

ЭФФЕКТЫ НЕЛИНЕЙНОГО УСИЛЕНИЯ В ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРАХ

(обзор)

При описании физических процессов в активной среде полупроводникового лазера в присутствии генерируемого оптического излучения следует принимать во внимание два основных эффекта: усиление электромагнитного поля в результате вынужденных переходов, т.е. за счет энергии, накопленной в инвертированной активной среде, и обратное влияние, оказываемое усиливаемым светом на активную среду, а именно на уровень населенности зон. Взаимное влияние этих двух эффектов достаточно сложное. Обычно процессы, происходящие в полупроводниковых лазерах, описываются с помощью скоростных уравнений [1-6]. Для инжекционных лазеров в одномодовом приближении система скоростных уравнений может быть представлена в виде

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta' j}{ed} - \frac{R_{sp}}{\eta_l} - v_g G S, \quad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g (G - \kappa_l) S + \beta R_{sp}. \quad (2)$$

Здесь n — концентрация неравновесных носителей в активной области; S — эффективная плотность фотонов; t — время; j — плотность тока накачки; η' — коэффициент инжекции тока; d — толщина активного слоя; $R_{sp}(n)$ — скорость спонтанной рекомбинации; η_l — квантовый выход люминесценции; $G(n) = G\kappa$ — коэффициент модового усиления; κ — коэффициент усиления; Γ — параметр оптического ограничения; учитывающий уменьшение усиления из-за проникновения излучения в барьерные области; $\kappa_l = 1/v_g \tau_{ph}$ — коэффициент потерь лазерного излучения; v_g — групповая скорость света в кристалле; τ_{ph} — время жизни фотонов в резонаторе; β учитывает вклад спонтанного излучения в лазерную моду.

Для гетеролазеров с хорошей степенью точности можно считать, что все инжектированные носители рекомбинируют в активном слое, т.е. $\eta' \approx 1$. Скорость межзонных переходов в GaAs в основном определяется излучательной рекомбинацией, и можно считать $\eta_l \approx 1$. Зависимость суммарной скорости излучательной рекомбинации от концентрации неравновесных носителей часто представляется в виде

$$R_{sp} = \frac{n}{\tau}, \quad (3)$$

где τ — время жизни неравновесных носителей заряда.

Как показано в [7], в широком интервале изменения тока накачки коэффициент усиления линейно связан с плотностью тока накачки. Зависимость модового усиления от концентрации неравновесных носителей в первом приближении описывается выражением

$$G(n) = g(n - n_0), \quad (4)$$

где g и n_0 — параметры линейной аппроксимации.

При ступенчатом включении тока накачки установление режима стационарной генерации сопровождается переходным процессом. Детальный анализ процесса установления стационарного режима генерации на основе системы уравнений вида (1), (2) при бимолекулярном механизме рекомбинации проведено в [1, 6]. В частном случае с учетом соотношений (3) и (4) постоянная времени затухания τ_r и частота релаксационных пульсаций ω_r при малых отклонениях от положения равновесия могут быть записаны как

$$\frac{2}{\tau_r} = \frac{1}{\tau} + \frac{g(j - j_{th})}{ed\kappa_l}, \quad (5)$$

$$\omega_r^2 = \frac{v_g g(j - j_{th})}{ed} - \frac{1}{\tau_r^2}, \quad (6)$$

где $j_{th} = (ed/\tau)(n_0 + \kappa_l/g)$ — плотность порогового тока.

Анализ динамики генерации в приближении самовозбуждения ($\beta = 0$) при затравочной плотности фотонов, имеющейся в активной области лазера в момент выполнения пороговых условий, равной 10^{-15} см^{-3} , показал, что амплитуда первого релаксационного импульса излучения может превосходить стационарное значение на порядок и более (рис. 1) [1]. Экспериментальные наблюдения переходных процессов в различных лазерных структурах выявили наличие существенного процесса демпфирования, а в ряде случаев релаксационные пульсации отсутствовали вовсе. Такое поведение могло бы быть объяснено при использовании в уравнениях (1)–(2) величины $\beta > 10^{-3}$ [8] (рис. 2), однако прямые экспериментальные измерения вклада спонтанного излучения в лазерную моду дали значение около 10^{-5} , которое находится в хорошем соответствии с теоретическим, определяемым формулой [9],

$$\beta = \frac{\Gamma \lambda^4}{\pi V n^3 \Delta \lambda}, \quad (7)$$

где λ — длина волны генерирующей моды, $\Delta \lambda$ — ширина спектра излучения, V — объем активной области.

