



AM9900018

Препринт ЕФИ-1347(42)-91

EFI--1347-42-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Л.Р.ТОРИКЯН

ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ТОКА ПРИ ФОТОЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ  
ВЫСОКОЙ ПОДПРЯЖАНИИ ИЗ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ  $GaAs-(AlGa)As$   
В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ОДНОРОДНОМ ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

*L*

ЦНИИатоминформ

30 - 40

ЕРЕВАН - 1991

# **DISCLAIMER**

**Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document.**

Լ.Գ.ԹՈՐԻԿՅԱՆ

ՀՈՍԱՆՔԻ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԳՆԱՀԱՏԱԿԱՆՆԸ ԲԱՐՁՐ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ  
ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈԱՌՈՒՔՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ՝ GaAs-(AlGa)As  
ՀԵՏԵՐԱԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻՑ՝ ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿ ՄԻԱՏԱՐԻ  
ԱՐՏԱՔԻՆ ԴԱՀՏՈՒՄ

Ուսումնասիրված է հոսանքի կախումը ֆոտոառաքման ժամանակ բևեռացումից GaAs-(AlGa)As հետերակառուցվածքից՝ էլեկտրաստատիկ համասեռ արտաքին դաշտում GaAs թաղանթի p-տիպի թույլ որակավորման դեպքում: Բերվում են էմիսիայի ֆոտոհոսանքի մեծության թվային գնահատականները՝ կախված առաքված էլեկտրոնների փնջի բևեռացման արժեքներից:  $P=0,8$  բեվեռացմամբ էլեկտրոնների փնջի համար էմիսիայի հոսանքի խտությունը կարող է հասնել  $J_e \sim 10^{-3}$  Ա/սմ<sup>2</sup> արժեքների: Ցույց է տրված, որ առկա են սահմանափակումներ լույսի ինտենսիվության վրա վերևից և ակցեպտորների խտության վրա՝ ներքևից: Բերվում են համապատասխան գնահատականներ:



## Введение

В работах [1,2] рассматривалась возможность повышения поляризации твердотельного источника поляризованных электронов на основе GaAs p-типа. Вместе с тем остается актуальным и вопрос получения достаточно интенсивных токов эмиссии электронов высокой поляризации, получаемых при помощи существующих источников поляризованных электронов.

Наиболее применяемый в настоящее время источник поляризованных электронов на основе сильно легированного GaAs p-типа при токах эмиссии от 1 мА в непрерывном режиме до 15 А - в импульсном дает поляризацию от 35 % до 45 % [3]. Источник поляризованных электронов на основе вольфрамового острья, покрытого EuS, позволяет при автоэлектронной эмиссии получать поляризацию до 90 % при токах эмиссии в 20 нА [4].

В работе [2] рассматривалась возможность применения слаболегированной пленки GaAs p-типа для фотоэмиссии высокополяризованных электронов из соединения GaAs-(AlGa)As, однако вопрос величины тока эмиссии оставался открытым. В настоящей статье проводится расчет плотности тока при фотоэмиссии электронов высокой поляризации из гетероструктуры GaAs-(AlGa)As в электростатическом однородном внешнем поле.

## 1. Уравнения фотопроводимости при наличии продольного электрического поля и их решения

В работе [2] рассматривалось уравнение Пуассона с граничными условиями для потенциала дырок  $\Psi(x)$  в отсутствие фототока и были получены оценка величины концентрации акцепторов  $N_A \approx 2,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  сверху и толщина  $d \approx 100 \text{ мкм}$  пленки GaAs. Рассмотрим теперь случай наличия тока, создаваемого падающим на поверхность соединения GaAs-(AlGa)As света с частотой  $\omega \approx \hbar^{-1}(E_g + W)$ , где  $E_g = 1,4 \text{ эВ}$  - ширина запрещенной зоны GaAs [5],  $W \approx 0,3 \text{ эВ}$  - величина барьера на границе гетероперехода GaAs-(AlGa)As [1,2].

Будем считать световое возбуждение малым, чтобы потенциал  $\Psi(x)$  был почти таким, что и в отсутствие фототока. Будем также считать, что имеется лишь пленка из GaAs, у которой на границе  $x=d$  в зоне проводимости имеется обычный барьер величины  $\chi \approx 4,1 \text{ эВ}$  (электронное сродство GaAs [5]), а на противоположной грани  $x=0$ , являющейся поверхностью фотоэмиссии, барьер  $W \approx 0,3 \text{ эВ}$ .

