [7]. Было показано, что учет фотовольтаического эффекта позволяет описать экспериментальные зависимости из работы [5], однако количественные результаты в [7] были получены в виде модельного численного расчета.

Стационарные характеристики фотокатода при интенсивном возбуждении были исследованы нами ранее [8]. Было показано, что для количественного описания наблюдаемых зависимостей квантового выхода от фотонапряжения и интенсивности возбуждения необходимо предполагать, что прозрачность эффективного барьера в области активирующего слоя на поверхности суще-

ственно уменьшается с ростом фотонапряжения, что свидетельствует о зависимости проницаемости барьера от энергии. Представляют значительный интерес и переходные характеристики фотокатода, особенно в связи с использованием фотокатодов в многоимпульсном режиме [9].

В настоящей работе исследованы механизмы, определяющие установление тока эмиссии при включении возбуждения и релаксации фотокатода после его выключения, и выяснены возможности характеристики фотокатодных структур по экспериментальным данным, полученным при нестационарном возбуждении.

2. Постановка задачи

2.1. Активация атомночистой поверхности эпитаксиальной пленки p -GaAs путем нанесения монослойного покрытия Cs–O приводит к закреплению уровня Ферми на поверхностных локализованных состояниях донорного типа в запрещенной зоне, изгибу зон у поверхности и образованию области объемного заряда (ООЗ), толщина которой w определяется положением уровня Ферми и концентрацией акцепторов N_a .

Кроме того, на поверхности пленки образуется слой (активирующий слой), обеспечивающий отрицательное электронное сродство и являющийся энергетическим барьером для фотоэлектронов.

Энергетическая диаграмма фотокатодной структуры с рабочей областью толщиной d приведена, например, в работах [7,8]. Кинетику фотоэлектронов в квазинейтральной области $w \leq x \leq d$ и в области объемного

заряда $0 \leq x \leq w$ мы будем описывать уравнением диффузии

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial q_n}{\partial x} = \alpha I_i e^{-\alpha x} - \frac{n}{\tau}, \quad q_n = -D_n \frac{\partial n}{\partial x} - \mu_n E n, \quad (1)$$

сращивая решения на границе $x = w$ (подробнее см. в [8]). Здесь n — концентрация электронов, x — координата, отсчитываемая вправо от барьера; I_i — максимальная интенсивность светового излучения, вошедшего в полупроводник; α — коэффициент поглощения, μ_n , D_n , τ — подвижность, коэффициент диффузии и время жизни электронов.

2.2. Граничные условия для уравнения (1) при $x = w$ соответствуют условиям непрерывности электронного потока и концентрации. Из решения уравнения диффузии в ООЗ при $\alpha w \ll 1$ следует

$$q_n(0) \approx q_n(w) + I_i \alpha w, \quad q_n(w) = -D_n \partial n / \partial x(w). \quad (2)$$

На правой границе рабочей области $x = d$ задано условие поверхностной рекомбинации со скоростью s_1

$$D_n \partial n / \partial x(d) = -s_1 n(d).$$

Здесь пренебрегается равновесной темновой концентрацией электронов, которая намного меньше характерных концентраций в рабочей области при освещении.

Граничное условие на поверхности $x = 0$ описывает рекомбинацию электронов с положительно заряженными центрами и их эмиссию в вакуум [8]. Рекомбинационный поток $q_{sn} = \alpha_n n_0 N_s^+ = s_n n_0 (1 - f)$ пропорционален плотности электронов и положительно заряженных центров у поверхности $N_s^+ = N_s (1 - f)$, коэффициенту захвата на центры α_n и зависит от степени заполнения центров электронами f . Здесь $N_s = N_a w_0$ — поверхностная плотность центров до освещения, $s_n = \langle \alpha_n N_s \rangle$ — скорость поверхностной рекомбинации.

Изучение распределения вылетевших электронов по энергиям при слабой интенсивности возбуждения [10,11] показывает, что их энергии распределены в полосе $\Delta E = E_c - E_{vl}$ между краем зоны проводимости и уровнем вакуума, близким к величине отрицательного электронного средства $\Delta E \approx \chi$. Это свидетельствует о быстром захвате электронов в яму ООЗ, медленной энергетической релаксации в яме и малой прозрачности приповерхностного эффективного потенциального барьера. Средняя глубина ямы ООЗ V_{bi} существенно превышает ΔE , поэтому уменьшение глубины ямы ООЗ уменьшает эмиссионный ток. Соответственно эффективная скорость эмиссии электронов из ООЗ может быть записана в виде $v_{emi} = v_n T_n T_w$, где v_n — средняя скорость электронов, T_n — прозрачность эффективного барьера в области активирующего слоя. Множитель T_w учитывает уменьшение полосы энергий ΔE , доступной для электронной эмиссии, и глубины ямы ООЗ при высокой интенсивности возбуждения вследствие фотовольтаического эффекта.

Окончательная запись граничного условия при $x = 0$ имеет вид

$$q_n(0) = -q_{sn} - q_{emi} = -[s_n(1 - f) + v_{emi}]n_0. \quad (3)$$

2.3. Изменение степени заполнения поверхностных состояний регулируется разностью потоков электронов и дырок, захватываемых центрами

$$N_s \frac{df}{dt} = q_{sn} - q_{sp}, \quad q_{sp} = s_p p_0 f. \quad (4)$$

Начальное значение $f_0 = 0$ задается условием $q_{sn} = q_{sp} = 0$. Величина q_{sp} аналогично q_{sn} пропорциональна плотности дырок p_0 , преодолевающих энергетический барьер, плотности нейтральных центров $N = N_s f$ и скорости захвата на нейтральных центры $s_p = \alpha_p N_s$ (α_p — коэффициент захвата дырок). Плотность дырок p_0 определена суммарным потоком дырок, поступающим к поверхности из рабочей области

$$p_0 = q_{p0} / V_p, \quad q_{p0} = q_{pth} + q_{pt}, \quad (5)$$

который содержит две составляющие — термоэмиссионный ток q_{pth} и туннельный ток q_{pt} сквозь барьер в слое объемного заряда. Потоки q_{pth} и q_{pt} записываются стандартным образом (см. [12]). Выражения для них приведены в [8].