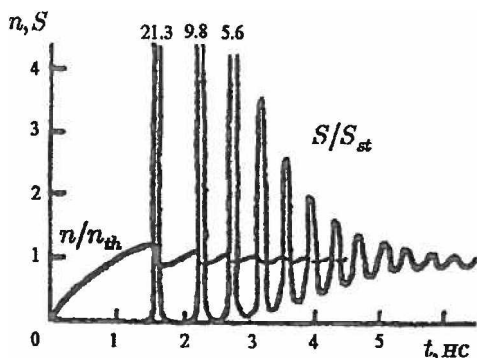


Рис. 1. Переходный процесс установления стационарного режима генерации [1]

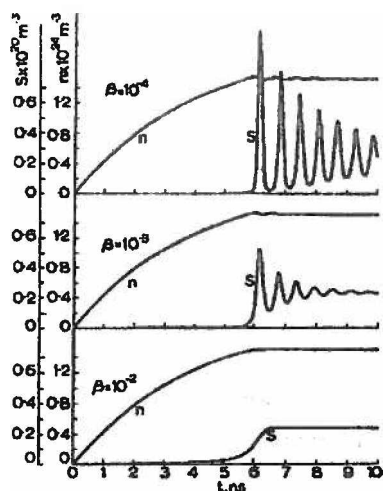
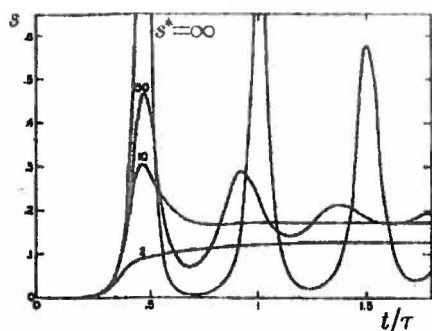


Рис. 2. Плотность фотонов $S(t)$ и концентрация электронов $n(t)$ как функция времени [8]

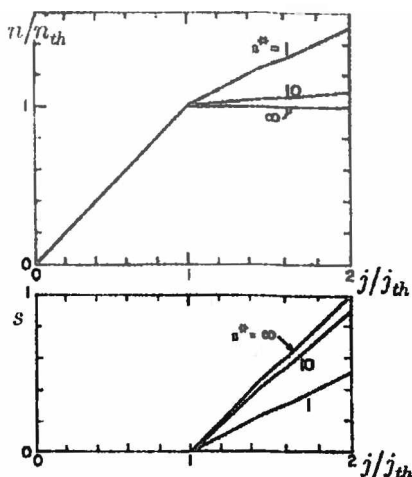
Для улучшения соответствия теории с экспериментальными данными в работе [10] предложено использовать в уравнениях (1) и (2) усиление, зависящее от плотности фотонов:

$$G(n, S) = \frac{G(n)}{1 + S/S^*}, \quad (8)$$

где S^* – характеристическая величина, зависящая от типа лазерной структуры и полупроводникового материала. Физическим обоснованием формулы (8) служит то, что кроме усредненных по активной области плотности фотонов S и концентрации неравновесных носителей n состояние электрон-фотонной системы характеризуется также другими параметрами, не входящими в явном виде в уравнения (1) и (2). Используемая в выражении (8) зависимость усиления от плотности фотонов S является обычной для описания уменьшения усиления с ростом мощности излучения вследствие обеднения населенности рабочих уровней [2, 6]. Как видно из рис. 3, нелинейное усиление ведет к существенному изменению динамических характеристик, в то время как статические зависимости изменяются не столь значительно. В настоящее время нелинейность усиления обычно описывают с использованием эмпирического фактора насыщения усиления $\epsilon = 1/S^*$. Постоянная затухания релаксационных пульсаций с учетом нелинейного усиления приобрета-



(a)



(б)