Это обусловлено тем, что, во-первых, как указано в [2,6], ввиду прекрасного согласования решеток на границе гетероперехода скорость рекомбинации на этой границе близка к нулю, благодаря чему эта граница не влияет на величину тока и ее можно не учитывать как дефект. Во-вторых, слой (AlGa)As не участвует в поглощении падающего света, так как прозрачен для него в силу условия  $E_g \gg \hbar\omega \approx E_g + W$  [1], где  $E_g$  - ширина запрещенной зоны (AlGa)As и, следовательно, фотоэлектроны в этом слое не рождаются, а только переносятся

через него в вакуум. В-третьих, из-за малой толщины этого слоя (порядка  $100 \text{ \AA}$  [1]) электроны проходят через него практически без потерь до границы  $(\text{AlGa})\text{As}$  с вакуумом. На этой границе при помощи цезирования и оксидирования [6] создается отрицательное электронное пространство (ОЭС). Таким образом, для фотоэлектронов, рожденных в  $\text{GaAs}$ , существует эффективный барьер, препятствующий выходу последних в вакуум высоты всего  $W \approx 0,3 \text{ эВ}$ . Следовательно, роль слоя  $(\text{AlGa})\text{As}$  сводится к тому, что, с одной стороны, он достаточно тонкий, чтобы препятствовать движению электронов к границе с вакуумом, с другой стороны, имеет все же необходимую толщину для предотвращения туннелирования электронов через барьер [1] и возможности применения методики цезирования и оксидирования с целью создания ОЭС на границе  $(\text{AlGa})\text{As}$ -вакуум. В силу вышеизложенных причин слой  $(\text{AlGa})\text{As}$  не будет влиять на величину тока эмиссии и поэтому не учитывается.

Рассмотрим систему уравнений, описывающих стационарное движение фотоэлектронов и фотодырок во внешнем электрическом поле (пьеэполе, см. [1,2]), параллельном направлению распространения света (продольный фотоэффект [7]) в пленке  $\text{GaAs}$  p-типа, описанной выше. Уравнения имеют вид [7,8]

$$\Delta j_n(x) = -e \mu_n \Delta n(x) \frac{d\psi(x)}{dx} + \mu_n kT \frac{d\Delta n(x)}{dx}, \quad (I)$$

$$\Delta j_p(x) = -e\mu_p \Delta P(x) \frac{d\psi(x)}{dx} - \mu_p kT \frac{d\Delta P(x)}{dx}, \quad (2)$$

$$g_n(x) + \frac{1}{e} \frac{d\Delta j_n(x)}{dx} - \frac{\Delta n(x)}{\tau_n} = 0, \quad (3)$$

$$g_p(x) - \frac{1}{e} \frac{d\Delta j_p(x)}{dx} - \frac{\Delta P(x)}{\tau_p} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} \left\{ Na - N_a \exp\left[-\frac{e\psi(x)+eU_k}{kT}\right] - \Delta P(x) + \Delta n(x) \right\} \quad (5)$$

где  $\Delta j_n(x)$  и  $\Delta j_p(x)$  - электронный и дырочный фототоки,  $\Delta n(x)$  и  $\Delta P(x)$  - концентрации фотоэлектронов и фотодырок,  $\mu_n = 8500 \frac{\text{см}}{\text{В}\cdot\text{с}}$ ,  $\mu_p = 430 \frac{\text{см}}{\text{В}\cdot\text{с}}$  - подвижности электронов и дырок в GaAs [9],  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл,  $k = 1,4 \cdot 10^{-23}$  Дж/°К,  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$  Ф/М,  $\epsilon = 12,5$  - диэлектрическая постоянная GaAs [2],  $T$  - абсолютная температура,  $\tau_n$  и  $\tau_p$  - времена жизни фотоэлектронов и фотодырок,  $g_n(x) = g_p(x) = \gamma\beta I(0)\exp(-\gamma x)$  - функции генерации фотоэлектронов и фотодырок [8],  $\gamma$  - коэффициент поглощения света,  $\beta$  - квантовый выход электронов,  $I(0)$  - интенсивность света на входе  $x=0$ ,  $U_k \geq 2kT/e$  - контактная разность потенциалов на границе GaAs - (AlGa)As [2]. Исключая из уравнений (1) - (5)  $\Delta j_n(x)$  и  $\Delta j_p(x)$ , получаем для  $\Delta n(x)$  и  $\Delta P(x)$

$$\frac{d^2\Delta n(x)}{dx^2} - \frac{e}{kT} \frac{d\psi(x)}{dx} \frac{d\Delta n(x)}{dx} - \frac{e}{kT} \left[ \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{1}{\mu_n\tau_n} \right] \Delta n(x) = -\frac{eg_n(x)}{\mu_n kT}, \quad (6)$$

$$\frac{d^2 \Delta P(x)}{dx^2} + \frac{e}{kT} \frac{d\psi(x)}{dx} \frac{d\Delta P(x)}{dx} + \frac{e}{kT} \left[ \frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} - \frac{1}{\mu_p \tau_p} \right] \Delta P(x) = -\frac{e g_p(x)}{\mu_p kT} \quad (7)$$

