ВЛИЯНИЕ РАЗОГРЕВА НОСИТЕЛЕЙ НА ТОКИ УТЕЧКИ В ДГС InGaAsP/InP

Пищалко В. Д., Толстихин В. И.

Теоретически исследовано влияние разогрева носителей на токи утечки в ДГС InGaAsP/InP. Учтены механизмы разогрева, обусловленные инжекцией с гетеробарьеров, оже-рекомбинацией и выделением джоулева тепла. Показано, что разогрев носителей оказывает существенное влияние на ваттамперные характеристики ДГС. Проведены численные расчеты эффективной температуры, квантового выхода и коэффициента инжекции, результаты которых сравниваются с известными экспериментальными данными.

Известно, что при разработке мощных светодиодов и лазеров на основе ДГС InGaAsP/InP приходится иметь дело со значительными паразитными эффектами. Прежде всего это утечка носителей из узкозонной активной области (АО) [1–3], а также безызлучательная оже-рекомбинация в ней [4], которые приводят к насыщению мощности излучения светодиодов [5] и высокой температурной чувствительности пороговых характеристик лазеров [6]. Исследование механизма этих явлений представляет собой, очевидно, актуальную задачу.

При плотностях инжекционного тока $J \geqslant 10^3$ А/см^2 в АО образуется электронно-дырочная плазма (ЭДП) с концентрацией $n \geqslant 10^{17}$ см$^{-3}$. Характерное время парных столкновений τ_{cc} в такой плазме, как правило, меньше характерных времен релаксации энергии неравновесных электронов и дырок (соответственно τ_n и τ_p), т. е. они термализованы. Различие между эффективной температурой носителей T и температурой решетки T_0 в узкозонной АО обусловлено, с одной стороны, инжекцией горячих носителей из широкозонных контактных областей (КО) [7], а с другой — оже-разогревом непосредственно в АО [8]. Кроме того, на величину и распределение эффективной температуры в АО вследствие теплопроводности влияют как охлаждение, так и выделение джоулева тепла в КО. Разогрев ЭДП в ДГС InGaAsP/InP наблюдался экспериментально в светодиодах [9–11] и лазерах [12]. Было показано, что для $T_0=300$ К разница $\Delta T = T - T_0$ может достигать ~ 100 К [10]. При таком уровне разогрева токи утечки в ДГС, имеющие активационный характер из-за пространственного ограничения носителей гетеробарьерами и поэтому экспоненциально зависящие от температуры, должны меняться по порядку величины. Однако из литературы нам не известна какая-либо количественная модель, позволяющая рассчитать токи утечки в ДГС с учетом разогрева. Цель настоящей работы как раз и состоит в построении и исследовании такой модели.

Рассмотрим ДГС InGaAsP/InP, зонная диаграмма которой изображена на рис. 1. Ограничиваясь большими плотностями тока накачки $J \geqslant 10^3$ А/см^2, будем считать, что инжекция основных носителей из КО в АО осуществляется в режиме ограничения пичком [13] и обусловлена термоэмиссией. Токи утечки через гетеробарьеры из АО в КО будем полагать малыми по сравнению с рекомбинационным током в АО, примерно равным току накачки J. В условиях сильной инжекции будем считать, что АО, так же как и каждая из КО, квазинейтральны, а эффективные температуры электронов и дырок одинаковы. Последнее допущение оправдано, если энергообмен между неравновесными электронами и дырками, характеризуемый временем τ_{np}, происходит быстрее, чем релаксация энергии отдельно электронной и дырочной подсистем, т. е. имеют место неравенства $\tau_{cc} < \tau_{np} \ll \tau_n, \tau_p$. Учитывая, что $\tau_{np} \sim (m_p/m_n)\,\tau_{cc}$, где m_p, m_n — эффективные массы тяжелой дырки и электрона, и что в рассматриваемых условиях $\tau_n \sim 10^{-12}$ с, $\tau_p \sim 10^{-13}$ с [14], получим, что приведенные выше неравенства, позволяющие описывать ЭДП единой эффективной температурой, выполняются при $n \gtrsim 10^{17}$ см$^{-3}$. Расчет токов утечки разбивается на два этапа, на первом из которых находятся определяемые основными носителями обоих знаков в АО распределения температурного и электрического полей. На втором этапе для КО находятся распределения неосновных носителей в этих полях и определяемые ими токи утечки.