Рис. 3. Нормированная интенсивность излучения $s = Sed/j_{th}\tau_p$ в зависимости от времени после подачи импульса тока $j(t) = j_0 + \Delta j[1 - \exp(-(t/t_j)^2)]$ при различных $s^* = S^*ed/j_{th}\tau_p$. $j_0 = 0.99j_{th}$; $\Delta j = 0.2j_{th}$; $t_j = 0.1\tau$; $\tau_p = 0.601\tau$; $n_0 = 0$; $\beta = 10^{-6}$ (а); нормированная на пороговую стационарную плотность носителей и нормированная интенсивность излучения $s = Sed/j_{th}\tau_p$ в зависимости от плотности тока накачки при различных s^* (б)

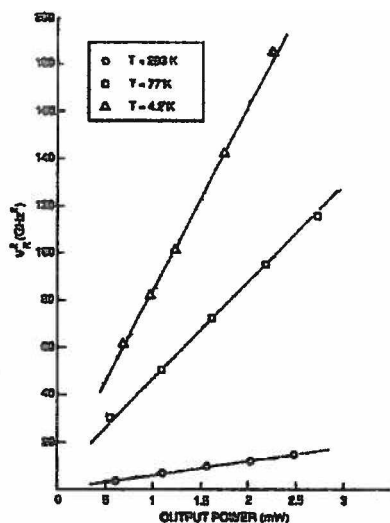
ет вид [11]

$$\frac{2}{\tau_r} = \frac{1}{\tau} + \left(\frac{g}{\kappa_l} + \epsilon \right) \frac{(j - j_{th})}{ed}, \quad (9)$$

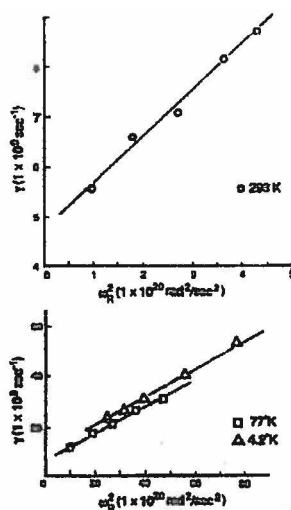
а для определения частоты пульсаций может быть по-прежнему использовано соотношение (6).

Для обоснования нелинейного усиления предложено несколько механизмов. Это выгорание пространственных и спектральных провалов, динамический нагрев носителей излучением, зависящая от концентрации носителей дисперсия показателя преломления, двухфотонное поглощение и т. д. Вплоть до настоящего времени нет исчерпывающих оснований считать один из указанных механизмов преобладающим [12].

Несмотря на то, что нелинейное усиление включено в скоростные уравнения (1)–(2) в эмпирическом виде, на их основе достаточно точно описываются результаты измерений амплитудно-частотных характеристик лазерных диодов в широком диапазоне температур 4.2–273 К (рис. 4) [13]. В этой методике модуляция накачки производится путем фотосмешения в активной области излучения двух одночастотных лазеров, один из которых является перестраиваемым, и позволя-



(a)



(б)

Рис. 4. Изменение $v_R^2 = (w_R/2\pi)^2 = (v_g g S_{ab}/2\pi\tau_{ph})^2$ в зависимости от выходной мощности $P \sim S_{ab}$ (а) и параметр демпфирования $\gamma = 1/\tau + w_R^2(\tau_{ph} + \epsilon/v_g g)$ в зависимости от w_R^2 (б)

ет исключить влияние паразитных емкостей на выходные амплитудно-частотные характеристики лазера, которые характерны для метода прямой модуляции тока накачки [14].

Влияние пространственных неоднородностей и диффузии носителей на динамику генерации в значительной степени зависит от вида лазерной структуры. В работе [15] изучались лазерные полосковые диоды с сильным токовым ограничением и встроенным волноводом. Считалось, что в плоскости активного слоя в направлении, перпендикулярном оси резонатора, распределение плотности фотонов имеет вид $S(y) = 2S \cos^2(\pi y/W)$, где координата y отсчитывается от середины полоскового контакта шириной W . Соответственно, распределение концентрации электронов $n(x) = n - n_1 \cos(2\pi y/W)$ учитывает, что скорость вынужденной рекомбинации больше в центральной области активного слоя. В этом случае эффективное модовое усиление уменьшается на величину $gn_1/2$ и становится равным

$$G(n, n_1) = G(n) - g \frac{n_1}{2}. \quad (10)$$

С учетом процессов диффузии, приводящих к выравниванию концен-

традии носителей в активной области, амплитуда переменной составляющей концентрации n_1 находится из уравнения

