



## ПРОБЛЕМЫ НЕЛИНЕЙНОГО УСИЛЕНИЯ ПРЯМОМОДУЛИРОВАННЫХ КРС-ЛАЗЕРОВ В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ОПТОВОЛОКОННЫХ СИСТЕМАХ

СУХОИВАНОВ И. А.

Для полупроводниковых гетеролазеров в режиме модуляции большим сигналом наиболее критичным параметром является коэффициент усиления, который имеет нелинейный характер. Проведен анализ проблем моделирования лазерных диодов с квантоворазмерной структурой с учетом нелинейного характера усиления. Дана оценка нескольких моделей и определены пути улучшения модели усиления.

Развитие волоконно-оптической связи направлено на передачу информации с возможно большей скоростью на возможно большее расстояние. Скорость передачи увеличивается каждые 10 лет в сто раз, в то время, как длина передачи выросла с 10 до 1000 км. Предполагается, что телекоммуникационные системы будут представлять собой комбинацию волоконно-оптических сетей с высокой эффективностью передачи и систем на базе мобильной связи, т.е. сетей широкого доступа многих потребителей. Для будущих мобильных широкополосных систем связи со скоростью передачи до 155 Мбит/с предполагается использовать частотный диапазон 60 ГГц. Для такой передачи сигналов между контрольной и базовой станциями целесообразно применять высокоскоростные оптоволоконные компоненты [1].

Ключевыми компонентами высокоскоростных оптоволоконных систем являются лазеры, модуляторы и детекторы. Качество этих компонентов в большей степени определяется характеристиками их материалов. Квантоворазмерные (КР) технологии и устройства на КР структурах доказали свое преимущество над объемными материалами благодаря возрастанию дифференциального усиления и уменьшению плотности тока, что позволяет получить максимально широкую полосу при малом потреблении мощности.

Полноценное управление процессом создания широкого класса приборов с квантовым ограничением требует новых методов и инструментов для моделирования, которые основаны на хорошем понимании физических процессов и точных знаниях об исходных параметрах. При динамическом описании КР лазера ключевыми и наиболее критичными параметрами являются оптическое усиление, дифференциальное усиление, коэффициент нелинейного усиления [2, 3]. Эффективность

численных расчетов в значительной степени зависит от адекватности используемой модели усиления. В силу перечисленных особенностей КР лазеров чаще всего используется упрощенная линейаризованная модель усиления. Однако при предельно высоких модулирующих частотах, а также в режиме импульсной модуляции (режим большого сигнала) применение линейаризованной модели усиления становится проблематичным. Причиной этого следует считать в первую очередь эффект насыщения усиления и особенности применяемых для его описания математических моделей. Анализ нескольких из них [2] показал их неоднозначность и наличие неточности динамических характеристик лазера при высоких частотах и больших уровнях модуляции даже при использовании двухуровневой модели, характерной для объемных гетеролазеров. Рассмотрим более подробно процессы усиления в КР лазере.

Оптическое усиление  $G$  распространяющейся моды зависит при малых плотностях фотонов в резонаторе только от плотности носителей заряда  $n_T = N_T/V$ . При высокой плотности фотонов необходимо учитывать связанное с ее возрастанием насыщение усиления. Это явление обычно выражают феноменологической формулой [4]:

$$G = G(n_T, N_P) = G(n_T) \left( 1 - \varepsilon_G \frac{\Gamma N_P}{V} \right), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_G$  – параметр насыщения усиления, причем  $\varepsilon_G(\Gamma N_P/V) \ll 1$ . Частная производная  $G$  по  $n_T$  обозначается как дифференциальное усиление

$$g_0 = \frac{\partial G(n_T, N_P)}{\partial n_T} = \frac{\partial G(n_T)}{\partial n_T} \left( 1 - \varepsilon_G \frac{\Gamma N_P}{V} \right). \quad (2)$$

Часто используется коэффициент усиления (материальное усиление)  $G_m = G/v_g$ , где  $v_g$  – групповая скорость. Строго говоря, усиление  $G = G(n_T)$  зависит также от длины волны или энергии  $E = \hbar\omega$  распространяющейся моды:  $G = G(n_T, \hbar\omega)$ .