Координатная зависимость эффективной температуры $T(x)$ (в энергетических единицах) описывается уравнением

$$\frac{d}{dx}(Q_n + Q_p) = (J_n + J_p)\,E - (P_n + P_p) + \varepsilon_G R_A - 3TR_R, \tag{1}$$

в котором

$$Q_n = -D_n n\,\frac{d}{dx}\left[\left(\frac{5}{2} + \frac{d\ln\mu_n}{d\ln T}\right)T\right] - \left(\frac{5}{2} + \frac{d\ln\mu_n}{d\ln T}\right)\frac{J_n}{e}\,T,$$

$$Q_p = -D_p p\,\frac{d}{dx}\left[\left(\frac{5}{2} + \frac{d\ln\mu_p}{d\ln T}\right)T\right] + \left(\frac{5}{2} + \frac{d\ln\mu_p}{d\ln T}\right)\frac{J_p}{e}\,T$$

— потоки тепла, переносимые электронами и дырками; J_n, J_p— плотности электронного и дырочного токов; D_n, D_p и μ_n, μ_p — коэффициенты диффузии

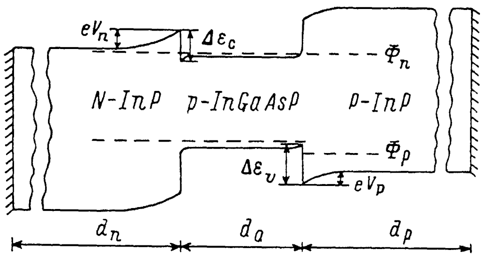

Рис. 1. Зонная диаграмма ДГС N-InP/p-InGaAsP/P-InP в рабочем режиме.

и подвижности электронов и дырок; n и p — концентрации носителей; P_n и P_p — мощности, рассеиваемые в решетку электронами и дырками единичного объема; R_R, R_A — темпы излучательной и оже-рекомбинации; ε_G — ширина запрещенной зоны; E — электрическое поле. Уравнение теплопроводности (1) дает распределение эффективной температуры во всей ДГС. Однако удобно рассматривать АО и каждую из КО по отдельности. При этом на границах областей $x = \pm d_a/2$, совпадающих с гетеропереходами (ГП), должны выполняться определенные условия сшивки. Будем считать, что в случае высоких уровней инжекции, только и рассматриваемых здесь, концентрация носителей вблизи ГП достаточно велика для эффективного энергообмена между АО и каждой из КО (в противном случае теплоизолированной АО величина разогрева в этой области увеличится и все связанные с этим эффекты только усилятся). Тогда граничные условия на ГП сводятся к непрерывности температуры и теплового потока с учетом мощности, выделяемой при инжекции через поверхности разрыва зон и контактные области пространственного заряда. Считая, что длины остывания неравновесных носителей больше размеров этих областей, получим

$$\begin{aligned}
&T\big|_{x=-\frac{d_a}{2}-0} = T\big|_{x=-\frac{d_a}{2}+0} = T_n, \quad Q\big|_{x=-\frac{d_a}{2}-0} - Q\big|_{x=-\frac{d_a}{2}+0} = \frac{J_n}{e}(\Delta\varepsilon_c - eV_n),\\
&T\big|_{x=\frac{d_a}{2}-0} = T\big|_{x=\frac{d_a}{2}+0} = T_p, \quad Q\big|_{x=\frac{d_a}{2}-0} - Q\big|_{x=\frac{d_a}{2}+0} = \frac{J_p}{e}(\Delta\varepsilon_v - eV_p).
\end{aligned} \tag{2}$$