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{n_1}{\tau} \left(1 + \left(\frac{2\pi L_{\text{eff}}}{W} \right)^2 \right) + v_g (G(n) - gn_1) S, \quad (11)$$

где L_{eff} — эффективная длина диффузии носителей, описывающая поперечную диффузию их в активном слое, а также дрейф носителей в эмиттерных областях под действием электрического поля, связанного с неоднородностью возбуждения активного слоя. В структурах с узким полосковым контактом ($W/L_{\text{eff}} < 1$) для динамических процессов с характерными временами больше 100 пс можно использовать адиабатическое приближение и исключить переменную n_1 из системы уравнений (1), (2) и (10), положив левую часть в выражении (11) равной нулю. В этом случае модель лазера с неоднородным распределением носителей в активной области эквивалентна модели лазера с равномерным распределением носителей и нелинейным усилением, описываемым выражением (8), при факторе насыщения

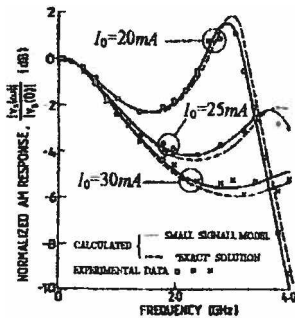
$$\epsilon = \frac{v_g g \tau}{2 + 8 \left(\frac{\pi L_{\text{eff}}}{W} \right)^2}. \quad (12)$$

Это подтверждается расчетами амплитудно-частотных характеристик (рис. 5).

Гетеролазеры с зарощенной активной областью рассмотрены в работе [16]. Расчеты выполнены с учетом возрастания вклада спонтанного излучения в лазерную моду в структурах с узкими полосковыми контактами. Показано, что наиболее сильно эффект демпфирования релаксационных пульсаций проявляется при $W \sim L_{\text{eff}}$ (рис. 6).

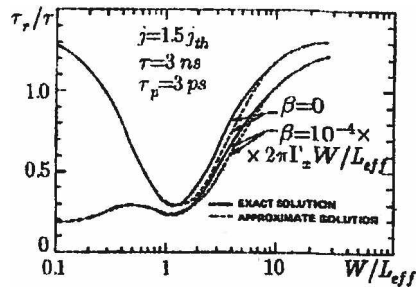
В структурах со слабым оптическим ограничением, когда значительная доля излучения заходит в пассивные области, неоднородное распределение носителей в активном слое может привести к эффекту, обратному демпфированию, или к генерации самоподдерживающихся пульсаций [17]. Основное отличие таких структур от рассмотренных в работах [15, 16] состоит в том, что в результате роста мощности излучения за счет перераспределения носителей в активной и пассивных областях происходит не уменьшение, а увеличение эффективного модового усиления.

Что касается выгорания пространственных провалов в продольном направлении (вдоль оси резонатора), то, как показано [18], для полупроводниковых лазеров этот механизм не приводит к заметному вкладу в параметр нелинейного усиления ϵ .



(a)

Рис. 5. Амплитудно-частотные характеристики лазера, рассчитанные в модели с неоднородным распределением носителей в активной области (пунктирные линии) и модели нелинейного усиления (сплошные линии)



(б)

Рис. 6. Зависимость нормированной на время жизни носителей постоянной затухания релаксационных пульсаций от ширины полоскового контакта для случаев $\beta = 0$ и $\beta = 10^{-4} \Gamma_n (2\pi L_{eff}/W)$, где Γ_n - параметр оптического ограничения в направлении, перпендикулярном оси резонатора и нормали к плоскости слоя

