

Эффекты ограничения заряда эмиссии в GaAs-фотокатодах при высоких интенсивностях оптического возбуждения

© Б.И. Резников, А.В. Субашиев*

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

* Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 21 апреля 1998 г. Принята к печати 22 апреля 1998 г.)

В рамках нелинейной диффузионной модели рассмотрены стационарные характеристики фотокатода и характерные времена переходных процессов при мгновенном включении и выключении освещения в условиях высокой интенсивности возбуждения, с учетом зависимости параметров приповерхностного слоя от фотонапряжения. Для стационарного случая получены аналитические зависимости квантового выхода от фотонапряжения и интенсивности излучения. Найдено критическое значение интенсивности освещения, соответствующей переходу в режим ограничения заряда эмиссии. Показано, что время выхода на стационарный режим зависит от величины установившегося фотонапряжения на барьере и определяется в основном временем установления равновесия между потоками электронов и дырок на поверхностные центры рекомбинации. При больших интенсивностях освещения время установления обратно пропорционально интенсивности освещения, что приводит при интенсивностях, соответствующих полному запираанию катода, к ограничению заряда эмиссии. Время релаксации фотонапряжения может достигать микросекунд. Сравнение результатов расчета зависимости квантового выхода от фотонапряжения с экспериментом позволяет восстановить зависимость туннельной прозрачности активационного слоя от фотонапряжения.

Полупроводниковые фотокатоды, использующие эмиссию электронов с поверхности эпитаксиальной пленки GaAs, активированной до отрицательного электронного сродства, имеют целый ряд важных применений в инфракрасной технике и современной физике: в физике высоких энергий [1,2], в исследованиях поверхности кристаллов и магнитных свойств тонких пленок [3]. Интенсивно исследуются возможности применения фотокатодов в электронной микроскопии и электронной литографии [4].

Для получения пучков поляризованных электронов используется оптическая ориентация электронов в процессе поглощения поляризованного по кругу света вблизи края межзонного поглощения. Поскольку возбуждение полупроводниковой структуры происходит в области малого поглощения, для получения пучков достаточной интенсивности приходится использовать интенсивные источники возбуждения. При этом экспериментально обнаруживаются разнообразные нелинейные эффекты как в стационарном режиме [5], так и при импульсном возбуждении [5–7], связанные с ограничением тока и заряда эмиссии вследствие фотовольтаического эффекта, уменьшающего приповерхностный изгиб зон и увеличивающего работу выхода [8]. Для применения фотокатодов как легко управляемых источников поляризованных электронов существенным является максимальный ток (в непрерывном режиме) и максимальный заряд в импульсе (для импульсного режима). Ограничение заряда эмиссии является основным препятствием для увеличения интенсивности электронных пучков, необходимой для ряда экспериментов, планируемых на ускорителях [6].

Хотя качественная картина явления, описанная в [8], достаточно ясна и в основном объясняет эксперимент [5–7], количественные результаты в работе [8] получены в результате модельного численного расчета. Это не позволяет использовать результаты [8] для выяснения зависимости наблюдаемых величин от параметров структуры фотозмиттера, оценки максимально достижимых параметров и возможности оптимизации параметров фотозмиттеров, а также для определения параметров фотозмиттерных структур по экспериментальным данным.

Наибольшие трудности для экспериментального и теоретического изучения представляют явления, происходящие в приповерхностной области объемного заряда и активирующего слоя (АС). Эксперименты по дифракции медленных электронов от активированной поверхности свидетельствуют об аморфности структуры АС [9]. Вследствие этого, даже катоды с высокими и близкими значениями квантового выхода имеют широкий разброс в наблюдаемых характеристиках, например в распределениях вылетевших электронов по энергиям и в кинетике деградации. Широкое распределение вылетевших электронов по энергии и слабая их деполаризация в условиях оптической ориентации свидетельствуют о существенной роли флуктуационного потенциала в области объемного заряда (ООЗ) [10]. Разнообразие свойств АС проявляется и в поведении катодов при интенсивном возбуждении.

В настоящей работе в рамках диффузионно-дрейфовой трехступенчатой модели фотозмиссии [11] исследованы механизмы, препятствующие фотовольтаическому эффекту, выяснены возможности характеристики фотокатодных структур по экспериментальным данным. Обсуждаются способы оптимизации структуры фотокатодов.

1. Постановка задачи

1.1. При активации атомно-чистой поверхности сильно легированных эпитаксиальных пленок GaAs до состояния отрицательного электронного сродства на поверхности пленки образуется слой (активирующий слой), являющийся энергетическим барьером для фотоэлектронов, толщина которого не превосходит 3 нм. Закрепление уровня Ферми на поверхности на локализованных состояниях донорного типа в запрещенной зоне приводит к изгибу зон у поверхности и образованию области объемного заряда (ООЗ), толщина которой w определяется величиной изгиба зон и концентрацией акцепторов N_a . Энергетическая диаграмма фотокатодной структуры с рабочей областью толщиной d представлена на рис. 1.

Перенос фотоэлектронов в рабочем слое $0 \leq x \leq d$ описывается уравнением диффузии

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

Здесь n — концентрация электронов, x — координата, отсчитываемая вправо от барьера, I_i — интенсивность светового излучения вблизи поверхности в полупроводнике, α — коэффициент поглощения. При не слишком высоком уровне легирования и комнатных температурах движение электронов в ООЗ можно описывать квазиклассически. Поэтому мы рассмотрим отдельно динамику электронов в слое объемного заряда $0 \leq x \leq w$ и квазинейтральной области $w \leq x \leq d$, срачивая решения на границе $x = w$ [12].

1.2. Граничное условие при $x = 0$ описывает захват и рекомбинацию электронов с положительно заряженными центрами на поверхности и их эмиссию в вакуум

$$q_n(0) = -q_{sn} - q_{emi}. \quad (2)$$

Рекомбинационный поток q_{sn} записывается в виде $q_{sn} = \alpha_n N_s^+ n_0$ или

$$q_{sn} = s_n n_0 (1 - f). \quad (3)$$

Здесь f — доля положительного поверхностного заряда eN_s , нейтрализованного при рекомбинации с электронами, $N_s^+ = N_s(1 - f)$ — поверхностная плотность положительно заряженных центров при освещении, $s_n = \alpha_n N_s$ — скорость поверхностной рекомбинации, α_n — коэффициент захвата электронов.

В выражении (3) опущено слагаемое, описывающее обратный процесс — выброс электронов в зону проводимости, существенный, если поверхностные уровни, на которые происходит захват, расположены достаточно близко к зоне проводимости. Для активированной поверхности GaAs слагаемые, связанные с тепловой генерацией, пренебрежимо малы как в объеме, так и на поверхности.