2.4. Поток дырок к поверхности восстанавливает количество положительно заряженных поверхностных состояний и поверхностный заряд. Изменение степени заполнения центров меняет плотность поверхностного заряда $eN_s^+ = eN_s(1 - f)$, высоту V_{bi} и ширину w энергетического барьера для дырок

$$V_{bi} = 2\pi \frac{e^2 N_s^{+2}}{\epsilon_s N_a} = V_{bi}^0 (1 - f)^2, \quad (6)$$

$$w = \sqrt{\frac{2V_{bi}}{kT}} L_d = w_0 (1 - f)$$

(L_d — дебаевский радиус) и приводит к фотовольтаическому эффекту, состоящему в возникновении фотонапряжения δV , изменяющего положение края зоны проводимости относительно уровня вакуума

$$\delta V = V_{bi}^0 - V_{bi} = V_{bi}^0 f(2 - f), \quad E_{vl} = E_{vl}^0 + \delta V. \quad (7)$$

Это уменьшает долю электронов, преодолевающих барьер. Полный заряд электронов, эмиттированных фотокатодом с единицы площади (в единицах e), равен

$$Q = v_n \int_0^\infty T_n T_w n_0 dt. \quad (8)$$

Зависимость прозрачности T_w от величины изгиба зон связана с возникающим распределением электронов в

яме ООЗ по энергиям. В приближении равномерного распределения

$$T_w = \frac{E_c - E_{vl}}{V_{bi}} = \frac{r - y}{1 - y}, \quad y = \delta V / V_{bi}^0, \\ r = \frac{E_c - E_{vl}^0}{V_{bi}^0} = T_{w0}. \quad (9)$$

Из выражения (9) видно, что "прозрачность ямы" уменьшается с увеличением фотонапряжения (степени заполнения центров). Уравнение кинетики заполнения поверхностных центров (4) с учетом (7), (9) удобно записать относительно y в виде

$$\frac{N_s}{2\sqrt{1-y}} \frac{dy}{dt} = q_{sn} - [q_{sth}^0(e^{U_{0y}} - 1) + q_{st}^0(e^{\lambda_{0y}} - 1)]f, \quad (10)$$

где

$$f = 1 - \sqrt{1-y}, \quad U_0 = V_{bi}^0/kT, \\ \lambda_0 = \lambda U_0, \quad \lambda = 2\sqrt{m_p^*kT}L_d/\hbar.$$

Из (10) следует, что восстановительный ток дырок зависит от степени заполнения центров f , определяющей фотонапряжение y . Явные выражения для предэкспоненциальных множителей q_{sth}^0 и q_{st}^0 в токе дырок приведены в [8].

3. Квазистационарное приближение

3.1. Сложность совместного решения уравнения диффузии (1) и уравнения кинетики заполнения центров (10) обусловлена нелинейностью задачи, однако, ряд частных моделей поддается аналитическому решению. Рассмотрим случай, когда диффузионные процессы в рабочей области протекают значительно быстрее установления равновесия между потоками электронов и дырок, подходящих к барьеру. За исключением начальной стадии длительностью, меньшей $t_* = d^2/D_n$, распределение концентрации электронов и потоки соответствуют стационарным решениям краевой задачи (1). Для анализа решения кинетического уравнения (10) заменим поток электронов q_{sn} приближенным выражением, равным его стационарному значению q_{sn} при $f \rightarrow 0$ [8]

$$q_{sn} = I_i \frac{\alpha L_{dif}}{1 + \alpha L_{dif}} \frac{\gamma \theta_0}{1 + v_n T_n r / s_n}. \quad (11)$$

Здесь $L_{dif} = \sqrt{D_n \tau}$, γ и θ_0 — постоянные, зависящие от параметров, характеризующих объемную генерацию и рекомбинацию в рабочей области и скорость поверхностной рекомбинации при $x = d$ [8].

В предположении, что q_{sn} не зависит от времени, уравнение (10) интегрируется в квадратурах

$$\int_0^y \frac{dy}{2\sqrt{1-y} \left\{ 1 - \left[\frac{q_{sth}^0}{q_{sn}} (e^{U_{0y}} - 1) + \frac{q_{st}^0}{q_{sn}} (e^{\lambda_{0y}} - 1) \right] (1 - \sqrt{1-y}) \right\}} \\ = \frac{t}{N_s / q_{sn}}. \quad (12)$$

При малых интенсивностях, когда $\lambda_{0y} \ll 1$, $U_{0y} \ll 1$, интеграл в (12) вычисляется, и решение имеет вид

$$y = y_s \operatorname{th}(t/\tau_s), \quad (13)$$

$$y_s = \sqrt{\frac{2q_{sn}}{q_{sth}^0 U_0 + q_{st}^0 \lambda_0}}, \\ \tau_s = \frac{N_s}{\sqrt{2q_{sn}(q_{sth}^0 U_0 + q_{st}^0 \lambda_0)}}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что с увеличением интенсивности величина τ_s убывает как $\tau_s \sim I_i^{-1/2}$, а y_s растет как $y_s \sim I_i^{1/2}$. Отметим, что при малых интенсивностях, когда эффекты ограничения заряда малы, медленная релаксация фотонапряжения с временем τ_s слабо влияет на зависимость квантовой эффективности от времени, которая устанавливается одновременно с распределением концентрации электронов, т.е. за время порядка диффузионного времени.

При высоких интенсивностях возбуждения приближенное аналитическое решение удастся получить для случая, когда доминирует одна из компонент восстанавливающего тока дырок (например, туннельный ток $q_{st}^0 \gg q_{sth}^0$)

$$y = \frac{1}{\lambda_0} \\ \times \ln \frac{q'}{1 + (q' e^{-\lambda_{0y_1}} - 1) \exp[-\lambda_0 q' f(1-f)](\tilde{t} - \tilde{t}_1)}. \quad (15)$$

Здесь $\tilde{t} = 2tq_{st}^0/N_s$, $q' \approx 1 + (q_{sn}/q_{st}^0)/\bar{f}$ (черта над символом означает усреднение в интервале $[y_1, y]$, где $y_1(t_1) \ll y$ соответствует верхней границе линейной области).