Процессы выгорания спектральных провалов и их влияние на спектры усиления рассмотрены в статьях [19–21] в рамках формализма матрицы плотности. Данный механизм предполагает наличие локальных изменений в спектрах из-за обеднения заселенностей уровней, участвующих в вынужденных переходах. С одной стороны, ширина образующегося проседания много меньше ширины самого спектра усиления, а с другой – больше межмодового расстояния. В результате взаимодействия излучения продольных генерирующей и негенерирующих мод возникает нелинейная поляризация на равностной частоте, которая приводит к несимметричному подавлению негенерирующих мод и самоподдержанию одномодового режима генерации в некотором интервале температур [20] (рис. 7). Изменение усиления на частоте генерации выражается как

$$\Delta G = -\frac{\tau_{el}\tau_{et}|d_{cv}|^2|E_m|^2}{4\hbar^2}G, \quad (13)$$

где τ_{el} – время заполнения электронных уровней, τ_{et} – время затухания поляризации, ассоциированной с электромагнитным полем, d_{cv} – дипольный матричный элемент, E_m – амплитуда электрического поля в резонаторе. Времена релаксации, найденные путем подбора при наи-

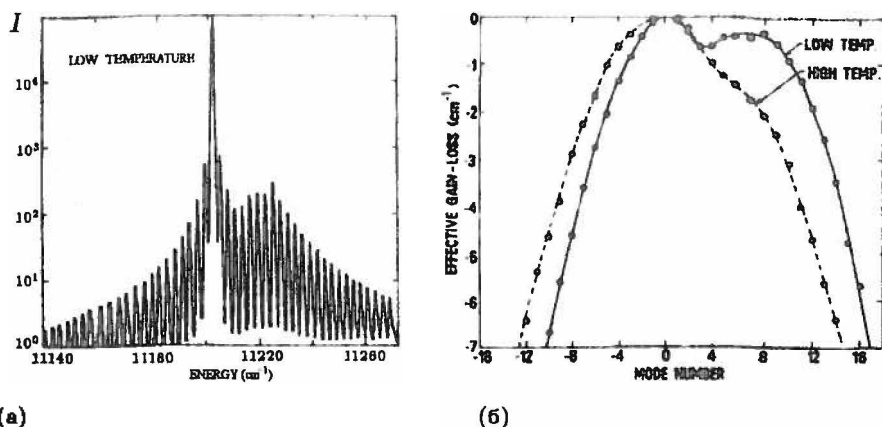


Рис. 7. Спектр интенсивности мод инжекционного лазера при токе 415 мА и "нижней" температуре (а) и трансформация эффективного спектра усиления при изменении температуры на 2 К (б)

лучшем совпадении экспериментальных и теоретических результатов, составили $\tau_{el} = 1$ пс и $\tau_{et} = 0.1$ пс. После преобразования соотношения (13) получаем выражение для фактора насыщения усиления:

$$\epsilon = \frac{v_g G_{\max}(\hbar\omega)\tau_{el}\tau_{et}}{2\pi\hbar\rho_r(\hbar\omega)}, \quad (14)$$

где G_{\max} — максимально достигаемое усиление на частоте излучения ω (когда функции Ферми-Дирака для электронов и дырок $f_e = f_h = 1$), $\rho_r(\hbar\omega)$ — приведенная плотность состояний. Следует отметить, что альтернативное объяснение несимметричного модового состава (см. рис. 7) может быть дано при помощи модели, учитывающей пространственные колебания инверсной населенности с частотой межмодовых биений [22].

Другой подход к решению проблемы выгорания спектральных провалов основан на решении уравнения Больцмана [11, 23]. Согласно работе [11], фактор насыщения усиления можно представить в виде

$$\epsilon = \frac{10v_g G_{\max}(\hbar\omega)\tau_e^2}{\pi\hbar\rho_c(E_{st})f_e(E_{st})}, \quad (15)$$

где τ_e — время термализации электронного газа; $\rho_c(E)$ — плотность состояний зоны проводимости; E_{st} — энергия уровней в зоне проводимости, которые участвуют в вынужденных переходах. В выражении (15) учтено, что дырочная релаксация происходит значительно быстрее

электронной. Следует заметить, что приводимые в разных источниках аналитические выражения, характеризующие нелинейное усиление, отличаются друг от друга. Это обусловлено использованием в анализе различных упрощений и аппроксимаций. Так, например, путем, по нашему мнению, недостаточно строгого анализа авторы [24] пришли к аналогичному результату, описываемому формулой (14) при замене $\tau_{el}\tau_{et} = \tau_e^2$. Иногда в виду отсутствия выкладок установить причину несоответствия достаточно сложно. Согласно нашим оценкам величина ϵ при лоренцевском контуре уширения [25] с параметром уширения $\Gamma_L = \hbar/\tau_e$ получается в 20 раз меньше, чем по формуле (15).