Здесь $\Delta\varepsilon_c$, $\Delta\varepsilon_v$ — величины разрывов c- и v-зон; $eV_n \simeq T_n \ln (eN_n v_n/J)$ и $eV_p \simeq \simeq T_p \ln (eN_p v_p/J)$ — изгибы зон в КО N- и P-типа (рис. 1), зависящие от концентраций ионизированных примесей N_n и N_p, а также от тепловых скоростей электронов $v_n = (T_n/2\pi m_n)^{1/2}$ и дырок $v_p = (T_p/2\pi m_p)^{1/2}$. Учитывая, что толщины КО, как правило, значительно превышают характерные длины остывания, используем также в качестве граничных условий равенство нулю теплового потока в глубине каждой из этих областей.

Уравнение (1) должно быть дополнено выражениями для плотностей тока и уравнениями непрерывности, определяющими концентрации носителей во всех трех расчетных областях. Используя допущения о малости токов утечки в сравнении с токами накачки, можно показать, что для КО $J_n|_{x\leqslant -d_a/2} \simeq \simeq J_p|_{x\geqslant d_a/2} \simeq -J$, $p_n \ll N_n$, $n_p \ll N_p$, где p_n и n_p — концентрации неосновных носителей, дырок и электронов соответственно в КО N- и P-типа. Для АО с толщиной $d_a \leqslant 0.3$ мкм можно использовать приближение квазинейтральности и постоянства концентраций носителей по координате [14], в условиях которых

$$J \simeq ed_a (R_R + R_A), \tag{3}$$

где $R_R = Bn_a p_a$, $R_A = C_{\text{CHCC}} n_a^2 p_a + C_{\text{CHSH}} n_a p_a^2$; B — коэффициент излучательной рекомбинации; C_{CHCC}, C_{CHSH} — коэффициенты оже-рекомбинации CHCC- и CHSH-процессов, доминирующих в InGaAsP [4]; n_a, p_a — концентрации электронов и дырок в АО, причем $p_a = n_a + N_a$. С учетом уже сделанных допущений также естественным будет для КО пренебрежение третьим и четвертым слагаемыми в правой части (1), связанными с рекомбинацией, а для АО — пренебрежение первым слагаемым в правой части (1), связанным с джоулевым разогревом.

Для решения уравнения теплопроводности необходимо еще конкретизировать температурные зависимости кинетических коэффициентов. Использование зависимостей, основанных на последовательном учете всех механизмов рассеяния, многодолинности и т. д., возможно только при численном решении (1). Однако при комнатной температуре и не слишком сильном перегреве доминирует один канал рассеяния — взаимодействие с полярными оптическими фононами [14], для которого в области температур, бо́льших энергии оптического фонона, имеют место аппроксимационные зависимости вида

$$\begin{gathered}
\frac{e}{T} D_{n,\,p} = \mu_{n,\,p} = \mu_{n,\,p}(T_0)\left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2}, \\
P_n = \frac{3}{2}\, n\, \frac{T - T_0}{\tau_n(T_0)} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-3/2}, \qquad P_p = \frac{3}{2}\, p\, \frac{T - T_0}{\tau_p(T_0)} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-3/2}.
\end{gathered} \tag{4}$$

Учитывая модельный характер рассматриваемой задачи в целом, а также то, что при перегревах $\Delta T/T_0$, составляющих не более чем десятки процентов, величина и распределение эффективной температуры не слишком чувствительны к конкретному виду достаточно плавных функций $\mu_{n,\,p}(T)$ и $P_{n,\,p}(T)$, будем использовать (4) по всей ДГС.

