*Краткие сообщения по физике № 10 октябрь 1972*

# ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ И ЖЕСТКОЕ ВОЗНИКНОВЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ В РАЗРЕЗНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ КВАНТОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ

А. Г. Алексанян, В. Н. Морозов, И. А. Полуэктов

I. Исследование динамических характеристик полупроводниковых лазеров, работающих при высоких температурах, представляет большой интерес для целей оптоэлектроники, поскольку с помощью двойного диода /I/ могут быть построены все основные оптические логические элементы.

В работе /I/ изучены ватт-амперные характеристики такого ПКГ, экспериментально и теоретически найдены условия существования жесткого режима самовозбуждения. В работе /2/ на основе модели излучательных переходов из зоны проводимости с экспоненциальной плотностью состояний $\rho(\varepsilon)\sim e^{\varepsilon/\varepsilon_0}$ ($\varepsilon_0$ - параметр легирования) на $\delta$-образный акцепторный уровень теоретически рассмотрены возможные режимы работы инжекционных ПКГ с неоднородным возбуждением. Исследованы условия появления жесткого режима самовозбуждения генерации. Однако, применимость подобной модели ограничена областью низких температур и непригодна для исследования диапазона перестройки частоты при неоднородном возбуждении лазера.

В настоящей работе проводится анализ условий существования жесткого режима и области перестройки частоты генерации двойного диода с помощью выражения для коэффициента усиления, предложенного в работе /6/, которое справедливо в широком диапазоне температур и концентраций примеси.

2. Рассмотрим обычную структуру двойного диода, состоящего из двух электрически независимых частей. Пусть $j_1$, $j_2$ - токи, инжектируемые в I-ую и 2-ую части диода, $F_1$, $F_2$, $F_A^1$, $F_A^2$ - соответствующие им квазиуровни Ферми для электронов и дырок.

Тогда суммарный коэффициент усиления можно записать в следующем виде /6/:

$$K = K_1 + K_2 = B\gamma^{1/2} D_{-3/2}(-x)\exp(-x^2/4) \times$$

$$\times \left\{ \mathrm{Sh}\,\frac{\sqrt{2}z_1 - x}{\Gamma} + t\,\mathrm{Sh}\,\frac{\sqrt{2}z_2 - x}{\Gamma} \right\}, \qquad (I)$$

где $B$ – константа, зависящая от концентрации примеси, $z_1 = (F_1 + F_A^1 - \Delta)/\gamma$; $z_2 = (F_2 + F_A^2 - \Delta)/\gamma$, $\Delta$ – ширина невозмущенной запрещенной зоны, $x = \sqrt{2}(\hbar\omega - \Delta)/\gamma$, $\omega$ – частота излучения, $D_{-3/2}(-x)$ – функция параболического цилиндра, $t$ – отношение объемов, $\Gamma = \sqrt{2}2kT/\gamma$; $T$ – температура образца, $k$ – постоянная Больцмана, $\gamma/e$ – среднеквадратичный потенциал, $e$ – заряд электрона.

Исходя из пороговых условий для коэффициента усиления

$$\left.\frac{\partial K}{\partial\omega}\right|_{\omega=\omega_\Gamma} = 0 \qquad K(\omega)\big|_{\omega=\omega_\Gamma} = g_n$$

($g_n$ – коэффициент полных потерь, включающий поглощение на свободных носителях), можно получить систему уравнений для определения пороговых значений частоты генерации и суммарного квазиуровня Ферми. Учитывая, что при азотной температуре и выше $\frac{\sqrt{2}z_{1,2} - x}{\Gamma} \ll 1$, и полагая для простоты $t = 1$, получим

$$K = g_n = 2B\gamma^{1/2}\exp(-x^2/4)D_{-3/2}(-x)\,\frac{\sqrt{2}(z_1 + z_2) - 2x}{2\Gamma} \times$$

$$\times\ \mathrm{Ch}\,\frac{\sqrt{2}(z_1 - z_2)}{2\Gamma},$$

$$\left[\sqrt{2}(z_1 + z_2) - 2x\right]/2 = D_{-3/2}(-x)/D_{-1/2}(-x). \qquad (2)$$

Соответствующая система уравнений для однородного возбуждения получается из (2) при $z_1 = z_2 = z_0$; $x = x_0$; $K = K_0$. Из системы (2) и соответствующей однородной системы при $|x|$, $|x_0| \leq 1$ имеем

$$x = \left\{ \frac{\sqrt{2}(z_1 + z_2)}{2} - \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\Gamma(3/4)}{\Gamma(5/4)} \right\} \frac{1}{2 - \Gamma^2(3/4)/\Gamma(1/4)\Gamma(5/4)}. \quad (3)$$