Первые прямые экспериментальные наблюдения динамики спектров излучения при оптическом возбуждении GaAs после пропускания ультракоротких оптических импульсов длительностью ~ 100 фс [26, 27] не выявили наличия спектральных провалов. Для объяснения уменьшения степени пропускания после прохождения оптического импульса накачки вне зависимости от состояния среды (поглощающая, прозрачная или усиливающая) высказано предположение о существенной роли поглощения свободными носителями при условии, что термализация носителей происходит с временами, много меньшими 100 фс. Новые эксперименты с более высоким временным разрешением [28] отчетливо продемонстрировали нарушение квазиравновесных распределений носителей после прохождения через полупроводниковый материал оптического импульса (рис. 8). Найденное время термализации носителей составило около 200 фс. Эти данные авторы подтверждают расчетами скорости электрон-электронных столкновений. Основанное на методе Монте-Карло численное моделирование [29] показало хорошее соответствие экспериментальным измерениям [26]. Увеличение пропускания после прохождения оптического импульса накачки, а также индуцированное излучением охлаждение носителей наблюдались в лазерной структуре с множеством квантовых ям [30]. В работе [31], в отличие от статьи [27], уменьшение амплитуды пробного импульса в широком интервале длин волн в начальный момент прохождения импульса накачки через квантоворазмерную лазерную гетероструктуру, когда изменение заселенности уровней незначительное (рис. 9), объясняется двухфотонным поглощением [32]. Во всех экспериментах после установления квазиравновесия в зонах наблюдался процесс остывания носителей до температуры решетки с постоянной времени около 1 пс.

Так как время установления равновесия в зонах оказалось значительно меньше, чем предполагалось ранее, то возникла необходимость

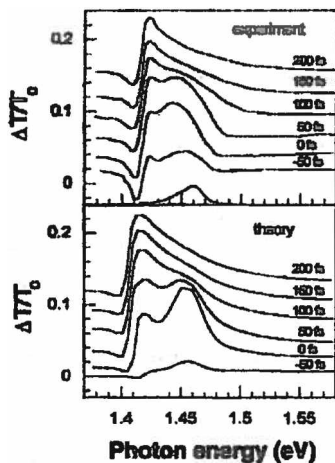


Рис. 8. Экспериментальные и теоретические спектральные зависимости изменения относительного пропускания через тонкий слой невозбужденного GaAs после прохождения накачивающего импульса длительностью 70 фс с интенсивностью 9 мкДж/см² и энергией излучения 1.46 эВ

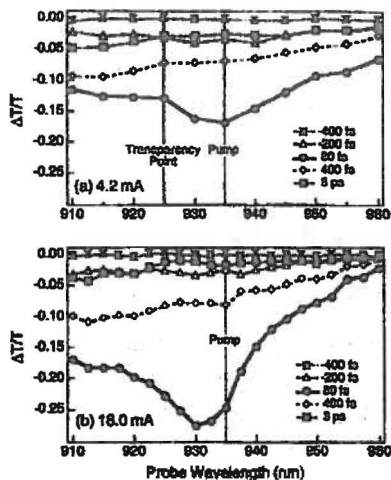


Рис. 9. Нормированное пропускание через квантоворазмерный лазерный диод (InGaAs/AlGaAs) в зависимости от задержки между импульсом оптической накачки длительностью 200 фс энергией 100 фДж и пробным импульсом при токе накачки 4.2 мА (а) и 18 мА (б)