Эксперименты по изучению распределения вылетевших электронов по энергии при слабой интенсивности

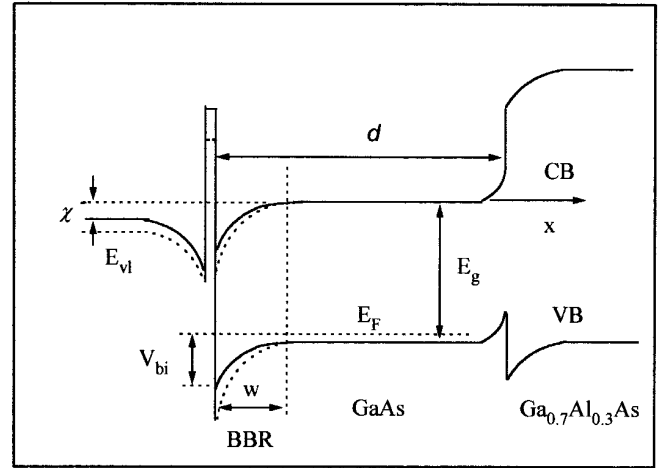


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма фотокатода. Штриховой линией показано положение уровня вакуума и краев зон в области объемного заряда до освещения.

возбуждения [13,14] показывают, что энергии вылетевших электронов и ширина распределения соответствуют полосе $\Delta E = E_c - E_{vl}$ между краем зоны проводимости и уровнем вакуума, близкой к величине отрицательного электронного сродства $\Delta E \approx \chi$, что свидетельствует о быстром захвате электронов в яму ООЗ и малой прозрачности приповерхностного эффективного потенциального барьера (см. рис. 1). Поэтому ток электронной эмиссии q_{emi} запишем в виде

$$q_{emi} = -V_n^T T_w (n_0 - n_0^*). \quad (4)$$

Здесь V_n^T — скорость ухода электронов из ООЗ, равная $V_n^T = v_n T_n$, v_n — средняя скорость электронов, T_n — прозрачность эффективного барьера в области активирующего слоя. Средняя глубина ямы ООЗ V_{bi} существенно превышает ΔE , поэтому при высокой интенсивности возбуждения происходит уменьшение глубины ямы ООЗ и полосы энергий ΔE , доступной для электронной эмиссии, что уменьшает эмиссионный ток. Это обстоятельство учитывается в (4) множителем T_w , являющимся эффективной "прозрачностью квантовой ямы" ООЗ. Концентрация n_0^* соответствует равновесию при $I_i = 0$. Граничное условие (2) нелинейно из-за зависимости рекомбинационного (q_{sn}) и эмиссионного (q_{emi}) токов от степени заполнения электронами поверхностных центров.

1.3. На правой границе рабочей области $x = d$ будем использовать условие поверхностной рекомбинации в виде

$$D_n \frac{\partial n}{\partial x} = -s_1 (n(d) - n_d^*), \quad (5)$$

где s_1 — соответствующая скорость рекомбинации, n_d^* — темновая концентрация электронов, которая в образцах p -типа намного меньше характерных концентраций в рабочей области при освещении и может быть положена равной нулю во всей рабочей области.

1.4. Граничное условие на левой границе рабочей области $x = w$, связывающее $n(0)$ и $n(w)$, нетрудно получить, считая что время пролета области объемного заряда (но не время установления равновесия между состояниями ООЗ и поверхности) много меньше времени жизни носителей. Из уравнения (1) следуют выражения для распределения потока и концентраций внутри ООЗ $0 \leq x \leq w$ [12]

$$q_n = q_n(0) + I_i(1 - e^{-\alpha x}) \approx q_n(0) + I_i \alpha x, \quad (6)$$

$$n(x) = e^{U(x)-U_0} \left[n_0 - \frac{1}{D_n} \int_0^x q_n(x') e^{-[U(x')-U_0]} dx' \right], \quad (7)$$

где $U(x) = e\phi(x)/kT$, $\phi(x)$ — потенциал электрического поля. Подставляя (6) в (7) при условии $\alpha x \ll 1$, получим

$$n(W) = e^{U(W)-U_0} \left\{ n_0 - \frac{L_d}{D_n} \left[q_n(0) J_1(W) + I_i \tilde{\alpha} J_2(W) \right] \right\}, \quad (8)$$

$$J_1(W) = \int_0^W \exp[-(U - U_0)] dX, \\ J_2(W) = \int_0^W X \exp[-(U - U_0)] dX. \quad (9)$$

Здесь X и W — координата и ширина слоя объемного заряда, нормированные на дебаевский радиус $L_d = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 kT / N_a e^2}$: $X = x/L_d$, $W = w/L_d = (2V_{bi}/kT)^{1/2}$, $\tilde{\alpha} = \alpha L_d$ ($V_{bi} = e\phi(0)$ — изгиб зон). В приближении обедненного слоя $U = (W - X)^2/2$, а входящие в (8) интегралы $J_1(W)$, $J_2(W)$ при $W \gtrsim 2$ равны

$$J_1(W) \approx \sqrt{\pi/2} \exp(W^2/2), \\ J_2(W) \approx \left(W \sqrt{\pi/2} - 1 \right) \exp(W^2/2).$$

Кроме того, в этом приближении $L_d/D_n = W/(\mu_n E_0) = \bar{v}^{-1}$.

Окончательное выражение для $n(w)$ имеет вид

$$n(w) = \frac{-q_n(w) \sqrt{\pi/2}}{\bar{v}} + \frac{I_i \tilde{\alpha}}{\bar{v}} + n_0 e^{-w^2/2}. \quad (10)$$

Из выражения (10) следует, что концентрация на границе ООЗ и квазинейтральной области есть сумма трех слагаемых, связанных с диффузионным потоком из области максимальных концентраций рабочего слоя, фотогенерацией и электронами, диффундирующими против поля с поверхности. При этом величина $\bar{v}/\sqrt{\pi/2}$ играет роль эффективной скорости рекомбинации на границе рабочего слоя. С учетом того что в рабочей области $E = 0$ и $q_n(w) = -D_n dn/dx(w)$, формула (10) устанавливает связь между производной и концентрацией

на левой границе квазинейтральной области. Заметим, что величина $q_n(w)$, полученная из решения уравнения диффузии, задает значение $q_n(0)$ соотношением (6), используя которое вместе с (2)–(4), получим

$$n_0 = \frac{-q_n(w) + I_i \alpha w}{S}, \quad S = V_n^T T_w + s_n(1 - f). \quad (11)$$

Исключая $q_n(w)$ с помощью соотношения (10) для $n(w)$, получим

$$n_0 = \frac{n(w) \bar{v} \sqrt{2/\pi} + I_i \alpha \left(w - \sqrt{2/\pi} L_d \right)}{S + \sqrt{2/\pi} \bar{v} e^{-w^2/2}}. \quad (12)$$

Заметим, что поверхностная концентрация электронов n_0 через толщину ООЗ (w) и "эффективную скорость рекомбинации" (S) зависит от степени заполнения центров электронами.

1.5. Изменение степени заполнения поверхностных состояний при освещении регулируется разностью потоков электронов и дырок, захватываемых поверхностными центрами

$$N_s \frac{df}{dt} = q_{sn} - q_{sp} \quad (13)$$

с начальным значением $f_0 = 0$, соответствующим тепловому равновесию.