Из системы (2) и соответствующей однородной системы на пороговой кривой самовозбуждения ($K = 2K_0$) получаем

$$\exp\left(-\frac{x^2}{4}\right) \frac{D^2_{-3/2}(-x)}{D_{-1/2}(-x)} \operatorname{Ch} \frac{\sqrt{2}(z_1 - z_2)}{2\Gamma} = \exp\left(-\frac{x^2}{4}\right) \frac{D^2_{-3/2}(-x)}{D_{-1/2}(-x)}, \quad (4)$$

и при $|x|,\ |x_0| \leq 1$ имеем для частоты генерации $\omega_\Gamma$

$$\omega_\Gamma = \left\{ \Delta + \frac{\gamma}{2} \left( \frac{1 + 1{,}61 x_0}{\operatorname{Ch}\left[\sqrt{2}(z_1 - z_2)/2\Gamma\right]} - 1 \right) \frac{1}{1{,}61} \right\} \frac{1}{\hbar}. \quad (5)$$

Из (4) и (5) легко получить область перестройки $\Delta\omega$ пороговой частоты генерации

$$\Delta\omega = \frac{\gamma}{\sqrt{2}\hbar} \frac{1 + 1{,}61 x_0}{1{,}61} \left\{ 1 - \frac{1}{\operatorname{Ch}\left[\sqrt{2}(z_1 - z_2)/2\Gamma\right]} \right\}. \quad (6)$$

Равенство (6) определяет величину перестройки частоты лазера при изменении $z_1$ и $z_2$ вдоль пороговой кривой, уравнение для которой легко получается из (3) и (5)

$$\eta \operatorname{Ch} \frac{\sqrt{2}\zeta}{2\Gamma} = 2z_0, \quad \eta = z_1 + z_2, \quad \zeta = z_1 - z_2.$$

Как известно из (2), условие существования жесткого режима может быть записано в виде:

$$K_1 \frac{\partial K_1(j_1)}{\partial n_1} + K_2 \frac{\partial K_2(j_2)}{\partial n_2} \leq 0. \quad (7)$$

Здесь $n_1$ - концентрация электронов, инжектируемых в одну часть диода, а $n_2$ - в другую часть диода.

Используя выражение (I) для максимального значения суммарного коэффициента усиления, условие (7) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{1-\exp(-\varphi_2)[1+0{,}3\varphi_2]}{1-\exp(-\varphi_1)[1+0{,}3\varphi_1]} \leqslant \frac{\mathrm{Sh}\,\dfrac{0{,}46z_1-0{,}953z_2-0{,}622}{\sqrt{2}\beta/\gamma_0}}{\mathrm{Sh}\,\dfrac{0{,}953z_1-0{,}46z_2+0{,}622}{\sqrt{2}\beta/\gamma_0}}, \quad (8)$$

где

$$\varphi_i = \frac{10}{3}\left[\sqrt{1+0{,}3aj_i}-1\right],$$

$$z_i = (\Gamma/2\sqrt{2}\,\ln)\left[\exp(\varphi_i)-1\right] - \frac{F_A^i+\Delta}{\beta}.$$

Величина $F_A^i$ может быть вычислена из уравнения нейтральности. Из (8) можно определить область изменения $z_1$, $z_2(j_1, j_2)$, в которой неравенство (8) не выполняется, т.е. отсутствует жесткий режим самовозбуждения и возможна плавная перестройка частоты генерации; $a = (10^{17}\beta^{3/2}e^2 dN_p W_p)^{-1}$, $d$ – длина диффузии, $N_p$ – плотность дырок, $W_p$ – вероятность рекомбинации. Результаты вычислений $\Delta\omega$, $z_1$, $z_2$ с помощью (6) и (8) в зависимости от концентраций и температур представлены в таблице I. Характер изменений