Тогда в (1) для каждой из расчетных областей удобно перейти к новой безразмерной переменной [15]

$$\xi = L_j^{-1} \int dx \, [T(x)/T_0]^{-3/2},$$

где $j = n, p, a$ — индексы, соответствующие областям, а

$$L_{n,\,p} = [2D_{n,\,p}(T_0)\, \tau_{n,\,p}(T_0)]^{1/2},$$

$$L_a = \left\{\frac{2\,[D_n(T_0)\, n_a + D_p(T_0)\, p_a]\, \tau_n(T_0)\, \tau_p(T_0)}{n_a \tau_p(T_0) + p_a \tau_n(T_0)}\right\}^{1/2}$$

— длины остывания в этих областях. С ее использованием уравнение теплопроводности становится линейным как в КО, в которых существен конвективный перенос тепла, так и в АО, в которой конвективный ток мал и перенос тепла определяется теплопроводностью. Для сшивки решений $T(\xi)$ линейных уравнений теплопроводности и обратного перехода от ξ к размерной координате x необходимо еще решить уравнение [15]

$$d_a = L_a \int_{-\xi_a/2}^{\xi_a/2} d\xi\, [T(\xi)/T_0]^{3/2}, \tag{5}$$

связывающее размерную (d_a) и безразмерную (ξ_a) толщины АО. В результате получим в режиме заданного тока накачки распределение эффективной температуры $T(x)$ по всей ДГС и электрического поля $E_{n,p}(x)$ соответственно по N- и P-КО:

$$E_{n,\,p}(x) = \frac{J}{e\mu_{n,\,p}N_{n,\,p}} \mp \frac{3}{2e}\frac{dT}{dx}. \tag{6}$$

Плотности токов неосновных носителей в N- и P-КО соответственно J_{lp} и J_{ln} равны:

$$J_{lp} = ep\mu_p E_n - e\frac{d}{dx}(D_p p), \tag{7}$$

$$J_{ln} = en\mu_n E_p + e\frac{d}{dx}(D_n n). \tag{8}$$

Плотности тока утечки ДГС J_l определяются как их сумма на ГП, ограничивающих АО,

$$J_l = J_{lp}\left(-\frac{d_a}{2}\right) + J_{ln}\left(\frac{d_a}{2}\right),$$

а коэффициент инжекции γ — как отношение тока утечки к току накачки $\gamma = -J_l/J$.

В реальных условиях электронный ток утечки много больше дырочного [3], что связано как с различием подвижностей электронов и дырок ($\mu_n/\mu_p \simeq 20$), так и с большей высотой гетеробарьера для дырок ($\Delta\varepsilon_v \simeq 1.5\Delta\varepsilon_c$ [16]). Учитывая, что длина диффузии электронов в P-КО составляет $\geqslant 4$ мкм [17] (что, как правило, больше толщины этой области), объемной рекомбинацией электронов можно пренебречь. Тогда $J_{ln} \simeq \mathrm{const}$ и уравнение (1) с использованием найденных уже $T(x)$ и $E(x)$ может быть легко решено относительно концентрации электронов n. В случае омического контакта рекомбинационного типа ($n|_{x=d_a/2+d_p} = 0$) ток утечки J_{ln} и коэффициент инжекции γ оказываются пропорциональными концентрации неосновных носителей n_p^* на границе КО и АО. Эту величину можно связать с квазиуровнем Ферми для электронов Φ_n и эффективной температурой T_p на ГП соотношением

$$n_p^* = N_c(T_p)\,F_{1/2}\left(\frac{\Phi_n - \Delta\varepsilon_c - eV_p}{T_p}\right), \tag{9}$$

в котором N_c — плотность состояний в c-зоне. Так как ток утечки предполагается малым, то квазиуровень Ферми Φ_n можно считать одинаковым по обе стороны ГП и найти из уравнения

$$n_a = N_c(T_p)\,F_{1/2}(\Phi_n/T_p), \tag{10}$$

где n_a — определяемая уравнением непрерывности (3) концентрация электронов в АО. При записи выражений (9) и (10) принималось во внимание возможное вырождение электронов, влияющее на распределение концентрации вблизи ГП. В то же время влияние вырождения электронов на распределение температуры вблизи этого ГП не учитывалось, так как теплопроводность в значительной степени определяется невырожденными дырками.