Поток дырок к поверхности увеличивает количество положительно заряженных поверхностных состояний и поверхностный заряд. Изменение степени заполнения центров меняет плотность поверхностного заряда (eN_s^+), а также высоту (V_{bi}) и ширину (W) энергетического барьера для дырок

$$V_{bi} = 2\pi \frac{e^2 N_s^+}{\varepsilon_s N_a} = V_{bi}^0 (1-f)^2, \quad W = \sqrt{\frac{2V_{bi}^0}{kT}} (1-f) \quad (14)$$

и приводит к фотовольтаическому эффекту, состоящему в возникновении фотонапряжения δV , изменяющего положение края зоны проводимости относительно уровня вакуума

$$\delta V = V_{bi}^0 - V_{bi} = V_{bi}^0 f(2 - f), \quad E_{vl} = E_{vl}^0 + \delta V. \quad (15)$$

Это приводит к уменьшению доли электронов, преодолевающих барьер. Полный заряд электронов, эмиттированных фотокатодом с единицы площади есть

$$Q = e \int_0^\infty v_n T_n T_w (n_0 - n_0^*) dt. \quad (16)$$

1.6. Поток дырок $q_{sp} = \alpha_p N_s^0 p_0$ в пренебрежении тепловой генерацией записывается в виде, аналогичном (3), $q_{sp} = s_p p_0 f$ и описывает захват дырок на нейтральные центры плотностью $N_s^0 = N_s f$ со скоростью $s_p = \alpha_p N_s$, где α_p — коэффициент захвата дырок. Поверхностная концентрация дырок p_0 определена суммарным потоком дырок, поступающих к поверхности

из рабочей области $p_0 = q_{p0}/V_p$, который состоит из двух частей — термоэмиссионного тока и туннельного тока, протекающего через барьер слоя объемного заряда [15–17]:

$$q_{sp} = \left[q_{sth}^0 (e^{U_{0y}} - 1) + q_{st}^0 (e^{\lambda U_{0y}} - 1) \right] f, \quad (17)$$

$$y = \frac{\delta V}{V_{bi}^0} = f(2 - f), \quad (17)$$

$$q_{sth}^0 = s_p N_v e^{-U_0}, \quad q_{st}^0 = s_p N_* e^{-\lambda U_0}, \quad (18)$$

$$\lambda = \frac{\sqrt{2} L_d}{l_t}, \quad N_* = \frac{1}{3\sqrt{2}\pi^{5/2}} \frac{D/kT}{L_d l_t^2}, \quad (19)$$

$$l_t = \hbar / (2m_p^* kT)^{1/2}.$$

Здесь N_v — эффективное число состояний в валентной зоне, $N_v \propto l_t^{-3}$; величина D , входящая в определение N_* , имеет размерность энергии (~ 0.02 эВ) и представляет так называемый интеграл перекрытия (см. [16] т. 2, с. 107). Отметим, что относительный вклад туннельного тока зависит как от величины эффективной массы туннелирующих дырок, так и от деталей структуры ООЗ. Поэтому выбор численных значений параметров туннельного тока нуждается в обосновании, выходящем за рамки данной работы.

Из (17) следует, что восстановительный ток дырок зависит как от степени заполнения центров f , так и от фотонапряжения y . С учетом (17) и зависимости $\delta V(f)$ (15) уравнение кинетики (13) удобно записать относительно y

$$\frac{N_s}{2\sqrt{1-y}} \frac{dy}{dt} = q_{sn} - \left[q_{sth}^0 (e^{U_{0y}} - 1) + q_{st}^0 (e^{\lambda U_{0y}} - 1) \right] f, \quad (20)$$

$$f = 1 - \sqrt{1-y}.$$

2. Квазистационарный режим возбуждения

В описанной выше модели установившееся значение тока фотоэмиссии при стационарном возбуждении может быть найдено аналитически. Построение стационарного решения основано на получении соотношения между величинами n_w и q_w из решения краевой задачи (1). Последнее дает дополнительную связь между n_0 и n_w , что совместно с (12) позволяет получить выражения для n_0 и q_{sn} и из условия $q_{sn} = q_{sp}$ определить стационарные характеристики. Приведем конечный результат

$$n_0 = \frac{I_i \alpha}{v_{\text{eff}}} L_{\text{eff}}, \quad (21)$$

$$v_{\text{eff}} = V_n^T T_w + s_n(1-f) + v_{\text{dif}} \theta e^{-W^2/2}, \quad (22)$$

$$L_{\text{eff}} = L_1 + L_2, \quad L_1 = L_d [W - (1-\theta)],$$

$$L_2 = \frac{\gamma \theta L_{\text{dif}}}{1 + \alpha L_{\text{dif}}} e^{-\alpha w},$$

$$\gamma = \left\{ \delta - \frac{\kappa}{\Delta} \left[(\kappa + S_1) e^{\kappa} - (\kappa - S_1) e^{-\kappa} + 2(\delta - S_1) e^{-\delta} \right] \right\} / (\delta - \kappa), \quad (23)$$

$$\Delta = (\kappa + S_1) e^{\kappa} + (\kappa - S_1) e^{-\kappa}, \quad \kappa = d/L_{\text{dif}}, \quad (24)$$

$$\delta = \alpha d, \quad S_1 = s_1 d/D_n,$$

$$\theta = \left(1 + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{v_{\text{dif}}}{\bar{v}} \right)^{-1}, \quad v_{\text{dif}} = \beta \frac{D_n}{L_{\text{dif}}}, \quad L_{\text{dif}} = \sqrt{D_n \tau}, \quad (25)$$

$$\beta = \frac{(\kappa + S_1) e^{\kappa} - (\kappa - S_1) e^{-\kappa}}{\Delta}.$$

Выражение (21) описывает соотношение между количеством фотовозбужденных и уходящих из рабочей области электронов. Параметр γ , входящий в выражение для L_2 , зависит от трех параметров, характеризующих объемную (κ) и поверхностную (S_1) рекомбинации в рабочей области, а также ее оптическую толщину δ . В предельном случае толстого активного слоя $d \gg L_{\text{dif}}$ значения $\kappa \rightarrow \infty$, $\gamma \rightarrow 1$ и $\beta \rightarrow 1$. Отметим, что постоянные β и γ близки к 1 уже при значениях $\kappa \simeq 1$, $\delta \simeq 1$. В частности, при $d = 1$ мкм, $s_1 = 10^5$ см/с, $\tau = 10^{-9}$ с, $D_n = 40$ см²/с, $\alpha = 10^4$ см⁻¹ значения $\kappa = 1/2$, $S_1 = 1/4$, $\delta = 1$, $\gamma = 0.821$, $\beta = 0.782$, $\theta_0 = 0.881$. При $\kappa \rightarrow 0$ параметр $\gamma = 1 - e^{-\delta}$, $\beta = \kappa$.