Таблица I

| $N_A 10^{18}$, см$^{-3}$ | $\beta$, эв | $\gamma_0$, эв | $z_1$ | $z_2$ | $x_0$ | $z_0$ | $\Delta(\hbar\omega)10^{-3}$, эв | $\Delta\lambda$, Å | $j_1/j_2$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| I,6 | I,9 | I,94 | 3,4 | -I,34 | 0,965 | I,9 | I0 | 55,5 | 2I |
| 2,0 | I,9 | 2,I3 | 2,985 | -I,I85 | 0,748 | I,59 | 8,9 | 49 | I8,5 |
| 2,6 | I,9 | 2,38 | 2,025 | -0,625 | 0,5I8 | I,28 | 8,6 | 47 | I6 |
| 4 | I,9 | 2,85 | I,75 | -0,55 | 0,I94 | 0,887 | 5,55 | 3I | I4 |
| 5 | I,9 | 3,I2 | I,57 | -0,53 | 0,048 | 0,724 | 4,3 | 24 | I3 |
| 5 | I,6 | 3,I2 | I,285 | -0,505 | -0,09 | 0,57 | 2,7 | I6 | I6 |
| 5 | 2,5 | 3,I2 | 2,I2 | -0,72 | 0,284 | 0,99 | 5,8I | 32 | II |
| 5 | 3,I | 3,I2 | 3,I5 | -I,85 | 0,483 | I,23 | 8,6 | 47 | I3 |

$\gamma_0 = \gamma\cdot 10^2 = 1{,}6\cdot 10^2(N_A 10^{-18})^{5/12}$, $\beta = 10^2 kT$

приведенных в таблице величин объясняется следующим образом. Зависимость коэффициента усиления от частоты различна для трех характерных областей: в области I ($0<\omega<\omega_1$) эта зависимость носит гауссов характер; в области 2 ($\omega_1<\omega<\omega_2$) коэффициент усиления изменяется по линейному закону и, наконец, в области 3 ($\omega_2<\omega<\omega_3$) – по закону $\omega^{1/2}$. Положение суммарного квазиуровня Ферми, зависящее от концентрации примеси и температуры, определяет ту область (I,2 или 3), где начинается спад суммарного коэффициента усиления. Малым величинам концентрации примеси и большим значениям температуры соответствуют большие энергии квазиуровней Ферми. Например, при концентрации примеси $N_A = 1{,}6\cdot10^{18}$, $T = 230°K$ и однородном возбуждении максимум коэффициента усиления находится в области 2 – 3. На пороговой кривой ($K = 2K_0$) с ростом тока $j_1$ ($j_1 > j_0$) максимум частоты коэффициента усиления $K_1$ смещается в коротковолновую сторону, а величина коэффициента в максимуме растет по закону $\omega^{1/2}$. Уменьшение тока $j_2$ ($j_2 < j_0$) смещает максимум $K_2$ в длинноволновую сторону, а максимальная величина коэффициента усиления $K_2(\omega)$ будет уменьшаться по линейному закону, переходящему в гауссов закон. В области максимума $K_1(\omega)$ коэффициент усиления $K_2(\omega)$ с уменьшением тока $j_2$ становится отрицательным, максимум суммарного коэффициента усиления смещается в длинноволновую сторону, и при малых отклонениях $j_2$ от $j_0$ частота, соответствующая этому максимуму $\omega_г < F_2/\hbar$; при дальнейшем уменьшении тока $j_2$ максимум второго коэффициента усиления смещается в область с гауссовским законом изменения коэффициента усиления, и это приводит к тому, что производная $K_1$ в области спада второго коэффициента усиления (поглощение) становится больше, чем $\partial K_2/\partial\omega$. В этом случае частота, соответствующая максимуму суммарного коэффициента усиления, $\omega_г > F_2/\hbar$, так что при некоторой величине растройки ($x_2 - x$) возникает жесткий режим генерации. Область частот, верхняя граница которой определяется частотой генерации при однородном возбуждении, а нижняя граница – частотой, при котором возникает жесткий режим, и определяет область перестройки частоты двойного диода с неоднородным возбуждением.

Поступила в редакцию
18 мая 1972 г.

## Литература

1. В. Н. Морозов, В. В. Никитин, В. Д. Самойлов. ЖЭТФ, 55, II (1968).
2. Н. Г. Басов, В. Н. Морозов. ЖЭТФ, 57, 8 (1969).
3. C. E. Kelly. IEEE Trans. Electr. Dev., ED-1, 1 (1965).
4. Ю. П. Захаров, В. В. Никитин, В. Д. Самойлов. ФТП, 2, I064 (1968).
5. Н. Г. Басов, В. Н. Морозов, В. В. Никитин, А. С. Семенов. ФТП, I, I570 (1967).
6. А. Г. Алексанян, И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов. Квантовая электроника № 3, I5 (1971).