

В. ФРОЙДЕ, *д-р наук*, И. А. СУХОИВАНОВ, *канд. техн. наук*

ЭФФЕКТЫ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ В SCH-ЛАЗЕРНЫХ ДИОДАХ

Эффекты переноса носителей существенно влияют на высокоскоростную динамику квантоворазмерных (КР) лазеров. Созданные детальные модели значительно расходятся в математической и численной сложности [1; 2]. Однако для описания основных принципов необходимо использовать несложные представления о физических процессах в лазерной структуре.

На рис. 1 показана плоско-зонная энергетическая диаграмма PiiN раздельно ограниченной гетероструктуры (SCH) шириной d_K с одним узким квантовым слоем шириной d_F . На ней $W_L(W_V)$ — энергия краев зоны проводимости и валентной зоны; $W_{Fn}(W_{Fp})$ — квазиуровни Ферми электронов (дырок). Типичные значения [3; табл. 3.2; 5, с. 1999] для $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)\text{As}$ -гетероструктуры, генерирующей свет на длине волны в вакууме $l = 0,85$ мкм, следующие: $d_K = 100$ нм, $d_F = 7$ нм, коэффициент диффузии для электронов (дырок) в GaAs $D_{n,p} = 70$; (5) $\text{см}^2/\text{с}$; амбиполярное время жизни $\tau_a \approx 1$ нс; соответствующие диффузионные длины $L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p}\tau_a} = 2,6$; (0,71) мкм, а их отношение $L_n/L_p = 3,7$; предполагаемая плотность носителей на пороге в ядре (КР-слое): $n_{K,F0} \geq 2,5 \times 10^{16}$; $4,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$; продольная ширина активного слоя $b = 3$ мкм; длина лазерного резонатора $L = 200$ мкм; время жизни фотонов $\tau_p = 2$ пс; объем активного КР-слоя $V_F = d_F b L = 4,2 \times 10^{-12} \text{ см}^3$.

Среднее расстояние между носителями в ядре (КР-слое) $\delta_{K;F} = (n_{K;F0})^{-1/3}$ составляет $\delta_{K;F} = 30$; 6 нм. Длина волны де Бройля при комнатной температуре $T = 293$ К для электронов (дырок) $\lambda_{n;p} = (2m_{n;p}T)^{-1/2} = 30$; 11 нм, в то время как в GaAs длина рассеивания, выше которой волна электронов сохраняет фазу когерентной,

равна 50 нм. Длина рассеивания дырок оценивается на порядок ниже из-за того, что масса дырок в семь раз больше массы электронов. Поэтому предполагаемое расстояние между носителями в области оболочки такого же порядка, как и длина рассеивания носителей. Таким образом, перенос электронов и дырок может описываться уравнениями классического переноса.

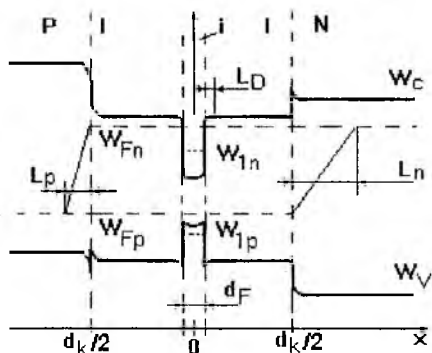


Рис. 1

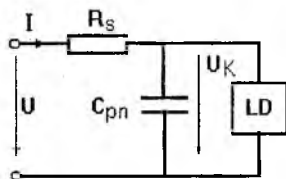


Рис. 2

Показанный на рис. 1 одинарный квантоворазмерный слой расположен в центре $x = 0$ зоны I, окруженной SCH-слоем, а границы с соседними P- и N-областями сосредоточены в области $x = \pm d_k/2$. При большом напряжении прямого смещения и квазинейтральном заряде относительная разность концентрации электронов и дырок очень мала по всему слою, $[n(x)-p(x)]/n(x) \ll 1$, и поэтому $n = p$. Непосредственно на границе раздела квантового слоя, где нейтральность заряда не поддерживается, край зоны изгибается и имеет порядок длины волны Дебая

$$L_D \approx \sqrt{\epsilon_0 n_Q^2 U_T / [en(0) + ep(0)]}.$$

Здесь ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума; $n_Q = 3,59$ — коэффициент преломления КР-слоя; $U_T = kT/e \approx 25$ мВ — тепловое напряжение при температуре $T=293$ К; e — заряд электрона. Для концентрации носителей в КР-слое, приведенной выше, имеем $L_D = 1,3$ нм. Поскольку действительное соотношение $2L_D + d_F \ll d_k$, энергетиче-

ская диаграмма квантового слоя в i -области при $x = 0$ может быть принята однородной. При полной плотности тока J , плотности электронов (дырок) $J_{n;p}$, электрического поля E (всегда положительного в положительном направлении $+x$) и времени t уравнения переноса и непрерывности описывают не исчезающее электрическое поле, которое связывает вместе электроны и дырки, несмотря на их различную подвижность. Используя постоянную амбиполярной диффузии