Используя определение (3), выпишем выражение для q_{sn} при $w \ll d$, L_{dif} , $1/\alpha$

$$q_{sn} = I_i \frac{\alpha L_{\text{dif}}}{1 + \alpha L_{\text{dif}}} \gamma \theta \times \frac{s_n(1-f)}{s_n(1-f) + V_n^T T_w + v_{\text{dif}} \theta e^{-W^2/2}}. \quad (26)$$

Из (26) следует, что при $s_n(1-f) \gg V_n^T T_w$ стационарное значение q_{sn} практически не зависит от f , что позволяет пренебречь явной зависимостью $q_{sn}(f)$ и считать q_{sn} заданной функцией интенсивности излучения, входящего в рабочий слой, и величин, характеризующих сбор заряд (αL_{dif} , γ и проч.).

3. Квантовая эффективность

3.1. Выражение для квантового выхода $Y = q_{\text{emi}}/I_i$ можно получить из (4) с использованием (21). Приведем явное выражение для Y при $w \ll d$, L_{dif} , $1/\alpha$, считая что в общем случае s_n и T_n зависят от интенсивности возбуждения:

$$Y = \gamma \theta \frac{\alpha L_{\text{dif}}}{1 + \alpha L_{\text{dif}}} \times \frac{\eta T_w T_n}{\eta T_w T_n + s_n/s_{n0}(1-y)^{1/2} + v_{\text{dif}}/s_{n0} \theta e^{-W^2/2}}, \quad (27)$$

где $\eta = v_n/s_{n0}$. Согласно (27), квантовая эффективность определяется произведением нескольких сомножителей,

зависящих от характеристик рабочей области (γ), падающего излучения (αL_{dif}), и условий на барьере (η , $T_w(y)$, $T_n(y)$). Сомножитель θ зависит как от характеристик рабочей области (v_{dif}), так и от эффективной скорости переноса в слое объемного заряда \bar{v} и через его толщину W от фотонапряжения на барьере. Подчеркнем, что выражение (27) справедливо для произвольного вида зависимости прозрачности $T_n T_w(y)$.

Зависимость прозрачности T_w от величины изгиба зон связана с кинетикой релаксации и возникающим распределением электронов в яме ООЗ по энергиям. В приближении равномерного распределения

$$T_w = \frac{E_c - E_{vl}}{V_{bi}} = \frac{r - y}{1 - y} = 1 - \frac{1 - r}{(1 - f)^2},$$

$$r = \frac{E_c - E_{vl}^0}{V_{bi}^0} = T_{w0}. \quad (28)$$

При интенсивном возбуждении увеличение фотонапряжения и степени заполнения центров приводит к уменьшению "прозрачности ямы". Максимальное значение безразмерного фотонапряжения, при котором поверхностный барьер становится непрозрачным для электронов и квантовая эффективность обращается в нуль, зависит от начальных значений уровня вакуума и изгиба зон и составляет $y_m = \delta V_m / V_{bi}^0 = r$. При этом степень заполнения центров равна $f_{\text{max}} = 1 - \sqrt{1 - r}$. Выражение для интенсивности излучения, соответствующей этому условию, следует из равенства $q_{sn} = q_{sp}$ при $y = r$. Пренебрегая диффузией электронов против поля, получим

$$I^{cr} = \frac{[1 + (\alpha L_{\text{dif}})^{-1}]}{\gamma \theta(r)} \left[q_{sth}^0 (e^{U_{or}} - 1) + q_{st}^0 (e^{\lambda U_{or}} - 1) \right] \times (1 - \sqrt{1 - r}). \quad (29)$$

Выражение (29) справедливо при произвольной зависимости $T_w(y)$, при этом следует считать $T_w(r) = 0$. Существенно, что увеличение E_{vl}^0 (уменьшение r) приводит к сильному уменьшению величины I^{cr} . Напротив, уменьшение s_n и увеличение s_p сдвигают границу непрозрачности барьера в область больших интенсивностей.

Из (27) следует, что уменьшение квантовой эффективности фотокатода обусловлено тремя факторами. Первый — это снижение T_w из-за сужения энергетического интервала, в котором электроны сохраняют способность к преодолению барьера. Второй — это уменьшение вероятности туннелирования T_n через барьер из-за сдвига функции распределения электронов в яме в область больших энергий при наличии фотонапряжения на барьере. Он проявляется как зависимость прозрачности барьера T_n от фотонапряжения (поля). Третий — убыль концентрации электронов из-за поверхностной рекомбинации.

При малых интенсивностях освещения f , $y \ll 1$ величина Y равна

$$Y_0 = \gamma \theta_0 \frac{\alpha L_{\text{dif}}}{1 + \alpha L_{\text{dif}}} \frac{v_n T_{n0} T_{w0}}{s_{n0} + v_n T_{n0} T_{w0}}. \quad (30)$$

Соотношение (30) переходит в выражение для квантовой эффективности, выведенное для частных случаев толстого активного слоя ($\gamma = 1$) при низком уровне оптического возбуждения [18]. Из (30) следует, что при большом значении скорости поверхностной рекомбинации или малой скорости туннелирования через барьер квантовый выход $Y_0 \sim 1/s_{n0}$, а при малой скорости поверхностной рекомбинации квантовый выход Y_0 не зависит от s_{n0} и стремится к максимально возможному значению, определяемому объемной генерацией и рекомбинацией в рабочей области фотокатода.

Согласно (27), величина нормированного квантового выхода Y/Y_0 как явная функция y зависит от трех параметров — r , η и отношения v_{dif}/\bar{v}_0 , входящего в определение θ (25). Дополнительные факторы, влияющие на Y , содержатся в зависимости $T_n(y)$. Отметим, что если величина $v_{\text{dif}} \ll \bar{v}_0$, что соответствует $\theta_0 \approx 1$, то скорость \bar{v} , характеризующая перенос носителей в слое объемного заряда, довольно слабо влияет на величину квантовой эффективности.

3.2. Изучим поведение Y при $y \ll 1$, разлагая выражение (27) в ряд по y . Качественные выводы можно получить, рассматривая случай $s_n = s_{n0}$, $T_n = T_{n0}$. Пренебрегая последним членом в знаменателе (27), получим

$$Y = Y_0 \left[1 + \left(\frac{3/2 + \eta}{1 + \eta r} + \frac{1 - \theta_0}{2} - \frac{1}{r} \right) y \right]. \quad (31)$$

Из (31) следует, что квантовый выход Y будет сначала расти и иметь максимум, если $r > r_m$, где

$$r_m = \left[\sqrt{\left(1 - \frac{\theta_0}{4} \right)^2 + \eta \frac{(1 - \theta_0)}{2}} + 1 - \frac{\theta_0}{4} \right]^{-1} \approx \frac{2/3}{1 + (1/3 + 2/9\eta)(1 - \theta_0)} \quad (32)$$

(правая формула (32) справедлива при $1 - \theta_0 \ll 1$).

В противоположном случае $r < r_m$ величина Y сразу убывает с ростом интенсивности освещения. Физическая причина появления максимума заключается в конкуренции двух эффектов — уменьшения скорости поверхностной рекомбинации и уменьшения эффективной прозрачности барьера. Изменение условий на левой границе рабочей области описывается членом $1 - \theta_0$. Из (31) следует, что уменьшение r или уменьшение η (увеличение скорости s_{n0}) ведет к зависимостям $Y(I_i)$ с отрицательной производной dY/dI_i .