Если считать, что имеют место только оптические переходы между нижним уровнем зоны проводимости и уровнем подзоны тяжелых дырок в валентной зоне, то для усиления в КР слое можно записать

$$G = \int g(\hbar\omega) L(E) dE, \quad (3)$$

где  $L(E)$  – функция Лоренца, описывающая форму линии усиления, а  $g(\hbar\omega)$  является спектром оптического усиления.

В приведенных выражениях усиление не зависит от свойств волноводной структуры лазерного диода. Эта зависимость учитывается коэффициентом ограничения, и тогда модальное усиление будет  $G_{\text{mod}} = \Gamma G$ . Ясно, что для практических решений скоростных уравнений такая модель усиления сложна. Поэтому в динамических расчетах пользуются линейной моделью:

$$G = g_0(N - N_0), \quad (4)$$

где  $N_0$  – пороговая концентрация. Зависимость от концентрации носителей  $N$  можно аппроксимировать также логарифмической функцией [5]:

$$G = v_g G_m \ln(N / N_0). \quad (5)$$

Параметры  $G_m$  и  $N_0$  изменяются с температурой и их можно определить экспериментально. Формула (5) может быть расширена. Поскольку скорость переноса носителей определяется несколькими процессами излучательной и безызлучательной рекомбинации, влияющих на  $N_0$  и  $N$ , то целесообразно эти механизмы учесть отдельно. Предположим, что выполняется условие квазинейтральности ( $n=p$ ) и, следовательно, справедливо приближение амбиполярной диффузии носителей. Тогда в (5) можно использовать скорость амбиполярной рекомбинации, нормированную на ее пороговое значение

$$r_a / r_{a0},$$

где  $r_a = AN + BN^2 + CN^3$ ;  $A, B, C$  – постоянные рекомбинации [2]. В итоге получим усиление

$$G = v_g G_m \ln \left[ \frac{AN + BN^2 + CN^3}{AN_0 + BN_0^2 + CN_0^3} \right]. \quad (6)$$

На рис. 1 показано изменение усиления в структуре AlGaAs/GaAs в зависимости от концентрации

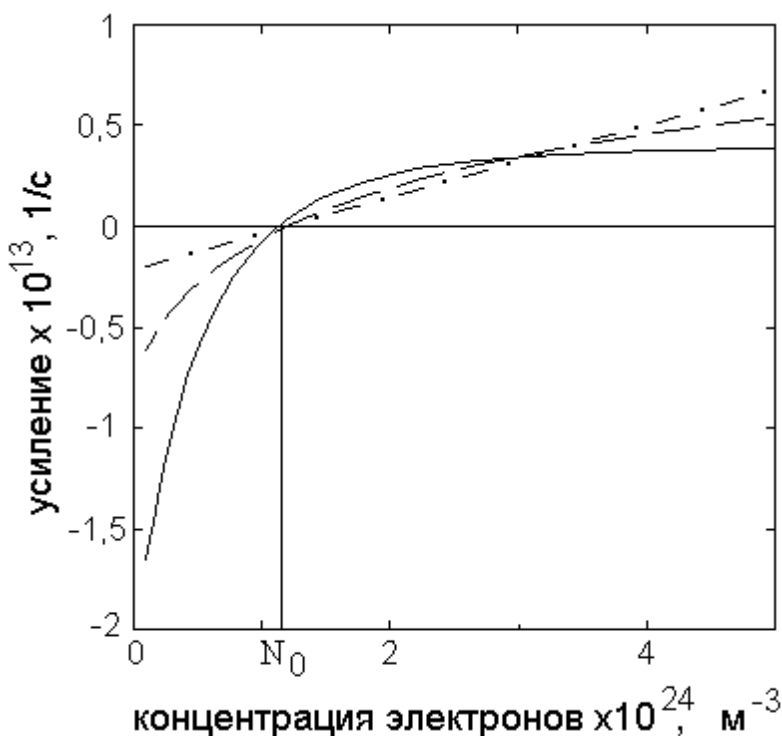


Рис. 1. Зависимость усиления от концентрации носителей заряда в AlGaAs/GaAs

электронов, которые получены исходя из строгой (сплошная линия), линейной (штрих-пунктирная) [6] и логарифмической моделей (пунктирная). Типовые значения параметров, использованных при расчетах, приведены в [2]. В области, непосредственно примыкающей к лазерному порогу, наблюдается малое различие рассматриваемых моделей. При модуляции большим сигналом аппроксимация вида (6) дает несколько более близкие результаты, хотя с ростом уровня концентрации носителей расхождение увеличивается.