$D_a = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p}$, определяем длину амбиполярной диффузии как

$L_a = \sqrt{D_a \tau_a}$. Подстановка числовых значений дает

$D_a = 9 \text{ см}^2 / \text{с} \approx 2D_p$ и $L_a = 1 \text{ мкм}$. Эти значения найдены для стационарного случая из основных фундаментальных уравнений, а с использованием малосигнального представления типа

$Q(t, x) = Q_0(x) + \text{Re}\{Q(x)e^{j\omega t}\}$ ($\omega = 2\pi f$) для случая малосигнального модулирующего сигнала получаем уравнения амбиполярной диффузии

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - L_a^{-2}\right)n_0(x) = 0, \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{L_a^{-2}}{1 + j\omega\tau_a}\right)\hat{n}(x) = 0. \quad (1)$$

Ниже порога, где индуцированное излучение из КР-слоя незначительно, граничные условия Неймана указывают, что для высокого уровня инжекции и высокой эффективности эмиссии соответствующее насыщение токов незначительно, т. е.

$$J_{n;p}(t, \mp d_k / 2) = 0, \quad dn_0(x) / dx|_{x=\pm d_k / 2} = \pm J_0 / (2eD_{n;p}).$$

Верхний (нижний) знак относится к первому (второму) индексу n (p). Оба граничных условия связаны друг с другом, поскольку ток непрерывен. Соотношение (1) можно легко преобразовать:

$$n_0(x) = n_0(0) \left[\cosh\left(\frac{x}{L_a}\right) - \frac{D_n - D_p}{D_n + D_p} \tanh\left(\frac{d_K}{2L_a}\right) \sinh\left(\frac{x}{L_a}\right) \right]; \quad (2)$$

$$n_0(0) = L_a J_0 / \left[2eD_a \sinh\left(\frac{d_K}{2L_a}\right) \right].$$

Минимум концентрации x_{\min} имеет место при условии $\tanh[x_{\min}/L_a] = (D_n - D_p)/(D_n + D_p) \tanh[(d_K/2)/L_a]$. При этом удерживается слабая зависимость от x , потому что $|x/L_a| \leq (d_K/2)/L_a = 0,05 \ll 1$. Уравнение (2) может быть интерпретировано как перенос при J_0 или, наоборот, при концентрации $n_0(0)$ в непосредственной близости к КР-слою. В данном случае области $x < 0$ и $x > 0$ могут обсуждаться раздельно, так что, по-видимому, при $x = 0$ выполняется граничное условие Дирихле. Однако при $x = \pm d_K/2$ независимое граничное условие уточняется, а общая плотность тока $J_0 = J_0(n_0(0))$ является функцией от $n_0(0)$ из дифференциального уравнения (1). Поэтому, если $n_0(0)$ дается точно и непрерывность тока предполагается допустимой для обоих переходов ядро — оболочка, то граничное условие Неймана применяется эффективно. Приняв во внимание сказанное и с учетом работы [6], следует отметить, что в публикации [7] сделаны ошибочные выводы. Правильным можно считать заключение, что временная постоянная малосигнального нарастания заряда в ядре — это просто амбиполярное время жизни τ_a ;

$$\frac{\hat{n}(x)}{\tau_a} \approx \frac{\hat{J}}{ed_K} \frac{1}{1 + j\omega\tau_a}, \quad \tau_K = \frac{\tau_a}{2} \left(\frac{d_K/2}{L_a} \right)^2. \quad (3)$$

Выражение (3) действительно в полосе частот $\left| \frac{1}{2} \frac{d_K}{2L_a} \sqrt{1 + j\omega\tau_a} \right|^2 \ll 1$ или $\omega\tau_K \leq 0,16 \ll 1$. С учетом рисунка и численных значений параметров, данных выше, получим для так называемого времени амбиполярного переноса значение $\tau_K = 1,3$ пс, которое соответствует частотам $f \leq 19$ ГГц.

Выше лазерного порога происходит разделение квазиуровней Ферми, и поэтому концентрация электронов в КР-слое $n(t, 0) = n_{FO}$ повышается. Насыщение в процессе излучения смешивает граничные условия, применяемые в [1; 5]. Из выражения (1) и для $\omega\tau_k \ll 1$ с учетом сделанных выше предположений находим:

$$\frac{\hat{n}(x)}{\tau_a} \approx \pm \frac{D_a}{2D_{\pi,p}} \frac{\hat{j}}{eL_a} \frac{x/L_a}{1 + j\omega\tau_k}. \quad (4)$$

Здесь верхние (нижние) обозначения действительны для $P(N)$ -областей $x \geq 0$ ($x \leq 0$). Пространственная концентрация носителей аппроксимируется прямыми линиями в форме треугольника в каждой половине ядра между границами ядро — оболочка (смотри рисунок), с вершиной, соответствующей постоянной пространственной концентрации носителей n_{FO} . Отношение амплитуды изменяющегося во времени количества носителей $N_{tr}(t)$ треугольной области и фиксированного числа носителей $N_{re} = n_{FO}Fd_k$ (поперечное сечение F) прямоугольного распределения концентрации носителей пропорционально τ_k / τ_a .