Оценим положение максимума квантовой эффективности, пренебрегая последним членом в знаменателе (27) и полагая, что в интервале $[0, y_m]$ можно положить $\theta/\theta_0 \approx 1$. В этом приближении Y имеет максимум при $y_m = 3r - 2$

$$\frac{Y_m}{Y_0} \approx \frac{1 + \eta r}{r} \frac{1}{\eta + 3^{3/2}(1 - r)^{1/2}/2} \approx \left(1 - \frac{27}{8} \frac{(r - 2/3)^2}{1 + \eta r} \right)^{-1} \quad (33)$$

(правая формула справедлива при $r - 2/3 \ll 1$).

Представленные на рис. 2 зависимости $Q = Y/Y_0$ при различных значениях E_{vl}^0 (или r) подтверждают качественный характер кривых, полученный при аналитическом использовании. Производная $[d(Y/Y_0)/dy]_0$ убывает с ростом E_{vl}^0 , изменяя знак. Основная особенность исследованной модели при $s_n/s_{n0} = 1$, $T_n/T_{n0} = 1$ — это наличие максимума Y для значений уровня вакуума E_{vl} , находящихся существенно ниже зоны проводимости.

3.3. Рассмотрим теперь поведение $Y(y)$ при $y \ll 1$ в случае, когда коэффициент захвата α_n зависит от поля. Согласно [19], в случае захвата в притягивающем поле значение $\alpha_n \sim E^{-3/2}$ и увеличивается с ростом фотонапряжения на барьере. В приближении обедненного слоя

$$E(0) = kT/(eL_d)W = E_0(1 - f),$$

и

$$\alpha_n = \alpha_{n0}(1 - f)^{-3/2}, \quad s_n = s_{n0}(1 - y)^{-3/4}.$$

В этом случае аналог разложения (31) имеет вид

$$\frac{Y}{Y_0} = 1 + \left(\frac{3/4 + \eta}{1 + \eta r} + \frac{1 - \theta_0}{2} - \frac{1}{r} \right) y. \quad (34)$$

Увеличение Y возможно, если $r > r_m$, где

$$r_m = \frac{8/3}{1 + 2/3(1 - \theta_0) + \sqrt{(1 + 2/3(1 - \theta_0))^2 + 32/9\eta(1 - \theta_0)}} \approx \frac{4/3}{1 + (2/3 + 8/9\eta)(1 - \theta_0)}, \quad (35)$$

правая часть формулы (35) соответствует случаю $1 - \theta_0 \ll 1$.

Из (35) следует, что возрастание Y возможно, однако только при малой поверхностной рекомбинации ($\eta \gg 1$, $\theta_0 \neq 1$) за счет увеличения эффективной скорости переноса электронов при сужении слоя объемного заряда ($\theta_0 \neq 1$). При $\eta \simeq 1$ величина $Y(y)$ убывает, причем скорость убывания увеличивается с уменьшением r .

Зависимость $Q = Y/Y_0(y)$ при $E_{vl}^0 = \text{const}$ в случае коэффициента захвата α_n , зависящего от поля как $\alpha_n \sim E^{-\nu}$, представлена на рис. 2 кривыми 1 ($\nu = 0$), 6 ($\nu = 3/2$) и 8 ($\nu = 10$). Видно, что нормированная квантовая эффективность в случае роста α_n с уменьшением поля уменьшается быстрее, чем в случае $s_n/s_{n0} = 1$. При более резкой зависимости $\alpha_n(E)$ ($\nu = 10$, кривая 8) квантовая эффективность уменьшается почти до нуля при значениях y , значительно меньших r , соответствующих наступлению непрозрачности квантовой ямы, и зависимость $Q(y)$ имеет положительную кривизну. Расчеты показывают, что незначительный рост $Q(y)$ возможен, но лишь при малых начальных значениях коэффициентов захвата ($\alpha_n \leq 10^{-8}$ см³/с при $\nu = 3/2$).

3.4. Рассмотрим теперь совместное влияние на величину Y всех трех факторов и учтем уменьшение вероятности туннелирования через барьер из-за сдвига спектра

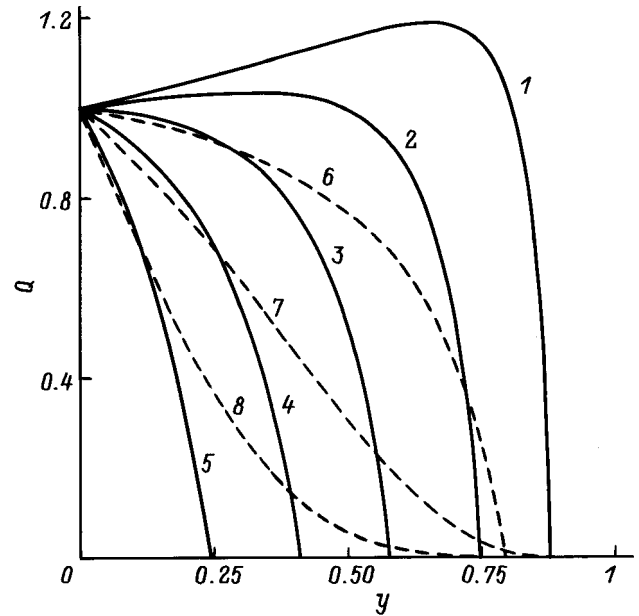


Рис. 2. Зависимости квантового выхода фотокатода $Q = Y/Y_0$ от фотонапряжения на барьере $y = \delta V/V_{bi}^0$ для начальных значений уровня вакуума E_{vl}^0 , эВ: 1, 6–8 — 1.16, 2 — 1.2, 3 — 1.25, 4 — 1.3, 5 — 1.35; значения расчетных параметров моделей: сплошные линии — $s_n/s_{n0} = 1$, $T_n/T_{n0} = 1$; штриховые — 6 — $\nu = 3/2$, $T_n/T_{n0} = 1$; 7 — $\nu = 3/2$, $T_n(E)$; 8 — $\nu = 10$, $T_n/T_{n0} = 1$.

электронов в область более высоких энергий. Вопрос о зависимости прозрачности активирующего слоя от энергии электронов обсуждался в ряде работ. В части из них, в том числе в работах [8,18], считалось, что эффективный поверхностный барьер имеет высоту порядка атомной энергии и малую толщину, что приводит к выводу о слабой зависимости прозрачности активирующего слоя от энергии электронов и фотонапряжения. По-видимому, лучшее описание распределения вылетевших электронов по энергии дает модель с эффективным треугольным барьером с меньшей (порядка V_{bi}^0) высотой и большей шириной [9], подбираемой по наблюдаемой величине квантового выхода.