Линейная модель лазерного усиления может быть расширена с помощью коэффициента насыщения, например, формула (1). В [2] было показано, что различные варианты такого расширения эффективно работают вплоть до частот 10–15 ТГц. Следует отметить, что представление нелинейного усиления функцией вида

$$G(n_F, N_P) = g_0(N - N_0)f(\epsilon_G, N_P), \quad (7)$$

где функция  $f(\epsilon_G, N_P)$  имеет соответствующую форму описания нелинейности, является не вполне корректным, так как с физической точки зрения усиление представляет собой реакцию на носители заряда, а не на фотоны излучаемой моды в резонаторе. Тем не менее обратная зависимость имеет место. Существует два варианта записи функции нелинейности:

$$f_1 = [1 + \epsilon_G N_P]^{-1}; \quad (8)$$

$$f_2 = [1 + \epsilon_G N_P]^{-1/2}. \quad (9)$$

Как и в предыдущем случае, можно указать, что для различных режимов генерации надо выбирать соответствующие модели нелинейного насыщения усиления: для уровней  $N_P > 10^{23} \text{ м}^{-3}$  точнее модель вида (9). Этот вывод подтверждает предположение, сделанные в [2], относительно феноменологической модели усиления. Поскольку формула (9) является упрощенным выражением, полученным из теории матрицы плотности, то логично в дальнейшем искать решение задачи моделирования нелинейного насыщения усиления в этой теории при учете временных зависимостей недиагональных элементов матрицы плотности.

Ситуация усложняется, когда активная зона деформирована путем введения материала с отличающейся постоянной решетки. В результате получается напряженная гетероструктура с непараболической энергетической диаграммой.

Для учета влияния такой деформации зон на усиление необходима количественная оценка этих изменений. Для таких структур в [3] показано, что квадрат модуля матричного элемента единичного перехода в КР слое увеличивается на дополнительный множитель по сравнению с массивным материалом.

Тогда будем иметь

$$|M|^2 = \frac{3}{4} \left( 1 \pm \frac{E_c}{E_{cn}} \right) \left[ \frac{m_0}{6} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g(E_g + \Delta)}{E_g + 3/2\Delta} \right], \quad (10)$$

где  $E_c$ ,  $E_{cn}$  – энергии нижнего и рассматриваемого энергетических уровней в зоне проводимости, знак плюс соответствует поляризации ТЕ, а минус – ТМ,  $m_c$  – эффективная масса для зоны проводимости. Для учета влияния асимметричности введем относительный параметр

$$\gamma = n_v / n_c = m_v / m_c = \rho_{0v} / \rho_{0c}$$

где  $n_{v,c}$  – число состояний на единицу объема в валентной зоне (индекс  $v$ ) и зоне проводимости ( $c$ ), а  $\rho_{0v,0c} = m_{v,c} / \pi \hbar d$ . При полной симметрии  $\gamma = 1$ . С учетом сказанного усиление можно получить из спектра усиления [7]:

$$G(\hbar\omega) = \left( \frac{\pi e^2 \hbar}{\varepsilon_0 n^2 m_0^2} \right) \frac{1}{\hbar\omega} |M|^2 \frac{\rho_c \rho_v}{\rho_c + \rho_v} [f_c + f_v - 1], \quad (11)$$

где  $\hbar\omega = E_g + (E_{cn} - E_c) + (E_{vn} - E_v)$ ;

$\rho_{c,v} = \rho_{0c,0v} H(E - E_c)$ ,  $H(E - E_c)$  – ступенчатая функция. Подставив значения  $\rho_c, \rho_v$  в (11), получим максимум усиления при  $E_{vn} = E_v$  и  $E_{cn} = E_c$ :

$$G = \frac{e^2}{4\varepsilon_0 n^2 \eta d} \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{E_g + \Delta}{E_g + 3/2\Delta} [f_c + f_v - 1] = G_0 \frac{\gamma}{\gamma + 1} [f_c + f_v - 1]. \quad (12)$$