Решение (15) содержит характерный масштаб времени

$$\tau_s = \frac{N_s}{2\lambda_0 q' f(1-f)q_{st}^0} \approx \frac{N_s/q_{sn}}{2\lambda_0 f(1-f)/\bar{f}}. \quad (16)$$

Из (15) следует, что время установления стационарного значения фотонапряжения и квантового выхода равно $\tau_{ad} = (3 \div 4)\tau_s \approx N_s/I_i$. Оно может варьироваться в широких пределах, убывая при больших значениях интенсивности возбуждения (в меру независимости от интенсивности отношения $f(1-f)/\bar{f}$ обратно пропорционально интенсивности освещения I_i).

3.2. Область интенсивностей, соответствующих существенным эффектам ограничения заряда, соответствует большим фотонапряжениям на барьере и низкой прозрачности T_w . Максимальное значение фотонапряжения y , при котором поверхностный барьер прозрачен для электронов, зависит от начальных значений $E_c - E_{vl}^0$ и V_{bi}^0 и равно $y_{\max} = r$. При этом $f_{\max} = 1 - \sqrt{1-r}$. При $\delta V \geq E_c - E_{vl}^0$ (т.е. $y \geq r$) барьер становится непрозрачным. Выражение для интенсивности излучения,

соответствующей условию $y = r$, следует из равенства $q_{sn} = q_{sp}$

$$I^{cr} \approx \frac{[1 + (\alpha L_{dif})^{-1}]}{\gamma \theta(r)} [q_{st}^0 (e^{\lambda_0 r} - 1) + q_{sth}^0 (e^{U_{or}} - 1)] (1 - \sqrt{1 - r}). \quad (17)$$

Заметим, что выражение (17) справедливо при произвольной зависимости $T_w(y)$, при этом следует считать $T_w(r) = 0$. Существенно, что с увеличением E_{vl}^0 (уменьшением r) величина I^{cr} уменьшается экспоненциально. Напротив, уменьшение s_n и увеличение s_p сдвигают границу непрозрачности барьера в область больших интенсивностей.

4. Переходные процессы при включении освещения

4.1. Уравнение диффузии электронов (1) с граничными условиями (2), (3) решалось совместно с уравнением (10), описывающим кинетику заполнения положительно заряженных центров электронами. Использовались разностные аппроксимации второго порядка точности по координате и первого порядка точности по времени. При решении системы разностных уравнений шаг по времени включал внутренние итерации при вычислении f по заданному потоку q_w на границе рабочей области и внешние — при вычислении распределения $n(x)$ на следующем временном слое.

Далее приведены результаты расчетов для фотокатода с параметрами $d = 1$ мкм, $D_n = 40$ см²/с (диффузионное время $t_* = d^2/D_n = 0.25$ нс), $\alpha = 10^4$ см⁻¹, $\tau = 10^{-9}$ с, $s_1 = 10^5$ см/с, $N_a = 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $V_{bi}^0 = 0.3$ эВ, $E_{vl}^0 = 1.2$ эВ, $T_n = 0.04$. Коэффициенты захвата электронов и дырок на поверхностные центры $\alpha_n = 10^{-7}$ см³/с, $\alpha_p = 3 \cdot 10^{-8}$ см³/с. При расчетах учитывалась зависимость скорости поверхностной рекомбинации электронов от поля и уменьшение прозрачности барьера с ростом фотонапряжения [8]. При принятых численных значениях параметров величина $I^{cr} \approx 4 \cdot 10^{22}$ см⁻²с⁻¹.

4.2. Рассмотрим динамику переходных процессов для фотокатода при мгновенном включении освещения. Диапазон интенсивностей освещения включает величины I_i , много меньшие критического значения I^{cr} (малые) и близкие к нему (большие). Численные значения I^{cr} , а следовательно, значения "малых" и "больших" интенсивностей определены выбранными параметрами фотокатода и прежде всего E_{vl}^0 и α_p .

Характерное время переходного процесса при мгновенном включении освещения определяется временем диффузии неравновесных электронов к барьеру t_* и временем выравнивания потоков фотогенерированных электронов и дырок τ_s . При интенсивности, создающей плотность электронов у барьера, много меньшую N_a , установление равновесия между q_{sn} и q_{sp} происходит при значительной ширине слоя объемного заряда, близкой к

темновому значению. Поэтому равновесие потоков достигается за времена, много большие величины t_* . Если интенсивность такова, что концентрация электронов у барьера становится сравнимой с плотностью заряженных центров, то (при мгновенной рекомбинации) за диффузионное время фотонапряжение понижает энергетический барьер для дырок, и равновесие между потоками электронов и дырок достигается за это же время. Приравнивание двух характерных времен дает оценку интенсивности $I_* = N_s D_n / d^2$, при которой время установления равновесия равно t_* . При принятых параметрах значение $I_* = 2 \cdot 10^{22}$ см⁻²с⁻¹, что примерно в два раза меньше величины I^{cr} , соответствующей запираению барьера.

После включения освещения электронная концентрация $n(x)$ сначала монотонно растет со временем во всей рабочей области, а затем (при $t \gtrsim 2t_*$) объемная и "поверхностная" рекомбинация несколько уменьшают ее, и распределение $n(x)$ релаксирует сверху к стационарному профилю. Время установления стационарного распределения электронов порядка диффузионного, т.е. $(2 \div 5)t_*$. Численные расчеты показывают, что поток q_{sn} достигает стационарного значения за время, близкое к t_* независимо от интенсивности освещения. Поток дырок $q_{sp} \ll q_{sn}$ при $t \simeq t_*$ и время установления равновесия между потоками q_{sn} и q_{sp} достаточно сильно зависят от интенсивности, убывая по закону $\tau_{ad} \sim N_s / I_i$.