Зависимость $T_n(y)$ восстанавливалась нами с использованием (27) по приведенным в работе [5] экспериментальным данным о зависимости квантового выхода и фотонапряжения от интенсивности освещения. Достаточно точная аппроксимация функции $T_n(y)$ имеет вид

$$T_n = T_{n0}^{(1+y)^\omega}, \quad (36)$$

где показатель степени $\omega = 1/2 \div 3/4$. Такая зависимость свидетельствует в пользу модели эффективного треугольного барьера сравнительно небольшой высоты.

При малых $y \ll 1$

$$T_n/T_{n0} = 1 + (\omega \ln T_{n0})y,$$

и поведение $Y(y)$ для произвольной степенной зависимости $\alpha_n \sim E^{-\nu}$ описывается выражением

$$\frac{Y}{Y_0} = 1 + \left[\frac{(3-\nu)/2 + \omega \ln T_{n0} + \eta}{1 + \eta r} + \frac{1 - \theta_0}{2} - \frac{1}{r} \right] y. \quad (37)$$

При $\nu = 0$, $\omega = 0$ выражение (37) совпадает с (31), а при $\nu = 3/2$ совпадает с (34). Из (37) следует, что учет зависимости $T_n(E)$ уменьшает производную dY/dy . Из (37) также следует

$$-\frac{dY/Y_0}{d\delta V} + \left(\frac{(3-\nu)/2 + \omega \ln T_{n0} + \eta}{1 + \eta r} + \frac{1 - \theta_0}{2} \right) \times \frac{1}{V_{bi}^0} = \frac{1}{E_c - E_{vl}^0}, \quad (38)$$

откуда, если известна производная $(dY/Y_0)/d\delta V$, скорость s_{n0} и величина T_{n0} , может быть определено значение E_{vl}^0 при малых r .

Сравнение результатов, полученных в рамках различных моделей прозрачности и рекомбинации, выявляет значительные количественные и качественные отличия зависимостей $Y(y)$. Это, прежде всего, более быстрое убывание $Y(y)$ в области $y \ll 1$ и появление положительной кривизны при больших значениях фотонапряжения. Эти отличия ясно видны на рис. 2, где при $E_{vl}^0 = 1.16$ эВ приведены результаты расчета Y для всех рассмотренных моделей (кривые 1, 6, 7). Полученные заметные различия результатов расчета зависимости $Y(y)$ для разных моделей свидетельствуют о важности учета всех факторов, описывающих условия на поверхности.

3.5. Рассмотрим зависимость квантового выхода Y от интенсивности возбуждения. Простую аналитическую формулу можно получить из (26) и (17) в частном случае, когда $y \ll 1$, $f \ll 1$:

$$y = C\sqrt{I_i},$$

$$C = \left(2 \frac{\alpha L_{dif}}{1 + \alpha L_{dif}} \frac{\gamma \theta_0}{1 + \eta r T_{n0}} \frac{1}{(q_{sth}^0 + q_{st}^0 \lambda) U_0} \right)^{1/2}. \quad (39)$$

При $y = r$ интенсивность $I_i = I^{cr}$, и мы получаем $y/r = \sqrt{I_i/I^{cr}}$. Из (27) при $y \rightarrow 0$, $r \rightarrow 0$ следует

$$Y/Y_0 = 1 - y/r = 1 - \sqrt{I_i/I^{cr}}.$$

При произвольных значениях y , r результаты для Y были получены путем численного расчета.

3.6. Приведем результаты численных расчетов квантового выхода для типичного фотокатода на основе эпитаксиальной пленки GaAs на широкозонном буфере при параметрах $d = 1$ мкм, $\alpha = 10^4$ см⁻¹, $s_1 = 10^5$ см/с, $N_a = 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $V_{bi}^0 = 0.3$ эВ, $T_n = 0.04$, $D_n = 40$ см²/с, $\tau = 10^{-9}$ с. Коэффициенты захвата электронов и дырок на поверхностные центры $\alpha_n = \alpha_p = 10^{-7}$ см³/с. Величина y_{st} находилась из условия $q_{sn} = q_{sp}$, которое с учетом определений (17) и (26) давало интенсивность как явную функцию фотонапряжения на барьере. Зависи-

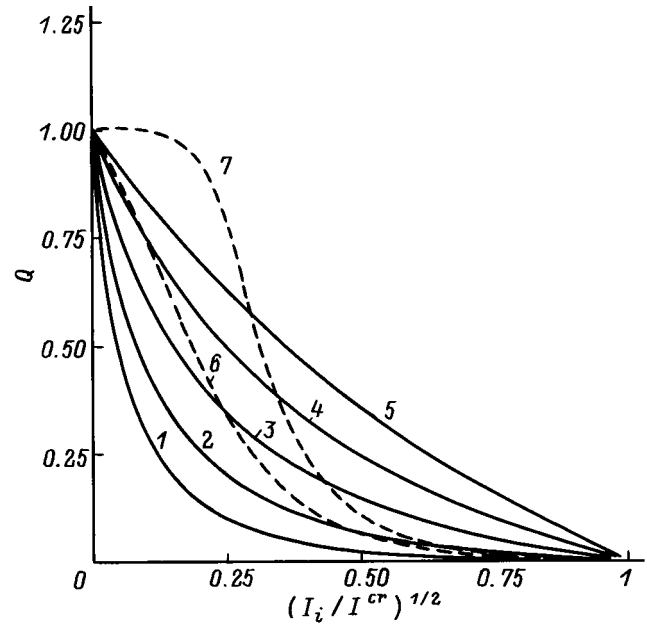


Рис. 3. Квантовый выход фотокатода $Q = Y/Y_0$ как функция интенсивности освещения $I = \sqrt{I/I^{cr}}$ с учетом зависимости $T_n(E)$ для различных начальных значений уровня вакуума E_{vl}^0 (кривые 1–5) и коэффициента захвата электронов (кривые 6, 7). Сплошные линии при $\alpha_n = 10^{-7}$ см³с⁻¹, E_{vl}^0 , эВ: 1 — 1.16, 2 — 1.2, 3 — 1.25, 4 — 1.3, 5 — 1.35; штриховые — при $E_{vl}^0 = 1.16$ эВ и значениях α_n , см³с⁻¹: 6 — 10^{-8} , 7 — 10^{-9} .

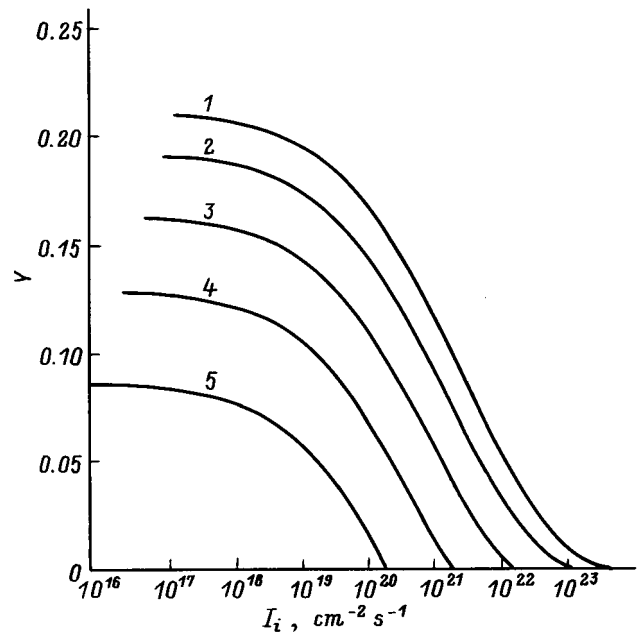


Рис. 4. Зависимости квантового выхода фотокатода Y от интенсивности освещения I_i с учетом зависимости $T_n(E)$ при $\alpha_n = 10^{-7}$ см³с⁻¹ для начальных значений уровня вакуума E_{vl}^0 , эВ: 1 — 1.16, 2 — 1.2, 3 — 1.25, 4 — 1.3, 5 — 1.35.