Уравнения (6) и (7) не удается решить в общем виде, однако решения (6) и (7) можно найти в некоторых частных случаях, например, при выполнении условий  $d^2 \psi(x)/dx^2 \gg 1/\mu_n \tau_n$  и  $d^2 \psi(x)/dx^2 \approx 1/\mu_p \tau_p$ . В свою очередь, эти условия могут выполняться при малом световом возбуждении, когда  $\Delta n(x) \ll N_a$  и  $\Delta P(x) \ll N_a$ . В этом случае уравнение (5) превращается в уравнение Пуассона из [2] после отбрасывания в правой части (5) членов, пропорциональных  $\Delta n(x)$  и  $\Delta P(x)$ . Потенциал дырок  $\psi(x)$  имеет вид [2]

$$\psi(x) = \psi(0) - \mathcal{E}(0)x + \frac{eNa}{2\epsilon\epsilon_0} x^2,$$

$$x=0: \psi(0) = U + U_k, \quad (8)$$

$$x=d: \psi(d) = 0, \quad \mathcal{E}(d) = 0,$$

где  $U$  - напряжение внешнего источника электрического поля (пьезопотенциал),  $\mathcal{E}(0) \approx 3$  кВ/см - значение электрического поля (пьезополя) на входе  $x=0$ ,  $\psi(0) \approx 15$  В,  $U \gg U_k$ . Поэтому для  $d^2 \psi(x) / dx^2$  получаем из выражения (8)

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = \frac{eNa}{\epsilon\epsilon_0} \quad (9)$$

Стационарные времена жизни фотоэлектронов  $\tau_n$  и фотодырок  $\tau_p$  в (6) и (7) зависят, вообще говоря, от равновесных концентраций свободных носителей заряда, концентрации рекомбинационных

центров, числа носителей заряда на центрах, средней скорости движения свободных зарядов, интенсивности освещения полупроводника и т.д. [7]. Будем использовать для времен жизни определенные, приведенные в [7],  $\tau_n = 1/v_n q_n p_z$  и  $\tau_p = 1/v_p q_p n_z$ , где  $v_n$ ,  $v_p$  и  $q_n$ ,  $q_p$  - средние скорости движения и сечения захвата электронов и дырок соответственно,  $n_z$  и  $p_z$  - концентраций электронов и дырок на рекомбинационных уровнях. При этом рекомбинационные центры предполагаются простыми и однотипными, т.е. могущими находиться в двух состояниях: нейтральном и однократно заряженном и имеющими один энергетический уровень в запрещенной зоне полупроводника [7]. Сечение захвата сильно зависит от температуры. Например, для кулоновского центра сечение равно  $q_{кул.}(T) = \pi(e^2/8\pi\epsilon\epsilon_0 kT)^2$  [10].

Если концентрация центров рекомбинаций  $M = n_z + p_z < Na$  и центры находятся в верхней части запрещенной зоны, то при  $\Delta n(x)$ ,  $\Delta p(x) \ll Na$  для полупроводников p-типа  $\tau_n = \tau_p = \tau_{no} = 1/v_n q_n M$

[7]. В этом случае при соответствующем выборе  $M$  в силу

$\mu_p \ll \mu_n$  возможно одновременное выполнение условий  $d^2\varphi(x)/dx^2 \approx 1/\mu_p \tau_p$  и  $d^2\varphi(x)/dx^2 \gg 1/\mu_n \tau_n$ . Например, для кулоновского центра рекомбинации при  $M = 0,5 \cdot Na < Na$ ,  $v_n \approx \mu_n \bar{E} \equiv \mu_n 0,5 \cdot (\mathcal{E}(0) - \mathcal{E}(d)) \approx 1,28 \cdot 10^7$  см/с и  $T \approx 41^\circ K$  получаем после вычислений

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \frac{eNa}{\epsilon\epsilon_0} \approx \frac{1}{\mu_p \tau_p} \gg \frac{1}{\mu_n \tau_n} \quad (10)$$

Таким образом, уравнения (6) и (7) при выполнении (10) превращаются с учетом (8) и (9) в уравнения

$$\frac{d^2 \Delta n(x)}{dx^2} - \left[ \frac{e^2 N_A x}{\epsilon \epsilon_0 K T} - \frac{e \epsilon(0)}{K T} \right] \frac{d \Delta n(x)}{dx} - \frac{e^2 N_A}{\epsilon \epsilon_0 K T} \Delta n(x) = - \frac{e g_n(x)}{\mu_n K T} \quad (II)$$

$$\frac{d^2 \Delta P(x)}{dx^2} + \left[ \frac{e^2 N_A x}{\epsilon \epsilon_0 K T} - \frac{e \epsilon(0)}{K T} \right] \frac{d \Delta P(x)}{dx} = - \frac{e g_p(x)}{\mu_p K T} \quad (I2)$$

