УДК 621.373.826

В. В. ЛЫСАК

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА УСИЛЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ

Развитие современных волоконно-оптических систем передачи информации невозможно без совершенствования конструкции и оптимизации параметров полупроводниковых лазеров. Эффективным способом разработки элементов и систем радиоэлектроники является компьютерное моделирование, которое позволяет в значительной степени сократить сроки и стоимость разработок.

Для моделирования динамических характеристик полупроводниковых лазеров в качестве базовых используются скоростные уравнения. Один из их основных параметров — оптическое усиление, которое определяется линейным коэффициентом оптического усиления $g = g_0(N - N_{th})$, где g_0 — дифференциальное усиление; N— плотность электронов; N_{th} — пороговая плотность электронов [1; 3]. С учетом нелинейного эффекта спектрального выжигания дыр коэффициент усиления записывают в различных формах представления [3-5]. Линейная форма усиления g правильно описывает реальное поведение лазера при малых токах накачки, однако, как показывают последние исследования, при больших значениях плотности электронов усиление насыщается, т.е. зависимость нелинейна[4], что обязательно должно учитываться в динамической модели.

Чтобы определить приемлемую форму представления коэффициента усиления в системе скоростных уравнений проанализируем влияние плотности носителей на оптическое усиление лазера с учетом влияния плотности носителей на величину квазиуровня Ферми.

Для анализа оптического усиления воспользуемся выражением, полученным из эффективных уравнений Блоха [5]:

$$G = \frac{\omega}{\varepsilon_0 n_r^2} \int_{E_g}^{\infty} dE \rho |\mu|^2 (f_c - f_v) \frac{\pi L(E - \hbar\omega)}{1 + (\tau_e + \tau_h)\pi L(E - \hbar\omega)|\mu|^2 \frac{\omega}{\varepsilon_0 n_r^2} S}, \quad (1)$$

Здесь ω — угловая частота; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; E_g — ширина запрещенной зоны; n_r — коэффициент преломления на границе сред; c — скорость света; $\hbar$ — постоянная План-

ка; τ_e, τ_h — время рекомбинации для электронов и дырок соответственно; S — плотность фотонов;

$$\rho = \frac{m_c\sqrt{2m_c\left(E - E_g\right)}}{\hbar^3\pi^2}$$ — плотность состояний электронов,

где m_c — эффективная масса электрона;

$$L\left(E - \hbar\omega\right) = \frac{1}{\pi}\frac{\hbar\gamma_d}{\left(E - \hbar\omega\right)^2 + \left(\hbar\gamma_d\right)^2}$$ — функция Лоренца,

где $\gamma_d = \frac{2}{\tau_e + \tau_h}$ — скорость рекомбинации диполя;

$|\mu|^2$ — эффективная матрица взаимодействий,

$$|\mu|^2 = \frac{e^2\hbar^2|M|^2}{m_0{}^2E^2},\ |M|^2 = \frac{m_0}{6}\left(\frac{m_0}{m_c} - 1\right)\frac{E_g(E_g + \Delta_{so})}{E_g + 2\Delta_{so}/3}. \qquad (2)$$

Здесь e — заряд электрона; m_0 — масса покоя электрона; Δ_{so} — спин-орбитальный момент; f_c, f_v — распределение Ферми для электронов и дырок соответственно,

$$f_c = 1/(1 + \exp(\frac{E_c - \mu_{Fc}}{k_BT}))\ ,\ f_v = 1/(1 + \exp(\frac{E_v - \mu_{Fv}}{k_BT}))\ , \qquad (3)$$

где E_c, E_v — энергия дна зоны проводимости и вершины валентной зоны соответственно; μ_{Fc}, μ_{Fv} — энергия квазиуровней Ферми для электронов и дырок; k_B — постоянная Больцмана; T — температура.

Анализ выражения (1) показал, что коэффициент усиления нелинейно зависит от величины квазиуровня Ферми. Данная зависимость представлена на рис. 1. Из него видно, что при μ_{Fc} <1,515 эВ значения коэффициента усиления отрицательны, т.е. происходит поглощение энергии, при увеличении значения μ_{Fc} коэффициент меняет знак на противоположный — происходит излучение фотонов. Для определения зависимости коэффициента оптического усиления от концентрации рассмотрим влияние концентрации на величину μ_{Fc}:

$$N = N_c F_{1/2}\left(\frac{E_c - \mu_{Fc}}{k_B T}\right). \qquad (4)$$

Здесь N_c — эффективная плотность состояний зоны проводимости;

$F_{1/2}(\zeta)$ — интеграл Ферми — Дирака.