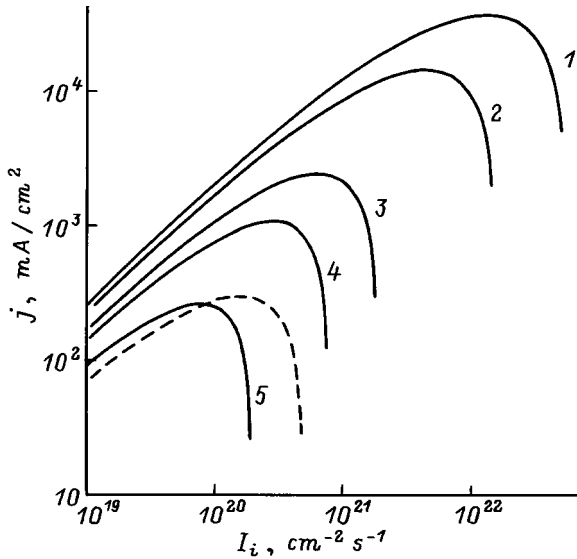


Рис. 5. Зависимость тока фотоэлектронов j от интенсивности освещения I_i ($\alpha_n = 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$) для начальных значений уровня вакуума E_{vl}^0 , эВ: 1 — 1.22, 2 — 1.25, 3 — 1.3, 4 — 1.32, 5 — 1.35. Штриховая линия соответствует параметрам, приближающим зависимость (27) к экспериментальной [5].

мость $Y(y)$ рассчитывалась из соотношения (27), а поток электронов через барьер вычислялся как $j/e = I_i Y(y)$.

Зависимости нормированной квантовой эффективности от величины y при $V_{bi}^0 = 0.3 \text{ эВ}$ и различных значениях эффективного электронного сродства ($1.16 \leq E_{vl}^0 \leq 1.35 \text{ эВ}$, $0.25 \leq r \leq 0.88$) обсуждались ранее (рис. 2) и выявили сильную зависимость $Y(y)$ от значения E_{vl}^0 . Аналогичные особенности также проявляются для функции $Y/Y_0(\sqrt{I_i/I^{cr}})$, сильно зависящей от r и s_n (рис. 3). Из рис. 3 видно, что кривые $Y/Y_0(\sqrt{I_i/I^{cr}})$ становятся близкими к линейным, когда величина r уменьшается.

Зависимость $Y(I_i)$ (рис. 4) выявляет уменьшение Y_0 и сужение области $Y \leq 0$ с возрастанием значения E_{vl}^0 . С увеличением коэффициентов захвата электронов и дырок ситуация сохраняется, однако величина Y_0 уменьшается.

На рис. 5 представлены зависимости электронного тока $j(I_i)$ при различных значениях E_{vl}^0 . Видно, что существует максимальный ток j_{max} , соответствующий интенсивности возбуждения I_m , превышение которой приводит к быстрому уменьшению j . С увеличением E_{vl}^0 из-за уменьшения эффективной прозрачности T_w значение j_{max} сильно уменьшается, а положение максимума (I_m) сдвигается в сторону меньших интенсивностей.

4. Характерные времена переходных процессов и полный заряд

4.1. Оценим характерные времена переходных процессов для случаев мгновенного включения и выключения освещения. При типичных параметрах фотокатодов

время диффузии $t_* = d_e^2/D_n$ ($d_e = \min(d, 1/\alpha)$) мало, и характерным масштабом времени является время установления равновесия между потоками электронов и дырок на поверхностные центры τ_s . Из уравнения, описывающего кинетику заполнения центров (20) в случае малых интенсивностей $U_0 y \ll 1$, $\lambda U_0 y \ll 1$, следует

$$y = y_s \text{ th}(t/\tau_s), \quad y_s = \sqrt{2q_{sn}/(q_{sth}^0 + q_{st}^0 \lambda) U_0},$$

$$\tau_s = N_s / \sqrt{2q_{sn}(q_{sth}^0 + q_{st}^0 \lambda) U_0}. \quad (40)$$

Из (40) видно, что с увеличением интенсивности времени τ_s убывает как $\tau_s \sim I_i^{-1/2}$, а величина y_s растет как $y_s \sim I_i^{1/2}$. Численные оценки показывают, что при $I_i \sim 1 \div 5 \text{ Вт/см}^2$ время установления равновесия оказывается порядка 1 мкс. При малых интенсивностях, когда параметры слоя объемного заряда изменяются мало, время восстановления при выключении освещения совпадает с временем τ_s . При больших значениях I_i на стадии быстрого роста поверхностной концентрации электронов n_0 , степени заполнения центров f и фотонапряжения y , квазиравновесие между потоками q_{sn} и q_{sp} не успевает установиться. Время $\tau_s \sim N_s/q_{sn}$ уменьшается (см. (20)), и в режиме ограничения заряда $\tau_s \sim I_i^{-1}$. Такое поведение времени выхода на ток насыщения наблюдалось в работе [5].

4.2. Полученные выражения для квантового выхода и времен установления позволяют дать оценку предельного заряда эмиссии с единицы площади фотокатода для случая высокой интенсивности возбуждения

$$Q = e I_i \int_0^t Y dt = e I_i \bar{Y} \tau_s, \quad (41)$$

где усредненный квантовый выход $\bar{Y} \sim Y_0(T_w/T_{w0})T_n/T_{n0}$, а $\tau_s \sim I_i^{-1}$ — время установления равновесия, соответствующее случаю больших интенсивностей. Конечный результат имеет вид

$$Q/e = B \frac{v_n T_{n0} T_{w0}}{(s_{n0} + v_n T_{n0} T_{w0})} N_s. \quad (42)$$

Коэффициент B слабо зависит от параметров фотокатода, величины интенсивности и выбранных моделей прозрачности квантовой ямы и поверхностного барьера. Для исследованного нами диапазона основных параметров и модели эффективного треугольного барьера с прозрачностью (36), падающей с ростом фотонапряжения, коэффициент изменяется в диапазоне $B \simeq 0.1 \div 1.5$. Нижний предел относится к области параметров, соответствующей режиму ограничения заряда. Сравнение (42) с (30) показывает, что предельный заряд, собранный с единицы площади, для катодов с одинаковыми параметрами рабочего слоя пропорционален квантовому выходу при малых интенсивностях возбуждения и растет с увеличением концентрации акцепторов и общей прозрачности

$T_{n0}T_{w0}$. Для фотокатодов с высокой прозрачностью и малой поверхностной рекомбинацией $v_n T_{n0} T_{w0} \gg s_{n0}$ величина полного заряда составляет $Q/e \approx N_s$. Эти выводы, а также оценка величины заряда согласуются с экспериментальными наблюдениями [6].