Результаты расчета зависимости фотонапряжения на барьере $\delta V(t)$ и квантовой эффективности $Y(t)$ для импульса света длительностью $t_{imp} = 16t_*$ представлены на рис. 1 и 2. Для принятых в расчете значений коэффициентов захвата и интенсивностей, соответствующих проявлению эффектов ограничения заряда, величины $\delta V(t)$ и $Y(t)$ достигают стационарных значений при временах,

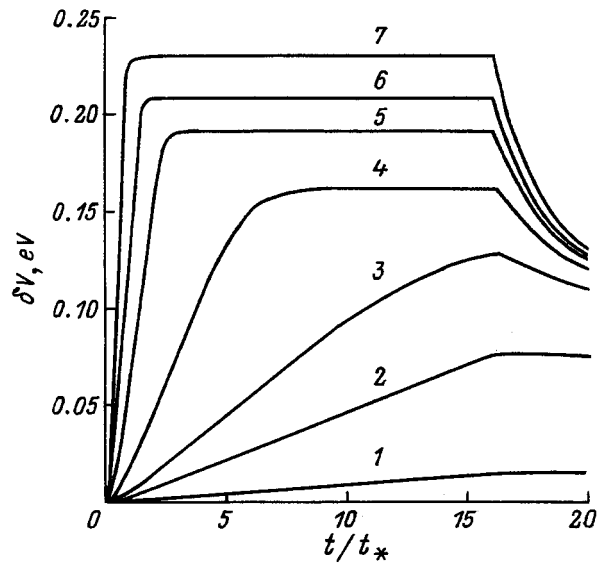


Рис. 1. Зависимость фотонапряжения от времени (в единицах t_*) при различных интенсивностях освещения I_i , 10^{20} см⁻²с⁻¹: 1 — 1, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 30, 5 — 100, 6 — 200, 7 — 500.

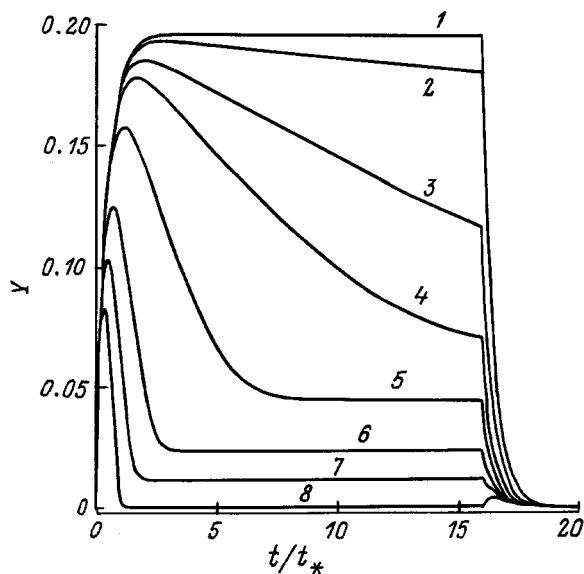


Рис. 2. Квантовый выход фотокатода Y как функция времени (в единицах t_*) при различных интенсивностях освещения I_i , $10^{20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 30, 6 — 100, 7 — 200, 8 — 400.

значительно меньших $t_{\text{имп}}$. Заметим, что зависимости от времени фотонапряжения на барьере $\delta V(t)$, как следует из (7), определяются заполнением центров электронами $f(t)$. Из рис. 1 видно, что фотонапряжение на барьере $\delta V(t)$ монотонно растет со временем, причем стационарное значение δV и производная $d\delta V/dt$ увеличиваются с ростом интенсивности I_i , а время достижения стационарного состояния τ_{ad} уменьшается. В диапазоне достаточно больших интенсивностей $I_i \approx 0.1I_*$ ($I_i \gtrsim 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) фотонапряжение на барьере сравнимо с $E_c - E_{vl}^0$, стационарное значение f приближается к 0.5, а время τ_{ad} приближается к диффузионному времени t_* , а затем становится меньше его. В этом случае степень заполнения центров $f(t)$ и фотонапряжение δV сначала резко растут, а затем слабо увеличиваются в квазистационарном режиме. При этом рост $f(t)$ не прекращается даже после достижения степени заполнения f_{max} , соответствующей полностью непрозрачному барьеру $T_w = 0$. Напротив, при малых интенсивностях ($I_i \lesssim 0.1I_*$) величины f и u много меньше 1, стационарное состояние не достигается в течение $16t_*$ (рис. 1), и с уменьшением интенсивности до значений $\lesssim 0.01I_*$ время выхода на стационарный режим увеличивается до значений порядка долей микросекунд. К аналогичному эффекту приводит уменьшение коэффициента захвата электронов α_n .

На рис. 2 показаны зависимости квантового выхода (тока эмиссии, нормированного на интенсивность света в импульсе) от времени при различных интенсивностях освещения. Из рисунка видно, что существуют четыре диапазона интенсивностей, определяющих характер поведения $Y(t)$. При очень малых интенсивностях $I_i \lesssim 0.01I_*$ ($I_i \approx 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) квантовый выход $Y(t)$

монотонно растет со временем и за время порядка t_* выходит на стационарное значение, не зависящее от интенсивности. При малых интенсивностях $I_i \gtrsim 0.1I_*$ ($I_i \approx 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) квантовая эффективность проходит через пологий максимум, а затем уменьшается к стационарному значению. В этом диапазоне интенсивностей максимальное и стационарное значения Y весьма близки, а время достижения максимума уменьшается с ростом I_i . В диапазоне средних интенсивностей $I_i \approx I_*$ ($I_i \approx 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) по мере увеличения интенсивности максимум Y заметно смещается влево и становится более острым, а разница между максимальным и стационарным значениями становится довольно значительной. Само стационарное значение Y уменьшается и становится существенно меньше величины Y_0 при малых интенсивностях. Зависимость $Y(t)$ приобретает характерную пилообразную форму. Наконец, при больших интенсивностях $I_i \gtrsim I_{cr} \approx 4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ за времена, меньшие t_* , рост фотонапряжения до значений, сравнимых с $E_c - E_{vl}^0$, приводит к выполнению условия $E_{vl} > E_c$, и барьер становится непрозрачным до выхода фотокатода на стационарный режим, а квантовый выход Y обращается в нуль. При дальнейшем увеличении интенсивности время достижения максимума Y и время достижения полной непрозрачности барьера, а также величина Y уменьшаются, и сбор заряда прекращается при временах, заметно меньших диффузионного. Немонотонность $Y(t)$ объясняется уменьшением прозрачности барьера и увеличением рекомбинации фотоэлектронов вблизи барьера после достижения квазистационарного состояния в рабочей области. Длительность спадающего участка зависимости $Y(t)$ определяется временем установления равновесия между потоками электронов и дырок у барьера.