Имеют место соотношения

$$N_c = \frac{2}{h^3}\sqrt[3]{(2\pi k_B T m_c)^2}\ ;\ F_{1/2}(\zeta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\infty}\frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}d\varepsilon}{1+\exp(\varepsilon-\zeta)};$$

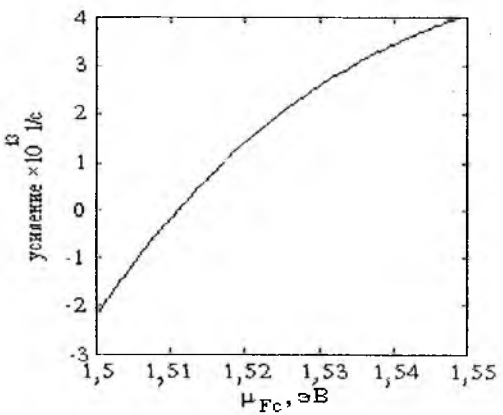


Рис. 1

Существуют приближенные аналитические выражения зависимости квазиуровня Ферми от концентрации, однако они справедливы только для определенных материалов, а нас интересует общее решение.

С использованием выражения (4) была найдена зависимость концентрации от величины квазиуровня Ферми и получен интерполяционный полином обратной зависимости. Результаты представлены на рис. 2. Сплошной линией показана кривая интерполяционного полинома, точками — расчетные данные. Как видно из рис. 2, решения интерполяционного полинома и расчетные данные совпадают.

Определив зависимость μ_{Fc} от N, подставим ее в выражение (3), а затем в (1) и отыщем зависимость коэффициента оптического усиления от концентрации электронов. Результаты сравнения полученной и линейной зависимостей даны на рис. 3. Сплошной линией

показано решение для выражения (1), пунктирной — для линейной формы представления.

Значение пороговой концентрации $N_{th} = 1{,}1 \times 10^{24}$ м$^{-3}$, что согласуется с экспериментальными данными. Как видно из рис. 3, при значениях концентрации $N = 3{,}5 \times 10^{24}$ м$^{-3}$ происходит насыщение и наблюдается расхождение с выражением для линейной формы усиления.

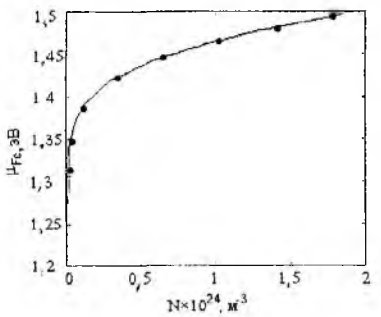


Рис. 2

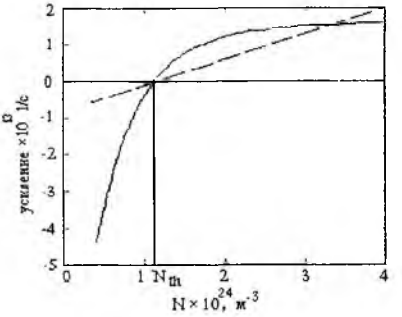


Рис. 3

Таким образом, зависимость коэффициента усиления от концентрации электронов при больших значениях N изменяется нелинейно, что правильно отражает реальное поведение полупроводниковых лазеров. Следовательно, для расчета динамических характеристик необходимо применять уточненное выражение (1) с использованием зависимости функции Ферми от концентрации.

Список литературы: 1. *Agrawal G. P.* Gain nonlinearities in semiconductor lasers: theory and application to distributed feedback lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1987. N 6. P. 860 - 868. 2. *Bowers J. E.* Modulation properties of semiconductor lasers // ECE Technolody. Research in Optoelectronics (B). Santa Barbara, California, 1993. P. 109 - 141. 3. *Tucker R. S.* High-speed modulation of semiconductor lasers // J. of Lightware Tecnology. 1985. N 3. P. 1180 - 1192. 4. *DeTemple T. A., Herzinger C. M.* On the semiconductor laser logarithmic gain-current density relation // IEEE J. Quant. Electron. 1993. V. 29. P. 1246 - 1252. 5. *Nonlinear* gain coefficient in semiconductor lasers: effects of carrier heating / C.-Y. Tsai, R.M. Spencer, Y.-H. Lo, L.F. Eastman // IEEE J. Quant. Electron. 1996. N 2. P. 201 - 212.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 22.04.97