Будем задавать граничные условия для уравнений (II) и (I2) при помощи скоростей рекомбинации на поверхностях  $X=0$  и  $X=d$  [6]

$$\begin{aligned} e \Delta n(0) S_1 &= e \mu_n \epsilon(0) \Delta n(0) + e \mathcal{D}_n d \Delta n(0) / dx, \\ -e \Delta n(d) S_2 &= e \mu_n \epsilon(d) \Delta n(d) + e \mathcal{D}_n d \Delta n(d) / dx, \end{aligned} \quad (I3)$$

$$\begin{aligned} -e \Delta P(0) S'_1 &= e \mu_p \epsilon(0) \Delta P(0) - e \mathcal{D}_p d \Delta P(0) / dx, \\ e \Delta P(d) S'_2 &= e \mu_p \epsilon(d) \Delta P(d) - e \mathcal{D}_p d \Delta P(d) / dx, \end{aligned} \quad (I4)$$

где  $\mathcal{D}_n \equiv \mu_n K T / e$  и  $\mathcal{D}_p \equiv \mu_p K T / e$  - коэффициенты диффузии электронов и дырок,  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S'_1$ ,  $S'_2$  - скорости рекомбинации на поверхностях  $X=0$  и  $X=d$  для электронов и дырок соответственно,  $\Delta n(0)$ ,  $\Delta n(d)$  и  $\Delta P(0)$ ,  $\Delta P(d)$  - плотности фотоэлектронов и фотодырок вблизи поверхностей  $X=0$  и  $X=d$ .

Левые части уравнений (I3) и (I4) являются фактически значениями токов рекомбинации на поверхностях  $X=0$ ,  $X=d$  для электронов

и дырок. Электронный ток рекомбинации  $J(0) = e\Delta n(0)S_1$  на эмиссионной поверхности  $X=0$ , вообще говоря, есть сумма тока истинной рекомбинации на поверхности  $X=0$  и тока эмиссии  $J_e(0)$  электронов в вакуум [6].

Решения уравнений (II) и (I2) с граничными условиями (I3) и (I4) имеют вид

$$\Delta n(x) = \int_0^d G_n(x, y) G_n(y) dy, \quad (I5)$$

$$\Delta p(x) = \int_0^d G_p(x, y) G_p(y) dy, \quad (I6)$$

где  $G_n(y) \equiv -g_n(y)$ ,  $G_p(y) \equiv -g_p(y)$ , а через  $G_n(x, y)$  и  $G_p(x, y)$  обозначены функции Грина [II] для электронов и дырок соответственно

$$G_n(x, y) \equiv \begin{cases} \frac{-\left\{ \mathcal{D}_n / S_1 + \int_0^x e^{-f(\xi)} d\xi \right\} \left\{ \mathcal{D}_n / \bar{S}_2 + \int_y^d e^{-f(\xi)} d\xi \right\} e^{f(x)}}{\mathcal{D}_n \left\{ \mathcal{D}_n / S_1 + \mathcal{D}_n / \bar{S}_2 + \int_0^d e^{-f(\xi)} d\xi \right\}} \equiv G_1(x, y), & x < y, \\ \frac{-\left\{ \mathcal{D}_n / \bar{S}_2 + \int_x^d e^{-f(\xi)} d\xi \right\} \left\{ \mathcal{D}_n / S_1 + \int_0^y e^{-f(\xi)} d\xi \right\} e^{f(x)}}{\mathcal{D}_n \left\{ \mathcal{D}_n / S_1 + \mathcal{D}_n / \bar{S}_2 + \int_0^d e^{-f(\xi)} d\xi \right\}} \equiv G_2(x, y), & x > y, \end{cases} \quad (I7)$$

$$G_p(x,y) \equiv \left\{ \begin{array}{l} -\left\{ \mathcal{D}_p/S_1'' + \int_0^x e^{-f(\xi)} d\xi \right\} \left\{ \mathcal{D}_p/S_2'' + \int_y^d e^{-f(\xi)} d\xi \right\} e^{f(y)} \\ \mathcal{D}_p \left\{ \mathcal{D}_p/S_1'' + \mathcal{D}_p/S_2'' + \int_0^d e^{-f(\xi)} d\xi \right\} \right. \equiv \tilde{G}_1(x,y), x < y, \\ \\ -\left\{ \mathcal{D}_p/S_2'' + \int_x^d e^{-f(\xi)} d\xi \right\} \left\{ \mathcal{D}_p/S_1'' + \int_0^y e^{-f(\xi)} d\xi \right\} e^{f(y)} \\ \mathcal{D}_p \left\{ \mathcal{D}_p/S_1'' + \mathcal{D}_p/S_2'' + \int_0^d e^{-f(\xi)} d\xi \right\} \right. \equiv \tilde{G}_2(x,y), x > y. \end{array} \right. \quad (16)$$