Здесь было использовано приближение  $m_0 / m_c - 1 \approx m_0 / m_c$ . Как видно, эффективная масса и плотность носителей влияют на коэффициент усиления. Продифференцировав (12) по  $n_T$  при условии  $n_T = n_p$ , получим новое выражение для дифференциального усиления из (2):

$$\frac{\partial G}{\partial n_T} = \frac{G_0}{\rho_{0c} kT} \frac{\gamma}{\gamma + 1} \left[ \exp\left(-\frac{n_T + n_D}{\rho_{0c} kT}\right) + \frac{1}{\gamma} \exp\left(-\frac{n_T + n_A}{\rho_{0c} kT}\right) \right], \quad (13)$$

Выражение (13) показывает, что дифференциальное усиление стремится к нулю при сильном возрастании концентрации носителей, т.е. имеет место насыщение линейного усиления. В реаль-

ных лазерах рабочая точка фиксируется в области порога,  $n_T = n_{T0}$ , а на пороге  $G_{\max} = 0$ , расстояние между уровнями равно  $E_g$  и  $f_c + f_v = 1$ . Тогда для  $n$ -легированного активного слоя

$$\frac{\partial G}{\partial n_T} = \frac{G_0}{\rho_{0c} kT} \frac{\gamma}{\gamma + 1} \times \left[ \frac{1}{\gamma} + \left( 1 - \frac{1}{\gamma} \right) \exp\left(-\frac{n_{T0} + n_D}{\rho_{0c} kT}\right) \right]. \quad (14)$$

Для полной симметрии

$$\partial G / \partial n_T = 0,5 G_0 / \rho_{0c} kT$$

независимо от концентрации, а при сильном легировании с  $n_T \ll n_D, n_A = 0$  и  $\gamma \gg 1$

$$\partial G / \partial n_T = G_0 / \gamma \rho_{0c} kT.$$

В рамках данной работы с точки зрения режима модуляции большим сигналом проанализированы методы моделирования усиления в квантоворазмерных лазерах на основе GaAs с учетом влияния легирующих примесей. Показаны различия упрощенных моделей нелинейного усиления при высоком уровне накачки и определены области их применения. Рассмотрены возможности учета в модели усиления влияния непараболичности зон при легировании. Поскольку рассмотренные модели нелинейного усиления не дают адекватной картины при высокоуровневой модуляции, то следует уточнить модель усиления путем учета недиагональных элементов матрицы плотности на процессы насыщения усиления.

**Литература:** 1. Rohde D. Optic/millimeter-wave converter for 60 GHz radio-over-fiber systems. Proc. MOP' 97 22-27Apr. 1997. 2. Сухоиванов И. А., Лысак В.В. Особенности учета эффекта спектрального выжигания дыр при моделировании динамических характеристик полупроводниковых лазеров // Радиотехника. – Харьков. – 1997. – Вып. 101. – С. 98-103. 3. Schoenfelder A. Quantumfilmlaser auf GaAs Basis. Karlsruhe. – 1994. – 168 p. 4. Grau G., Freude W. Optische Nachrichtentechnik, Springer-Verlag. – 1991. – 564 p. 5. DeTemple T.A., Herzinger C.M. On the semiconductor laser logarithmic gain-density relation // IEEE J. Quant. El. – 1993. – P. 1246-1252. 6. Лысак В.В. Анализ влияния концентрации электронов на усиление в полупроводниковом лазере // Радиотехника. – Харьков. – 1997. – Вып. 102. – С. 76-78. 7. Yan R.H. et al. Correction to the expression for gain in GaAs // IEEE J. Quant. El. – 1990. – P. 213-216.

Поступила в редколлегию 01.12.97

**Сухоиванов Игорь Александрович**, канд. техн. наук, доцент ХТУРЭ. Родился в 1954 г. в Кировограде. В 1976 получил диплом инженера электронной техники. В 1985 защитил диссертацию по специальности радиофизика, включая квантовую радиофизику. Область научных интересов: волоконно-оптические технологии, полупроводниковые квантоворазмерные лазеры и усилители, методы их моделирования. Член IEEE (LEO) с 1994 г. Увлечения: искусство, музыка, путешествия. Адрес: 310726, Украина, Харьков, пр. Ленина, 14.