В результате соотношения (7)—(10) исчерпывающим образом определяют ток утечки и коэффициент инжекции в режиме заданного тока накачки. Хотя в рамках рассматриваемой модели разогрева решение уравнения теплопроводности для каждой из расчетных областей может быть получено в аналитической форме, часть промежуточных расчетов [решение уравнений (3), (5), (10) и т. п.] все равно приходится делать численно, поэтому приведем только численные

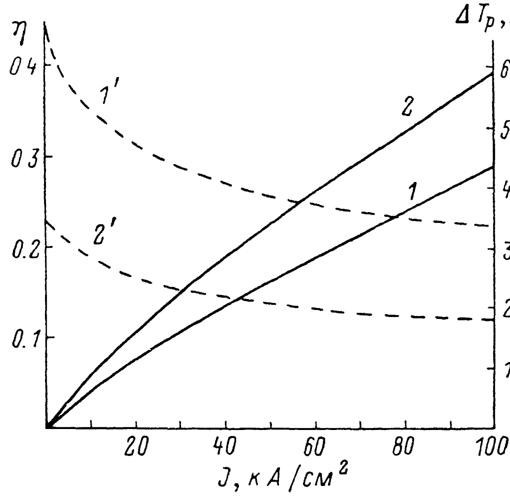

Рис. 2. Зависимости величины перегрева на изотопном ГП $\Delta T_p = T_p - T_0$ (сплошные линии) и внутреннего квантового выхода η (штриховые) от плотности тока накачки J.
λ, мкм: *1*, *1'* — 1.3; *2*, *2'* — 1.55; $d_a = 0.2$ мкм, $d_n = d_p = 2$ мкм, $N_n = 10^{17}$ см$^{-3}$, $N_p = N_a = 5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$.

результаты. На рис. 2 представлены зависимости квантового выхода $\eta = R_R/(R_R + R_A)$ и величины перегрева на изотипном ГП ΔT_p от плотности тока накачки J. Использованные в расчете параметры материала соответствуют работам [16–18]. Видно, что η быстро падает с ростом J и при $J > 10^4$ А/см^2,

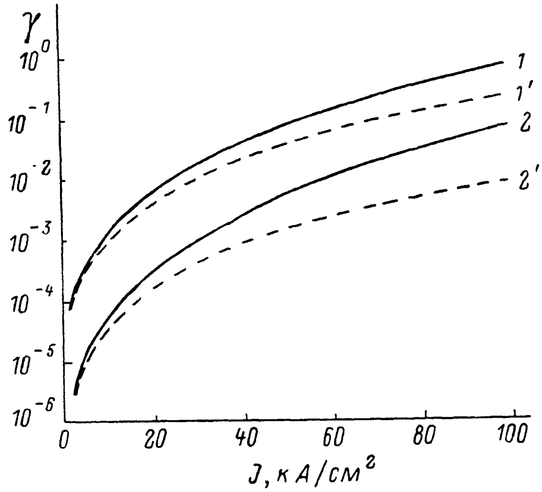

Рис. 3. Зависимости коэффициента инжекции γ от плотности тока накачки J с учетом разогрева (сплошные линии) и без учета разогрева (штриховые).
λ, мкм: *1*, *1'* — 1.3; *2*, *2'* — 1.55; $d_a = 0.2$ мкм, $d_n = d_p = 2$ мкм, $N_n = 10^{17}$ см$^{-3}$, $N_p = N_a = 5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$.