В (17) и (16) введены следующие обозначения:  $f(x) \equiv \frac{e^2 N a x^2}{2 \epsilon \epsilon_0 k T} - \frac{e \mathcal{E}(0) x}{k T}$ ,

$$\tilde{S}_2 \equiv S_2 \exp[-f(d)], \quad S_1'' \equiv S_1' + \mu_p \mathcal{E}(0), \quad S_2'' \equiv S_2' \exp f(d).$$

2. Ограничение на интенсивность света сверху  
и концентрацию акцепторов снизу

Для дальнейшего удобно представить решения (15) и (16) в аддитивной форме

$$\Delta n(x) \equiv \Delta n_1(x) + \Delta n_2(x),$$

$$\Delta p(x) \equiv \Delta p_1(x) + \Delta p_2(x), \quad (19)$$

где

$$\Delta n_1(x) = \int_x^d G_1(x,y) G_n(y) dy, \quad \Delta n_2(x) = \int_0^x G_2(x,y) G_n(y) dy, \quad (20)$$

$$\Delta P_1(x) = \int_x^d \tilde{G}_1(x, y) G_p(y) dy, \quad \Delta P_2(x) = \int_0^x \tilde{G}_2(x, y) G_p(y) dy. \quad (21)$$

Оценим сверху значения положительных величин  $\Delta \Pi(x)$  и  $\Delta P(x)$ . Положительность  $\Delta \Pi(x)$  и  $\Delta P(x)$  следует из (17), (18) и

$G_{\Pi}(x) = G_p(x) < 0$ . Заметим, что  $f(x)$  - монотонно убывающая от  $f(0) = 0$  до  $f(d) = -e \varepsilon(0)d/kT$  функция при  $0 \leq x \leq d$ , поэтому  $\exp f(x) \leq 1$ . Для  $\Delta \Pi_1(x)$  из (17) и (20) получаем

$$\Delta \Pi_1(x) < \frac{\beta I(0)}{S_1} \gamma \int_x^d e^{-\gamma y} dy + \frac{\beta I(0)}{\alpha_n} \gamma \int_x^d y e^{-\gamma y} dy. \quad (22)$$

Для  $\Delta \Pi_2(x)$  аналогичным образом находим

$$\Delta \Pi_2(x) < \frac{\beta I(0)}{S_1} \gamma \int_0^x e^{-\gamma y} dy + \frac{\beta I(0)}{\alpha_n} \gamma \int_0^x y e^{-\gamma y} dy. \quad (23)$$

Из (22) и (23) после вычисления интегралов получаем верхнюю оценку для  $\Delta \Pi(x)$  из (19)

$$\Delta n(x) < \frac{\beta I(0)}{S_1} \left( 1 + \frac{S_1}{\partial_n \gamma} \right) . \quad (24)$$

Подобным образом, используя (18) и (21), находим верхнюю оценку для  $\Delta P(x)$  из (19)

$$\Delta P(x) < \frac{\beta I(0)}{S_1''} \left( 1 + \frac{S_1''}{\partial_p \gamma} \right) . \quad (25)$$

Из (24) и (25) находим условия, при которых выполняются неравенства  $\Delta n(x) \ll N_a$  и  $\Delta P(x) \ll N_a$

$$\frac{\beta I(0)}{S_1} \left( 1 + \frac{S_1}{\partial_n \gamma} \right) \ll N_a , \quad (26)$$

$$\frac{\beta I(0)}{S_1''} \left( 1 + \frac{S_1''}{\partial_p \gamma} \right) \ll N_a .$$

Поскольку, как указано в [2,5], рассматриваемый фотоэффект является объемным, то в (26) будем принимать  $\beta \approx 1$ . Тогда из (26) получим верхние оценки для интенсивности света  $I(0)$

$$I(0) \ll S_1 N_a \left( 1 + S_1 / \partial_n \gamma \right)^{-1} , \quad (27)$$

$$I(0) \ll S_1'' N_a \left( 1 + S_1'' / \partial_p \gamma \right)^{-1} .$$

На основании результатов работ [8,6] нетрудно показать, что для скоростей рекомбинации в очень широкой области температур вплоть до самых высоких выполняются неравенства  $\mathcal{D}_p \gamma \ll S_1''$  и  $\mathcal{D}_n \gamma \ll S_1'$ . Поэтому из (27) с учетом  $\mathcal{D}_p \ll \mathcal{D}_n$  получаем верхнюю оценку интенсивности света или ограничение снизу на концентрацию акцепторов при заданной интенсивности света [2]

$$I(0) \ll \mathcal{D}_p \gamma N_a. \quad (28)$$

Таким образом, например, для  $I(0) = I_{\max}(0) = 0,1 \mathcal{D}_p \gamma N_a$  неравенство (28) выполняется, что автоматически влечет выполнение неравенств  $\Delta n(x) \ll N_a$  и  $\Delta p(x) \ll N_a$ . При значениях

$$N_a \approx 2,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}, \quad \gamma^{-1} \approx 1 \text{ мкм}, [2] \quad \mu_p \approx 430 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с} \text{ и } T=410^\circ\text{К}$$