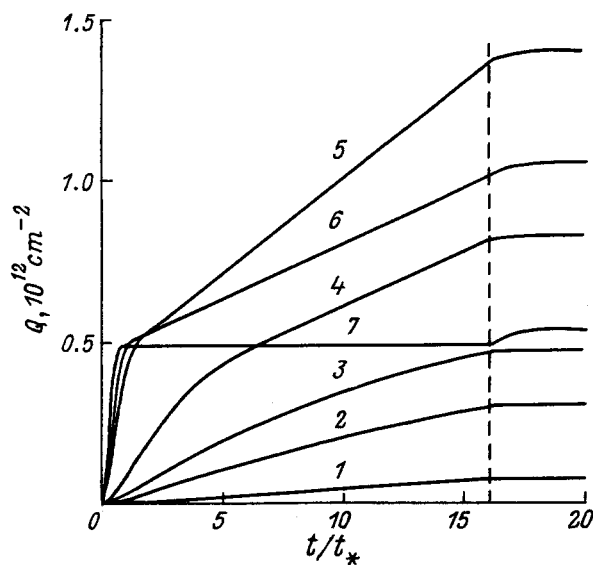


Рис. 3. Заряд фотоэлектронов Q (в единицах e) как функция времени (в единицах t_*) при различных интенсивностях освещения I_i , $10^{20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 1, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 30, 5 — 200, 6 — 300, 7 — 500.

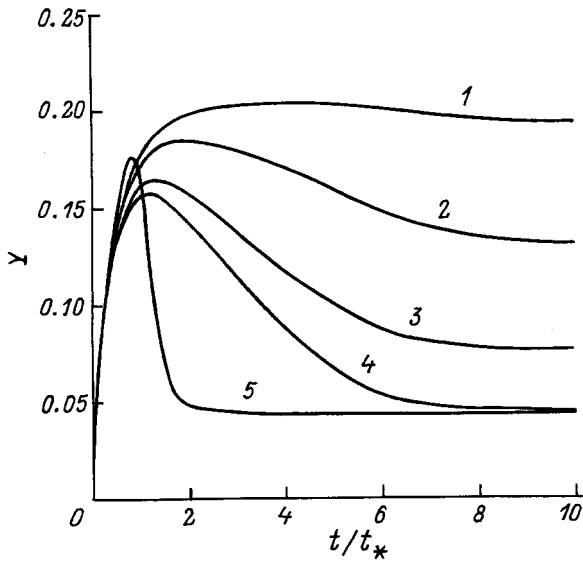


Рис. 4. Расчет зависимостей квантового выхода от времени $Y(t)$ для различных моделей захвата электронов и прозрачности барьера в активационном слое. Интенсивность освещения I_i , $10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1–4 — 3, 5 — 35. Параметры моделей: 1 — $\alpha_n = \alpha_{n0}$, $T_n = T_{n0}$; 2 — $\alpha_n(E)$, $T_n = T_{n0}$; 3 — $\alpha_n = \alpha_{n0}$, $T_n = T_n(\delta V)$; 4 — $\alpha_n(E)$, $T_n = T_n(\delta V)$; 5 — $\alpha_n = \alpha_{n0}$, $T_n = T_{n0}$.

Отмеченные особенности поведения функции $Y(t)$ проявляются в зависимости полного числа электронов, эмиттированных фотокатодом, от времени. Из рис. 3 видна зависимость от интенсивности производной dQ/dt , ее изменение во времени и прекращение накопления заряда при временах, меньших диффузионного времени t_* при интенсивностях, превосходящих критическую. Из рис. 3 также видно, что рост стационарных значений $Q(t)$ при малых и средних интенсивностях ($I_i \lesssim 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) с увеличением интенсивности освещения сменяется его уменьшением. Это связано с тем, что эффекты ограничения заряда при больших интенсивностях из-за уменьшения времени сбора заряда и квантовой эффективности приводят к заметному уменьшению величины эмиттированного заряда, т.е. к немонотонной зависимости собранного заряда от интенсивности освещения (см. также раздел 5.1.). Таким образом, для фотокатода с заданными характеристиками существует верхний предел количества электронов, эмиттированных с 1 см^2 рабочей области в импульсе света при интенсивном возбуждении. Как следует из [8], этот предел порядка N_s . При принятых значениях параметров он равен примерно 10^{12} электронов и соответствует интенсивности $I_i = 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, которая примерно в 4 раза меньше критического значения, при котором барьер становится непрозрачным.

Обсудим теперь вопрос о том, как особенности модели процесса фотоэмиссии влияют на зависимость $Y(t)$. Значимость таких факторов, как зависимости скорости поверхностной рекомбинации электронов от поля $\alpha_n(E) \sim E^{-\nu}$ и туннельной прозрачности поверхностно-

го барьера от фотонапряжения $T_n(\delta V)$, может быть оценена прямым моделированием. Влияние этих факторов на стационарные характеристики фотокатода исследовалось в работе [8]. На рис. 4 представлены результаты расчетов без учета и с учетом зависимости скорости поверхностной рекомбинации от поля и туннельной прозрачности поверхностного барьера от фотонапряжения (см. формулу (36) работы [8]). Действие обоих факторов аналогично дополнительному увеличению интенсивности. Оба фактора уменьшают численное значение квантовой эффективности, ускоряют время достижения максимума $Y(t)$ и время достижения стационарного состояния. Существенно, что выбор модели определяет качественные особенности функции $Y(t)$. Более важным в количественном отношении оказывается учет зависимости $T_n(\delta V)$, так как уменьшение туннельной прозрачности барьера при больших интенсивностях сильно уменьшает долю электронов, способных к преодолению барьера. Параметры зависимостей $\alpha_n(E)$ и $T_n(\delta V)$ могут быть определены по экспериментальным данным при одновременном измерении зависимостей $Y(t)$ и $\delta V(t)$ (см. [8]).

5. Переходные процессы при выключении освещения

5.1. Изучение процессов, протекающих в фотокатодом при выключении освещения, дает информацию о токе дырок, восстанавливающем его исходное состояние. Далее мы обсудим результаты расчетов для случая быстрого выключения, в которых считалось, что в момент $t = t_0 = 16t_*$ интенсивность начинает уменьшаться по гауссовому закону с постоянной времени 10^{-12} с .

Расчеты показывают, что имеются две стадии восстановления характеристик фотокатода после выключения освещения, из которых первая протекает в диффузионном масштабе времени t_* , а вторая определяется временем уменьшения фотонапряжения до малых значений $\delta V \sim kT$ (это время обозначим через t_r). Первая стадия связана с уходом электронов из рабочей области при отсутствии фотогенерации и с убыванием как фотонапряжения на барьере, так и электронного потока q_{sn} за время порядка $2t_*$. Это убывание хорошо видно на рис. 1 (кривые 4–7) и рис. 2 (кривые 1–7). После этого степень заполнения поверхностных центров изменяется только под воздействием восстановительного потока дырок.