Только N_{tr} имеет изменяющуюся действительную часть $Re\{Je^{j\omega t}\}$, поэтому время нарастания заряда τ_a обыкновенной PiN -структуры уменьшается до τ_k , соответственно уравнению (3). Эти соображения приводят к простой физической картине для понимания уменьшения амбиполярного времени переноса после наступления лазерного режима.

Для трактовки динамического поведения КР-лазера, классические 3D носители должны быть связаны с 2D-носителями в КР-слое, как было сделано раньше разными способами; например, см. [8]. Из-за связи между носителями ядра и КР-слоя необходимо использовать собственные времена жизни носителей в ядре (τ_k) и в КР-слое (τ_F). Постоянная τ_k не только суммирует время нарастания заряда τ_a ниже порога (в первом приближении зависимость τ_a от концентрации не учитывается) и время переноса, данное в выражении (3), выше порога соответственно, но и учитывает эффективную вероятность захвата носителей оболочки квантовым слоем, определяемую взаимным вре-

менем захвата для электронов (дырок) $\tau_{cap n;p} = 1, 2; 0, 65$ пс [5]. Безызлучательную рекомбинацию и спонтанное излучение из КР-области во всю резонаторную моду можно представить суммарным по эффективным временем жизни τ_{eff} , приводящим к эффективному времени жизни в квантовом слое $\tau_{Feff}^{-1} = \tau_{eff}^{-1} + \tau_F^{-1}$.

Рассмотрим осцилляции лазерного диода в виде поперечной и продольной мод. Доля электромагнитной энергии поля резонатора, сосредоточенная в области усиления, определяется коэффициентом ограничения $\Gamma = 0, 2$ и содержит общее число фотонов N_p . Нелинейное оптическое усиление представим как $G(n_F, N_p)$, а число носителей в ядре (объем V_k) и КР-слое как: $N_k = nV_k$ и $N_F = n_F V_F$. В оболочку инжектируется ток силой $I = JF$. Напряжение, прикладываемое к переходу (напряжение инжекции), $U_k = (W_{Fn} - W_{Fp}) / e = U - R_S I$ определяется разделением квазиуровней Ферми, которое определяет процесс излучения на пороге и выше. Связь между I , N_k (постоянные I_S , N_{ks} соответствуют порогу) и напряжением U_k устанавливается соотношениями $N_k = N_{ks} e^{U_k / 2U_T}$ и $I = I_S e^{U_k / 2U_T}$. Наконец, R_S — это объемное сопротивление и $C_{pn} = eN_{k0} / (2U_T)$ — емкость перехода.

Проведенный анализ позволяет сформулировать динамическую модель КР-лазера в виде следующей системы скоростных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_p}{dt} &= N_p \left[\Gamma G(n_F, N_p) - \frac{1}{\tau_p} \right]; \\ \frac{dN_F}{dt} &= -\frac{N_F}{\tau_{Feff}} + \frac{N_k}{\tau_k} - N_p \Gamma G(n_F, N_p); \\ \frac{dN_k}{dt} &= \frac{N_k}{\tau_F} - \frac{N_k}{\tau_k} + \left(I - C_{pn} \frac{dU_k}{dt} \right) \frac{1}{e}. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, усиление определяется не только силой тока инжекции I , но и временем жизни носителей в SCH-области τ_k , что воз-

действует на динамику большого сигнала лазера при пересечении порога излучения.

Список литературы: 1. *Nagarajan R.* Carrier transport effects in quantum well lasers: an overview // *Opt. and Quantum Electron.* 1996. V. 26. P. S666 - S677. 2. *Tessler N., Eisenstein G.* Modelling carrier dynamics and small-signal modulation response in quantum-well lasers // *Opt. and Quant. Electron.* 1994. V. 26. S. 767 - 787. 3. *Control of differential gain, nonlinear gain and damping factor for high-speed application of GaAs-based MQW lasers* // *J.D. Ralston et al.* // *IEEE J. Quant. Electron.* 1993. V. 29. P. 1648 - 1659. 4. *Grau G., Freude W.* *Optische Nachrichtentechnik, Eine Einfh rung, 3. Auflage Springer-Verlag, 1991. P. 214 - 215.* 5. *Nagarajan R., Ishikawa M., Fukushima T.* High speed quantum-well lasers and carrier transport effects // *IEEE J. Quant. Electron.* 1992. V. 28. P. 1990 - 2008. 6. *Freude W.* Transport solutions for the SCH quantum well laser diode: Comment to [7] // *IEEE J. Quant. Electron.* 1996. V. 32. P. 2173-2175. 7. *Taylor W., Claisse P. R.* Transport solutions for the SCH quantum-well laser diode // *IEEE J. Quant. Electron.* 1995. V. 31. P. 2133 - 2141. 8. *McDonald D., O'Dowd R.F.* Comparison of two- and tree level rate equations in the modelling of quantum well lasers // *IEEE J. Quant. Electron.* 1995. V. 31. P. 1927 - 1934.

*Технический университет Карлсруэ. ФРГ.
Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 22.04.97