когда доминирует оже-рекомбинация, $\eta \sim J^{-1/3}$, чем, в частности, и объясняется насыщение ваттамперной характеристики светодиодов [4, 18]. Величина ΔT_p почти линейно зависит от J, что указывает на инжекцию с гетеробарьеров как на основную причину разогрева в АО. При этом для ДГС с $\lambda = 1.55$ мкм перегрев ЭДП в ~ 1.5 раза больше, чем для ДГС с $\lambda = 1.3$ мкм, что также подтверждает этот вывод. Разогрев ЭДП при $J > 10^4$ А/см^2 приводит к аномальному увеличению токов утечки, и это, на наш взгляд, может быть не менее важной причиной наблюдаемого насыщения ваттамперной характеристики ДГС InGaAsP/InP с $\lambda=1.55$ мкм, чем оже-рекомбинация. На рис. 3 показана зависимость коэффициента инжекции от плотности тока с учетом и без учета разогрева. Из рисунка видно, что, например, для $J=80$ кА/см^2 имеем $J_l\ (\Delta T\neq 0)/J_l\ (\Delta T=0)\simeq 6$ в ДГС с $\lambda=1.55$ мкм, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [10]. Заметим, что в области почти линейной зависимости ΔT_p величина $\gamma\ (J)$ близка к экспоненциальной, т. е. основной причиной роста тока утечки для $J>10^4$ А/см^2 является увеличение надбарьерной термоэмиссии электронов из АО по мере их разогрева. При этом может быть дана оценка:

$$\frac{J_l\,(\Delta T\neq 0)}{J_l\,(\Delta T=0)}\sim \exp\left(\frac{J}{\tilde{J}}\,\frac{\Delta\varepsilon_c\Delta\varepsilon_G}{T_0^2}\right),$$

где $\tilde{J}=\sqrt{3}\,e\,[D_n(T_0)\,n_a+D_p(T_0)\,p_a]/L_a$ — характерная плотность тока накачки.

В заключение авторы благодарят В. И. Рыжия за поддержку и обсуждение результатов работы.

Литература

[1] Yamakoshi S., Sanada T., Wada O., Umabu I. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 2, p. 144—146.
[2] Chen T. R., Margalit S., Koren V., Yu K. L., Chiu L. C., Hasson A., Yariv A. — Appl. Phys. Lett., 1983, v. 41, N 12, p. 1000—1002.
[3] Chen T. R., Chang B., Chiu L. C., Yu K. L., Margalit S., Yariv A. — Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, N 3, p. 217—218.
[4] Гарбузов Д. З., Агаев В. В., Соколова З. Н., Халфин В. Б., Чалый В. П. — ФТП, 1984, т. 18, в 6, с. 1069—1076.
[5] Чалый В. П., Гарбузов Д. З., Агаев В. В., Чудинов А. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 3, с. 464—468.
[6] Гарбузов Д. З., Чалый В. П., Агаев В. В., Трукан М. К. — ФТП, 1983, т. 17, в. 3, с. 538—540.
[7] Лубашевский И. А., Рыжий В. И. — ФТП, 1983, т. 17, в. 11, с. 2031—2034.
[8] Лубашевский И. А., Рыжий В. И., Мизерина Н. Ю. — ФТП, 1983, т. 17, в. 9, с. 1631—1635.
[9] Shah J., Leheny R. F., Nahory R. E., Temkin H. — Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, N 8, p. 618—620.
[10] Wada O., Yamakoshi S., Sakurai T. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, N 10, p. 981—983.
[11] Manning J., Olshansky R., Su C. B., Powazinik W. — Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, N 2, p. 134—135.
[12] Brosson P., Thompson G. H. B. — Electron. Lett., 1981, v. 17, N 25, p. 957—958.
[13] Константинов О. В., Мезрин О. А. — ФТП, 1985, т. 19, в. 11, с. 1991—1999.
[14] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М., 1981. 366 с.
[15] Толстихин В. И. — ФТП, 1986, т. 20, в. 12, с. 2199—2205.
[16] Forrest S. R., Schmidt P. H., Wilson R. B., Kaplan M. L. — App .Phys. Lett., 1984, v. 45, N 11, p. 1199—1201.
[17] Yano M., Imai H., Takusagawa M. — IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. QE-17, N 9, p. 1954—1963.
[18] Dutta N. K., Wilson R. B., Wilt D. P., Besomi P., Brown R. L., Nelson R. J., Dixon R. W. — ATT Techn. J., 1985, v. 64, N 8, p. 1857—1884.

Получена 12.05.1987
Принята к печати 25.03.1988