При больших интенсивностях света, близких к I^c , когда прозрачность барьера сильно уменьшается ($I_i \simeq 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), возможно повторное возрастание тока, несмотря на уменьшение концентрации электронов вблизи барьера, связанное с улучшением эффективной прозрачности T_n из-за уменьшения фотонапряжения (кривая 8, рис. 2). В связи с этим сбор заряда не только продолжается после прекращения возбуждения в течение примерно $2t_*$, но и может дать прибавку к заряду эмиссии (при интенсивностях порядка I^c

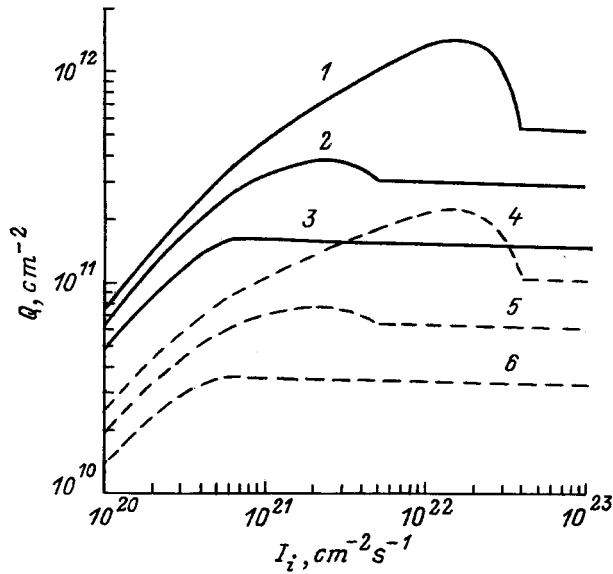


Рис. 5. Зависимость заряда эмиссии фотоэлектронов Q (в единицах e) от интенсивности освещения при различных значениях E_{nl}^0 и T_n : 1–3 — $T_n = 0.04$; 4–6 — $T_n = 0.01$; E_{vl}^0 , эВ: 1, 4 — 1.2; 2, 5 — 1.25; 3, 6 — 1.3.

см. рис. 3, кривые 6, 7). Суммарное количество заряда, эмиттированное в импульсе, по мере приближения интенсивности к значению I^{cr} из-за уменьшения прозрачности барьера и увеличения скорости рекомбинации оказывается немонотонной функцией интенсивности (рис. 5). Положение, численное значение максимума и детали поведения зависимости $Q(I_i)$ в окрестности максимума зависят от разности $E_c - E_{vl}^0$ и T_n . Хорошо выраженный максимум зависимости $Q(I_i)$ имеет место для фотокатодов с высокими значениями "прозрачности ямы" $T_{w0} = r$ при низких интенсивностях. Для фотокатодов с малыми значениями T_{w0} при приближении к окрестности интенсивности I^{cr} рост заряда резко замедляется, и после прохождения размытого максимума функция $Q(I_i)$ сверху приближается к предельному значению (кривые 3, 6).

Следует отметить, что зависимость собранного заряда Q от туннельной прозрачности барьера T_n нелинейная и ее характер зависит от интенсивности возбуждения. Как видно из рис. 5, в окрестности I^{cr} уменьшение T_n приводит к уменьшению Q_{max} по закону более сильному, чем линейный.

5.2. Рассмотрим теперь стадию восстановления характеристик фотокатода. Рис. 1 демонстрирует существенную асимметрию зависимостей фотонапряжения $\delta V(t, I_i)$ и различие временных масштабов при включении и выключении освещения, зависящее от интенсивности возбуждения. После выключения освещения в связи с прекращением притока электронов из рабочей области в ООЗ фотонапряжение уменьшается и (при больших и средних интенсивностях освещения) падает до значений примерно 0.1 В в течение времени $(1 \div 3)t_*$, независимо

от величины первоначальной интенсивности (рис. 1). Уменьшение фотонапряжения приводит к увеличению ширины слоя объемного заряда и высоты барьера для дырок, что уменьшает поток дырок и замедляет падение фотонапряжения на барьере. Производная $|d\delta V/dt|_{t_{imp}}$ слабо зависит от интенсивности в сильно нелинейном случае ($\delta V(t_0) \simeq V_{bi}^0$), однако, при $\delta V(t_0) \ll V_{bi}^0$ или $y_0 \ll 1$ она заметно уменьшается с уменьшением интенсивности. Таким образом, независимо от интенсивности освещения большую часть времени восстановления занимает релаксация в линейном режиме, когда фотонапряжение уменьшается от значения $\delta V_0 \lesssim 0.1$ эВ до величины, меньшей kT .

Время восстановления намного превышает время достижения стационарного состояния и растет с уменьшением коэффициента захвата дырок α_p . Оценим это время, используя уравнение (10). Полагая, что в течение практически всего времени восстановления $q_{sn} \ll q_{sp}$, получим вместо (12)

$$\int_y^{y_0} \frac{dy}{2\sqrt{1-y}(1-\sqrt{1-y})[\tau_t^{-1}(e^{\lambda_0 y} - 1) + \tau_{th}^{-1}(e^{U_0 y} - 1)]} = t(y) - t_0. \quad (18)$$

Соотношение (18) содержит две величины, имеющие размерность времени $\tau_t = N_s/q_{st}^0$, $\tau_{th} = N_s/q_{sth}^0$, и характерным масштабом времени восстановления квантовой эффективности является меньшая из них. Приближенное решение задачи при условии преобладания туннельного тока дырок $\tau_t \ll \tau_{th}$ имеет вид

$$t_r - t_0 = \tau_t F(y_r, y_0, \lambda_0),$$

$$F(y_r, y_0, \lambda_0) = \int_{y_r}^{y_0} \frac{dy}{2\sqrt{1-y}(1-\sqrt{1-y})(e^{\lambda_0 y} - 1)}. \quad (19)$$