получаем для максимальной интенсивности света значение  $I_{\max}(0) \approx 3,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

### 3. Оценка величины фототока при эмиссии электронов высокой поляризации

Перейдем к оценке электронного тока эмиссии  $J_e(0)$ . Как показано в [6], диффузионный ток эмиссии  $J_e^{\text{диф}}$  в случае ОЭС является частью полного тока диффузии  $J_{\text{диф}}(0)$  на эмиссионной поверхности  $x=0$ :  $J_e^{\text{диф}} = \rho J_{\text{диф}}(0)$ , где  $\rho \ll 1$  - вероятность выхода электронов в вакуум. Для диффузионного тока эмиссии из источника на основе GaAs с ОЭС в [3] приведено значение поляризации  $P \approx 0,45$ , т.е. близкое к  $P = 0,5$ . При наличии электрического поля и барьера  $W$  в вакуум выйдут те электроны, энергии которых в результате ускорения полем вблизи эмиссионной

поверхности будут больше  $W$ . Поэтому в рассматриваемом случае ток эмиссии  $J_e(0)$  определим из выражения  $J_e(0) = \rho J(0)$ , где под  $J(0)$  подразумевается полный ток на эмиссионной поверхности  $X=0$  (ток рекомбинации  $e\Delta n(0)S_1$ , см. выше)

$$J(0) = eS_1 \int_0^d G_n(0, y) G_n(y) dy,$$

определяемый из (13) и (15).

Представим полный ток  $J(0)$  в виде суммы двух интегралов

$$J(0) = eS_1 \int_0^{\delta^{-1}} G_n(0, y) G_n(y) dy + eS_1 \int_{\delta^{-1}}^d G_n(0, y) G_n(y) dy. \quad (29)$$

Второе слагаемое в (29) есть ток, создаваемый электронами, возбужденными в области толщины  $d - \delta^{-1}$ , где из-за сильного поглощения света количество рожденных электронов и дырок намного меньше их числа в области толщины  $\delta^{-1}$ . Поэтому можно считать, что основной вклад в полный ток обусловлен только первым интегралом. В качестве параметра  $\rho$  выберем относительное число  $N / N^*$  электронов, эмитируемых в вакуум [1]. Тогда получим для тока эмиссии из (29) следующее выражение

$$j_e(0) \approx \frac{N}{N^*} e S_1 \int_0^{\gamma^{-1}} G_n(0, y) G_n(y) dy. \quad (30)$$

Напомним, что величина  $N$ , определяемая выражением

$$N = \int_{\Omega^{(c)}} F d\Omega = \pi F_0 (1 - \cos \theta^{(c)}) (4 + \cos \theta^{(c)} + \cos^2 \theta^{(c)}),$$

есть количество ускоряемых электронов с начальными импульсами в телесном угле  $\Omega^{(c)}$ , составляющими угол  $\leq \theta^{(c)}$  с направлением распространения света,  $N^* \approx \pi F_0$  - число всех электронов с начальными импульсами в полном телесном угле. Таким образом, отношение  $N/N^*$  характеризует долю электронов, эмитируемых в вакуум, от полного числа фотовозбужденных электронов. Величина отношения  $N/N^*$  регулируется изменением значений поля  $\mathcal{E}$  и вариацией начальной энергии  $W_0$  фотовлектронов, равной энергии барьера  $W$ . Отношение  $N/N^*$  связано с поляризацией  $P$  выражением [1]

$$\frac{N}{N^*} = \frac{3}{8(2-P)} \left[ 3 \mp \left\{ \frac{3(5P-2)}{2-P} \right\}^{1/2} \right],$$

где знак "минус" берется для  $0 \leq \theta^{(c)} \leq (2/3)\pi$ , знак "плюс" - для  $(2/3)\pi < \theta^{(c)} \leq \pi$ . Поляризация  $P$  зависит от угла  $\theta^{(c)}$  следующим образом [1]

$$P = \frac{2(1 + \cos \theta^{(c)} + \cos^2 \theta^{(c)})}{4 + \cos \theta^{(c)} + \cos^2 \theta^{(c)}} .$$