5. Обсуждение результатов. Возможность определения параметров эмиттера из сравнения теории с экспериментом

Результаты приведенного выше теоретического рассмотрения качественно согласуются с экспериментальными данными работ [5–7], однако характер наблюдаемых зависимостей $Y(I_i)$, величины максимального тока и собираемого заряда в этих экспериментах оказались существенно различными, что свидетельствует о различных параметрах активирующего слоя. Наиболее полная совокупность экспериментальных данных, приведенная для одного из исследованных в работе [5] фотокатодов, была использована нами для определения диапазона параметров модели, в котором зависимость $Y(\delta V)$ (27) близка к экспериментально измеренной. Последняя находилась из приведенных в работе [5] зависимостей $Y(I_i)$ и $\delta V(I_i)$. Следует отметить, что:

1) качественно наблюдаемое поведение $Y(\delta V)$ в [5] близко к расчетной зависимости δ на рис. 2, а в работе [7] — к зависимости β на том же рисунке;

2) при сравнении зависимостей Y от δV вместо зависимостей от I_i вопрос о восстанавливающем токе дырок и о соответствующих параметрах не возникает.

Процедура определения неизвестных параметров сводилась к совместному решению уравнений (30), (38) с учетом определений для η , θ_0 . Параметры T_{n0} и α_n считались известными, а определялись значения E_{vl}^0 и V_{bi}^0 . При фиксации α_{n0} , варьируя T_{n0} , мы получали набор значений E_{vl}^0 и V_{bi}^0 , удовлетворяющих заданным значениям V_0 и $(dY/Y_0)/d\delta V$ при $\delta V \rightarrow 0$. Сравнение теоретических зависимостей $Y(\delta V)$ с экспериментом показало, что найденные параметры, например, $E_{vl}^0 = 1.31$ эВ и $V_{bi}^0 = 0.33$ эВ позволяют получить теоретическую зависимость качественно и количественно воспроизводящую эксперимент при прозрачности барьера $0.01 \div 0.02$ и коэффициенте захвата электронов $a_{n0} = 10^{-7}$ см³/с, что согласуется с данными, приведенными в работе [5]. Дополнительным условием, влияющим на выбор параметров модели, может служить величина максимального тока фотокатода. Для рассмотренных вариантов значение j_{\max} составляло $300 \div 400$ мА/см² (рис. 5).

6. Заключение

Наблюдаемые характеристики фотокатодов согласуются с результатами, полученными в рамках нелинейной диффузионно-дрейфовой модели фотозмиссии. Для

получения высокого квантового выхода оптимальным оказывается активирование, приводящее к величине отрицательного электронного сродства $\chi \gtrsim 0.2$ эВ. Расчет эмиссии при интенсивной накачке показывает, что максимальный заряд эмиссии сильно возрастает с увеличением χ , уменьшением коэффициента захвата электронов на центры и увеличением прозрачности поверхностного барьера.

Используемые в работе модельные представления об эффективной туннельной прозрачности активирующего слоя и квантовой ямы в области объемного заряда и соответствующие им параметры требуют уточнения на основе экспериментов. Существенную информацию могли бы дать опыты, проведенные при интенсивном возбуждении светом и с разрешением по энергии.

Работа поддержана грантом U.S. CRDF (Award № 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, ser. *Experimental Methods in the Physical Sciences*, ed. by F.B. Dunning and R.G. Hulet (Academic Press, 1995) p. 1.
- [2] K. Abe et al. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4173 (1995).
- [3] H.C. Siegmann. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **4**, 8395 (1992).
- [4] J.E. Schneider, A.W. Baum, G.I. Winograd et al. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14**, 3782 (1996).
- [5] A.S. Jaroshevich, M.A. Kirillov, D.A. Orlov, A.G. Paulish, H.E. Sheibler, A.S. Terechov. In: *Proc. 7th Int. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams* (Urbana, 1997), p. 232.
- [6] H. Tang, R.K. Alley, H. Aoyagy, J.E. Clendenin et al. SLAC-PUB-6515 (1994).
- [7] Y.B. Bolkovityaninov, A.M. Gilinsky, C.W. de Jager et al. In: *Proc. 12th Int. Symp. on High-Energy Spin Physics* ed. by C.D.W. de Jager et al. (World Scientific, Singapore, 1997) p. 700.
- [8] A. Herrera-Gómez, G. Vergara, W.E. Spicer. *J. Appl. Phys.*, **79**, 7318 (1996).
- [9] Э.Л. Нолле. *ФТТ*, **31** (11), 225 (1989).
- [10] L.G. Gerchikov, B.D. Oskotskii, A.V. Subashiev, In: *Proc. 12th Int. Symp. High-Energy Spin Physics*, ed. by C.W. de Jager, T.J. Ketel, P.J. Mulders et al. (World Scientific, Singapore, 1997) p. 746.
- [11] W.E. Spicer. *Phys. Rev.*, **112**, 114 (1958).
- [12] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **25**, 1922 (1991).
- [13] 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.
- [14] A.S. Terekhov, D.A. Orlov. *Proc. SPIE*, **2550**, 157 (1995).
- [15] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977).
- [16] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).

- [17] C.Y. Chang, S.M. Sze. Sol. St. Electron., **13**, 727 (1970).
[18] B.D. Oskotskij, A.V. Subashiev, Yu.A. Mamaev. Phys. Low-Dim. Structur., **1/2**, 77 (1997).
[19] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1977).

Редактор Т.А. Полянская

Charge limit effects in the emission from GaAs photocathodes at high intensity of optical excitation

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

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
194021 St.Petersburg, Russia

* State Technical University,
195251 St.Petersburg, Russia

Abstract Stationary state efficiency and transition times of a photocathode are studied theoretically within a frame of a nonlinear diffusion model for the case of an abrupt on and off switching the optical excitation at high excitation power allowing for the dependence on the surface layer parameters on the photovoltage. For the stationary excitation analytical dependencies of the quantum yield on the photovoltage and excitation intensity are obtained. A critical intensity that corresponds to the cathode transition in to a charge limit regime is evaluated. We show that the transient time to the stationary state depends on the stationary photovoltage value and is predominantly determined by the relaxation rate when gaining equilibrium between the electron and hole currents to the surface recombination centers. At high excitation the transition time is inversely proportional to the light intensity which leads to the charge limitation in the case of complete cathode blocking by the photovoltage effects. The photovoltage relaxation time can be as large as microseconds. A comparison of the calculated photovoltage dependence of the quantum yield with the experimental one enables us to determine the dependence of the activation layer transparency on the photovoltage.