Интеграл $F(y_r, y_0, \lambda_0)$ может быть оценен с достаточной точностью, если заменить подынтегральную функцию приближенным выражением, справедливым в области, вносящей максимальный вклад в интеграл. Тогда

$$F(y) = \frac{1}{\sqrt{1-y_0}} \int_{\lambda_0 y}^{\lambda_0 y_0} \frac{dz}{z(e^z - 1)}$$

$$\approx \frac{1}{\sqrt{1-y_0} \lambda_0 y} \left(1 - \frac{y}{y_0}\right). \quad (20)$$

При $y/y_0 \ll 1$ величина F растет пропорционально $1/y$. Сделаем численные оценки. Будем считать, что процесс восстановления завершается, когда эффективная прозрачность квантовой ямы T_w увеличивается до уровня $0.99r$. При $E_c - E_{vl}^0 = 0.224$ эВ, $V_{bi}^0 = 0.3$ эВ это соответствует фотонапряжению δV_r , примерно 0.01 эВ. При $y_0 = 1/3$ (см. рис. 1), $\lambda_0 \approx 7.5$ получаем $F \approx 4.4$. Аналогичная оценка при $\delta V_r = kT$, что соответствует

восстановлению прозрачности T_w до уровня $0.97r$, дает $F \approx 1.4$. Таким образом, можно считать, что для умеренных и больших интенсивностей величина F слабо зависит от y_0 , и время восстановления $t_r - t_0 \approx (2 \div 3)\tau_t$.

Из определения τ_t и $q_{st}^0 = s_p N_* e^{-\lambda_0}$, где при выбранных параметрах эффективная плотность туннелирующих дырок $N_* \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (см. [8,12]), следует, что

$$\tau_t = (\alpha_p N_*)^{-1} e^{\lambda_0}. \quad (21)$$

Это время уменьшается с увеличением α_p и растет с увеличением λ_0 (см. (10)). Поскольку $\lambda_0 \sim (m_p^*/N_a)^{1/2}$, время τ_t экспоненциально уменьшается с увеличением N_a и растет с увеличением эффективной массы туннелирующих дырок. Весьма существенно, что параметр λ_0 не зависит от температуры, так что зависимость времени τ_t от температуры определяется только предэкспоненциальным множителем в восстанавливающем токе дырок [12]. Для использованных в расчете параметров при $\alpha_p = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ и $\lambda_0 = 7.5$ время восстановления $t_r = 2\tau_t = 0.4 \text{ мкс}$.

В линейном случае $U_0 y, \lambda_0 y \ll 1$ и формула (19) применима во всем диапазоне изменения y , так что y_0 — стационарное значение фотонапряжения при освещении. Закон изменения y имеет вид

$$y = \frac{y_0}{1 + (t - t_0)/\tau_t}, \quad \tau_t = \frac{N_s}{(q_{st}^0 \lambda_0 + q_{sth}^0 U_0) y_0}. \quad (24)$$

Подставляя y_0 из (14), получим

$$\tau_t = \frac{N_s}{\sqrt{2q_{sn}(q_{st}^0 \lambda_0 + q_{sth}^0 U_0)}} \equiv \tau_s, \quad (25)$$

где $\tau_s \sim I_i^{-1/2}$ — время достижения стационарного состояния. Таким образом, в случае малых интенсивностей, когда параметры фотокатода мало изменяются под действием освещения, процессы установления равновесия при включении и выключении протекают с близкими временными масштабами.

5.3. Специальный интерес представляет моделирование возбуждения двумя импульсами равной длительности и интенсивности ($t_{imp} = 4t_* = 1 \text{ нс}$, $I_i = 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) с варьируемым интервалом Δ между импульсами. Такой режим используется как для экспериментального изучения нелинейных эффектов [4,5], так и на ускорителях [9]. Выбранная интенсивность возбуждения такова, что время достижения стационарного состояния в несколько раз меньше, чем длительность освещения t_{imp} . Заряд эмиссии во втором импульсе определяется как изменением параметров барьера при первом импульсе (зависящем от соотношения между I_i и I^{cr}), так и соотношением между интервалом Δ и временем восстановления характеристик барьера t_r . Оба фактора I^{cr} и t_r зависят от коэффициента захвата дырок на нейтральные центры. В частности с уменьшением α_p значение I^{cr} уменьшается (см. (17)), а время $\tau_t \sim 1/\alpha_p$

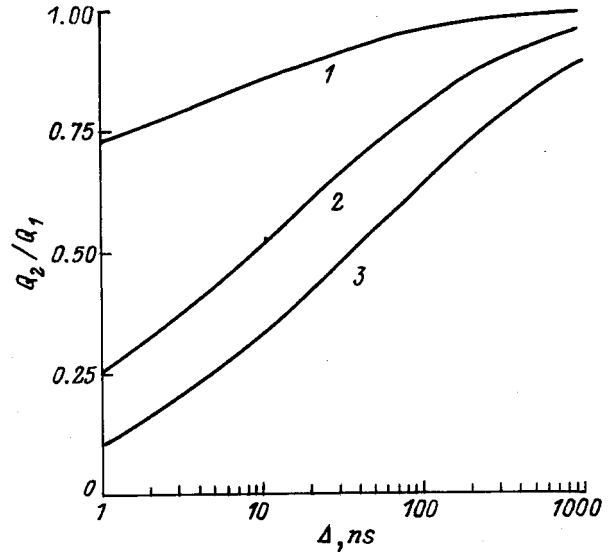


Рис. 6. Отношение заряда эмиссии фотоэлектронов во втором импульсе Q_2 к заряду эмиссии в первом импульсе Q_1 при двухимпульсном возбуждении в зависимости от времени задержки между импульсами Δ при различных значениях $\alpha_p, \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$: 1 — 10^{-7} , 2 — $3 \cdot 10^{-8}$, 3 — 10^{-8} .

растет. На рис. 6 представлено отношение зарядов Q_2/Q_1 в зависимости от интервала Δ , рассчитанное при различных коэффициентах захвата дырок на нейтральные центры α_p . Видно, что при $\Delta \ll \tau_t$ отношение Q_2/Q_1 заметно меньше 1 и сильно зависит от интервала Δ и коэффициента α_p .