Из двух последних выражений видно, что, например, поляризации  $P = 0,8$  соответствует значение  $N/N^* \approx 0,22$ , а поляризации  $P = 0,5$  - значения  $N/N^* = 0,5$  и  $N/N^* = 1$ . Значение  $N/N^* = 0,5$ , в свою очередь, соответствует углу  $\theta^{(c)} = \pi/2$ , а значение  $N/N^* = 1$  - углу  $\theta^{(c)} = \pi$ . При изменении угла  $\theta^{(c)}$  в интервале  $0 < \theta^{(c)} \leq \pi/2$  поле  $\mathcal{E}$  меняется в пределах  $\mathcal{E}_{\min} < \mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{\max} \approx 1,5 \mathcal{E}_{\min} \approx 4,5$  кВ/см [2].

Отметим, что зависимость отношения  $N/N^*$  и поляризации  $P$  от поля  $\mathcal{E}$  через угол ускорения  $\theta^{(c)}$  получается в предположении однородности электрического поля [1,2], поэтому в выражении для полного тока проводится выделение области толщины  $\gamma^{-1}$ , где электрическое поле с высокой точностью может считаться однородным при концентрации акцепторов  $N_a \approx 2,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  [2]. В случае неоднородного поля ситуация становится неопределенной в силу отсутствия стационарного решения уравнений движения [1] и, вследствие этого, невозможности однозначного определения угла ускорения  $\theta^{(c)}$  как функции электрического поля  $\mathcal{E}$ .

Используем приведенные выше данные для оценки токов эмиссии.

Из (17) и (20) с учетом неравенств  $\gamma \mathcal{D}_n \ll S_1$  и  $\gamma \mathcal{D}_n \ll S_2 \ll S_2 \exp[-f(d)] = \bar{S}_2$  при  $S_1 \approx S_2$  и  $\exp[-f(d)] \gg 1$  получаем оценку

$$S_1 \int_0^{\gamma^{-1}} G_n(0,y) G_n(y) dy \approx \beta \gamma I(0) \int_0^{\gamma^{-1}} \frac{\exp(-\gamma y) dy}{1 + \left\{ \int_0^y \exp[-f(\xi)] d\xi \right\} \left\{ \int_y^d \exp[-f(\xi)] d\xi \right\}^{-1}}$$

При помощи несложного анализа поведения функции  $\exp[-f(x)]$  в интервале  $0 \leq x \leq d$  можно показать, что при  $\varepsilon_{\min} < \varepsilon < \varepsilon_{\max}$  и  $0 \leq y \leq \gamma^{-1}$  выполняется неравенство

$$\frac{\int_0^y \exp[-f(\xi)] d\xi}{\int_y^d \exp[-f(\xi)] d\xi} \ll 1 \quad (31)$$

и, следовательно, интеграл

$$\beta \gamma I(0) \int_0^{\gamma^{-1}} \frac{\exp(-\gamma y) dy}{1 + \left\{ \int_0^y \exp[-f(\xi)] d\xi \right\} \left\{ \int_y^d \exp[-f(\xi)] d\xi \right\}^{-1}} \approx \beta I(0) [1 - \exp(-1)]$$

при отбрасывании членов, пропорциональных степеням  $(3I)$ , не зависит от входных значений поля  $\mathcal{E}(0)$ . Таким образом, в указанном приближении зависимость от поля в выражении для тока эмиссии проявляется в основном в зависимости множителя  $N/N^*$  от значений поля  $\mathcal{E}(0)$  [1,2].

Используя при  $\beta = 1$  и  $I(0) = I_{\max}(0) \approx 3,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  последнее выражение, из (30) определяем значения токов эмиссии  $J_e^*(0)$  для  $N/N^* = 0,5$ ,  $P = 0,5$  и  $J_e(0)$  для  $N/N^* = 0,22$ ,  $P = 0,8$ .

$$J_e^*(0) \approx 0,5 e I_{\max}(0) [1 - \exp(-1)] \approx 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2,$$

$$J_e(0) \approx 0,22 e I_{\max}(0) [1 - \exp(-1)] \approx 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2.$$

При оценке токов эмиссии  $J_L(0)$  и  $J_e(0)$  не учитывался эффект перехода в  $L$ -долину, приводящий из-за уменьшения подвижности  $\mu_n$  электронов к уменьшению значений тока [1,9]. Переход в  $L$ -долину начинается при достижении ускоряемыми электронами энергии  $W_L \approx 0,31 \text{ эВ} > W$  за время  $t_L$ . Как показано в [1] время  $t_L$  достижения электронами энергии долины  $W_L$  может быть сделано сколь угодно большим за счет увеличения поляризации пучка эмитируемых электронов. Кроме того, при уменьшении толщины пленки время переноса электрона к поверхности и выхода его в вакуум может быть сделано меньшим времени  $t_L$  [1]. При этом пределы интегрирования в (30) соответственно уменьшаются, что приводит к некоторому уменьшению значений эмиссионных токов.

Если считать, что решения (15), (16) уравнений (11), (12) с граничными условиями (13), (14) остаются в силе и при менее жестких ограничениях сверху на интенсивность света, например, при выполнении неравенств  $\Delta n(x) < N_d$  и  $\Delta P(x) < N_d$ , то значения токов эмиссии  $J_e^*(0)$  и  $J_e(0)$ , как легко убедиться, увеличатся на порядок и составят при интенсивности света  $I_{\text{max}}(0) \approx 3,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  соответственно значения  $J_e^*(0) \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$  и  $J_e(0) \approx 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$ .

В заключение сделаем одно замечание, касающееся интегрируемости уравнений (6) и (7). Как указывалось выше, уравнения (6) и (7) интегрируются при выполнении условия (10). Физически это означает, что объемными процессами рекомбинации можно пренебречь. Действительно, например, в области толщины  $\gamma^{-1}$  в силу  $d^2\psi(x)/dx^2 \approx 0,01 \epsilon(0) / \gamma^{-1}$  выполнение (10) приводит к неравенствам:  $\tau_n^{\text{пер}} \ll \tau_p^{\text{пер}} \ll \tau_p = \tau_n$ , где  $\tau_n^{\text{пер}} \equiv \gamma^{-1} / \mu_n \epsilon(0)$  и  $\tau_p^{\text{пер}} \equiv \gamma^{-1} / \mu_p \epsilon(0)$  - времена переноса электронов и дырок в области фоторождения толщины  $\gamma^{-1}$ . Таким образом, главный вклад в рекомбинацию обусловлен поверхностными рекомбинационными процессами. Этим объясняется зависимость функций Грина (17) и (18) от скоростей поверхностной рекомбинации  $S_1, S_2$  и  $S'_1, S'_2$  и независимость (17) и (18) от времен жизни  $\tau_n$  и  $\tau_p$ , характеризующих рекомбинацию в объеме вещества [8].

Отметим, наконец, что получаемая в настоящей работе формула (30) может быть использована для измерения поляризации пучка эмитированных электронов по величине тока эмиссии.

Автор благодарен Р.А.Меликяну за полезные обсуждения и критические замечания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Меликян Р.А., Торикян Л.Г. О возможности фотоэмиссии электронов высокой поляризации из  $GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$  в электрическом поле. Препринт ЦНИИатоминформ, ЕФИ-1063(26)-88, Ереван, 1988.
2. Торикян Л.Г. О возможности применения слабо легированных пленок  $GaAs$  p-типа для фотоэмиссии электронов высокой поляризации из гетероструктуры  $GaAs - (AlGa)As$  в электростатическом однородном внешнем поле. Препринт ЦНИИатоминформ, ЕФИ-1323(18)-91, Ереван, 1991.
3. Дербенев Я.С., Меликян Р.А. Принудительная эмиссия фотовозбужденных поляризованных электронов из  $GaAs$ . Препринт ЦНИИатоминформ, ЕФИ-862(13)-86, Ереван, 1986.
4. Кесслер И. Поляризованные электроны. М.: Мир, 1988.
5. Соммер А. Фотоэмиссионные материалы. М.: Энергия, 1973.
6. Белл Р.Л. Эмиттеры с отрицательным электронным средством. М.: Энергия, 1978.
7. Рывкин С.М. Фотозлектронные явления в полупроводниках. М.: Госуд. изд-во физ.-мат. литературы, 1963.
8. Бонч-Бруевич В.А., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977.
9. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Радио и связь, 1990.
10. Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966.
11. Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. М.: Наука, 1969.

Рукопись поступила 20 мая 1991 г.

Л. Г. ТОРИКЯН

ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ТОКА ПРИ ФОТОЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ  
ВЫСОКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ  
В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ОДНОРОДНОМ ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

Редактор Л. П. Мукаян

Технический редактор А. С. Абрамян

---

Подписано в печать 21/X-91г.

Офсетная печать. Уч. изд. л. 1,0

Зак. тип. № 144

Формат 60x84/16

Тираж 299 экз. Ц. 15 к.

Индекс 3649

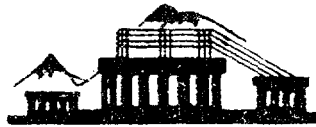
---

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул. Братьев Алиханян, 2

The address for requests:  
Information Department  
Yerevan Physics Institute  
Alikhanian Brothers 2,  
Yerevan, 375036  
Armenia, USSR

ИНДЕКС 3649



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