Кроме зависимости $Q_2/Q_1(\Delta)$, представляет интерес определение наименьшего интервала между импульсами, обеспечивающего выполнение условия $(Q_1 - Q_2)/Q_1 \leq q$ при заданном значении q . Расчеты показывают, что отношение Q_2/Q_1 отличается от 1 не более чем на 5% при $\Delta \approx (2 \div 3)\tau_t$. В диапазоне $\alpha_p = 10^{-7} \div 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ время τ_t изменяется в пределах $0.05 \div 0.5 \text{ мкс}$. Заметим, что при $\alpha_p \lesssim 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ и интенсивности $I_i = 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} > I^{cr}$, барьер запирается задолго до установления равновесия, и восстановление положения уровня вакуума относительно зоны проводимости требует значительного времени. Ввиду этого для значений $I_i \gtrsim I^{cr}$ заряд эмиссии во втором импульсе при $\Delta \ll \tau_t$ оказывается сильно уменьшенным (см. рис. 6).

6. Обсуждение эксперимента

Сопоставление результатов теоретического расчета с экспериментальными данными [5] о зависимости заряда эмиссии Q от энергии лазерного импульса показывает, что выбор значений разности $E_c - E_{vl}^0$ и T_n позволяет получить диапазон значений Q , воспроизводящий экспериментальные данные. Обратная пропорциональная зависимость от интенсивности времени установления при включении (формула (16)) экспериментально наблюда-

лась в работе [6]. Расчеты восстановления характеристик фотокатода при выключении освещения и моделирование двухимпульсного режима выявляют процессы, определяющие основные качественные эффекты [4,5,7] — уменьшение амплитуды тока и заряда при повторном импульсе и их рост при увеличении времени задержки между импульсами (эффект памяти).

Время восстановления характеристик фотокатода слабо зависит от температуры (см. (21)), что (в совокупности с экспериментальными результатами [4]) свидетельствует в пользу утверждения о том, что восстанавливающим током являются туннельный ток легких дырок. Величина времени восстановления определяется значением коэффициента захвата дырок на нейтральные центры и при $\alpha_p \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см³/с составляет 0.1 мкс что согласуется с экспериментальными данными, приведенными в работах [5,7]. Экспоненциальная зависимость времени восстановления от параметров ООЗ эмиттера приводит к сильному разбросу наблюдаемых (например, в работах [4] и [5]) времен восстановления и зависимостей фототока от времени задержки при двух последовательных импульсах возбуждения, что свидетельствует о существенно разных параметрах исследованных фотоэмиттеров.

В соответствии с экспериментом, максимальные значения квантового выхода и собранного заряда достигаются при больших значениях отрицательного электронного сродства ($E_c - E_{vl}^0 \simeq 0.2$ эВ), а малое время восстановления — при высокой концентрации акцепторов в ООЗ.

7. Заключение

Наблюдаемые при высокой интенсивности возбуждения переходные характеристики фотокатодов (кинетика процесса установления, зависимость заряда эмиссии от интенсивности освещения и время восстановления) описываются нелинейной диффузионно-дрейфовой моделью фотокатода. Полученные результаты позволяют восстановить параметры фотоэмиттеров по экспериментальным переходным характеристикам и могут быть использованы для оптимизации фотокатодных структур применительно к режиму возбуждения.

Работа поддержана грантом U. S. CRDF (Award No RPI-351), грантом 95-1.23 Российской государственной программы "Поверхность и атомные структуры", а также Российским фондом по фундаментальным исследованиям, грант 96-02-19187а.

Список литературы

- [1] D.T. Pierce. In *Experimental Methods in Atomic, Molecular and Optical Physics: Charged Particles* v. 29A of the ser. *Experimental Methods in the Physical Sciences* (Academic Press, 1995) ed. by F.B. Dunning and R.G. Hulet, p. 1.
- [2] K. Abe et al. SLAC E143 Collaboration. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4173 (1995).

- [3] M. Hecht. *Phys. Rev.* **B41**, 7918 (1990).
- [4] A.S. Jaroshevich, M.A. Kirillov, D.A. Orlov, A.G. Paulish, H.E. Sheibler, A.S. Terechov. In *Pros. 7-th Int. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams* (Urbana, 1997) p. 485.
- [5] H. Tang, R.K. Alley, H. Aoyagi, J.E. Clendenin et al. In *Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators* (SLAC-432, 1994) p. 344.
- [6] Y.B. Bolkovityaninov, A.M. Gilinsky, C.W. de Jager et al. In *Pros. 12-th Intern. Symp. on High-Energy Spin Physics*, ed. by C.D.W. de Jager et al. (World Scientific, Singapore, 1997) p. 700.
- [7] A. Herrera-Gómez, G. Vergara, W.E. Spicer. *J. Appl. Phys.* **79**, 7318 (1996).
- [8] Б.И. Резников, А.В. Субашиев. *ФТП*, **32**, 1125 (1998).
- [9] R. Alley, H. Aoyagi, J. Clendenin et al., *Nuclear Instruments and Methods A*, **365**, 1 (1995).
- [10] C. Herman, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, D. Paget, J. Peretti, R. Houdré, F. Ciccacci, H. Riebert. In *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, ed. by C.V. Shank and B.P. Zakharchenya (Elsevier Science, B.V., 1992) p. 135.
- [11] А.С. Терехов, Д.А. Орлов, А.С. Ярошевич, Г.М. Солдатенков, И.В. Савченко, Л.С. Ронжин. *ФТТ*, **38**, 306 (1996).
- [12] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).

Редактор Т.А. Полянская

Transitional processes in photocathodes at large intensity of optical excitation

B.I. Reznikov, A.V. Subashiev*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

*State Technical University,
195251 St.Petersburg, Russia

Abstract Transition effects in a photocathode at high optical excitation power are investigated theoretically in a frame of a nonlinear diffusion model for the case of abrupt switching on and off the optical excitation in one-pulse and two-pulse excitation regimes. The critical values of illumination intensity that correspond to the manifestation of the charge limit effects and to termination of photoelectron emission are determined. The emission charge in the pulse is shown to be a non-monotonous function of the intensity of excitation that varies strongly depending on values of negative electron affinity and the effective transparency of the activation layer. In charge limitation regime the transition time to the stationary values of photovoltage and the emission current is predominantly determined by the relaxation rate to the equilibrium between electron and hole currents to the surface and is inversely proportional to the light intensity. The emitter relaxation time after switching off the illumination is inversely proportional to the hole capture rate to deep centers at the surface in their tunneling against the barrier in the band bending region and can be as large as microseconds.