объяснить нелинейное усиление с помощью эффектов, отличных от выгорания спектральных провалов. Наиболее интенсивно в этой связи теоретически исследовалась модель нелинейного усиления вследствие нагрева носителей [33–38]. Факторами, приводящими к увеличению температуры носителей, являются инжекция с гетеробарьеров, излучательные вынужденные и спонтанные переходы, внутризонное поглощение стимулированного излучения, Оже-рекомбинация, двухфотонное поглощение. Передача энергии носителей кристаллической решетке в GaAs происходит в два этапа: сначала носители испускают преимущественно продольные оптические (LO) фононы (для электронов постоянная времени процесса $\tau_{e-LO} \sim 0.1$ пс), затем неравновесные LO фононы распадаются на акустические фононы (постоянная времени процесса $\tau_{LO-A} \sim 3$ пс при комнатной температуре), так как ввиду малой групповой скорости распывание LO фононов из активной области несущественно. Теоретическое изучение процессов релаксации [39] показало, что различие скоростей релаксации энергии в квантовой яме

и объемном полупроводнике незначительное. Обычно считается, что остывание дырок происходит гораздо быстрее, чем электронов. Полная система скоростных балансных уравнений в этой модели включает уравнения вида (1)–(2) с характеристиками, зависящими от электронной температуры, а также балансные уравнения для температуры электронного газа и чисел заполнения неравновесных ЛО фононов. Иногда для описания термализации электронов используют одну эффективную постоянную времени τ_{e-latt} . В этом случае фактор насыщения усиления может быть представлен в виде [38]

$$\epsilon = v_g \tau_{e-latt} \left(-\frac{\partial G}{\partial T_e} \right) \left(\frac{\partial U_e}{\partial T_e} \right)^{-1} \left(\left[\left(\frac{\partial U_e}{\partial n} \right) - \langle E_{cstim} \rangle \right] + \frac{\alpha_{lca} \hbar \omega}{G} \right), \quad (16)$$

где U_e и T_e – плотность энергии и температура электронного газа; E_{cstim} – средняя энергия электронов, участвующих в вынужденных переходах на частоте ω ; α_{lca} – коэффициент поглощения свободными носителями. Согласно теоретическим расчетам [34], в объемном слое GaAs при концентрации носителей $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в широком интервале длин волн $\alpha_{lca} \sim 10 \text{ см}^{-1}$. С другой стороны, рассматривая динамику генерации в квантоворазмерных лазерах, авторы [35, 36] пренебрегают процессом поглощения свободными носителями как несущественным. Дополнительный учет влияния неравновесных фононов на ширину запрещенной зоны активного слоя в структурах, где созданы условия для селекции длины волны генерации, таких, как лазеры с распределенной обратной связью или с вертикальным резонатором, может приводить к отрицательной величине ϵ [36].

Среди других механизмов, предложенных для объяснения нелинейного усиления, следует отметить зависимость дисперсии показателя преломления от концентрации носителей [40], возникновение диэлектрической дифракционной решетки внутри резонатора в поле стоячей электромагнитной волны [41, 42]. Последний механизм исследовался также в работах [43, 44], где дополнительно брались во внимание эффекты выгорания пространственных провалов в поперечном и продольном относительно оси резонатора направлениях. Однако эти результаты не нашли подтверждения в анализе, проведенном другими авторами [45, 46].

В квантоворазмерных лазерах помимо нелинейного усиления значительное влияние на динамику генерации оказывают эффекты переноса носителей из областей оптического ограничения в квантовые ямы, а также процессы захвата и выброса носителей из квантовой ямы [47–51]. Обычно включение этих эффектов в скоростные уравнения

заключается в представлении процесса инжекции как двухступенчатого, когда инжектированные носители сначала поступают в барьерную область, а затем захватываются на локализованные уровни квантовой ямы, причем существует также и обратный процесс выброса носителей из квантовой ямы на уровни непрерывного спектра:

$$\frac{dn_b}{dt} = \frac{j}{e} - \frac{n_b}{\tau} - \frac{n_b}{\tau_{\text{свп}}} + \frac{n_w}{\tau_{\text{вб}}}, \quad (17)$$

$$\frac{dn_w}{dt} = \frac{n_b}{\tau_{\text{свп}}} - \frac{n_w}{\tau_{\text{вб}}} - \frac{n_w}{\tau} - v_g G(n_w, S) S. \quad (18)$$

Здесь n_b и n_w — концентрации носителей в барьерной области и квантовой яме, приведенные к единичной площади, $\tau_{\text{свп}}$ и $\tau_{\text{вб}}$ — постоянные времена захвата носителей в квантовую яму и выброса носителей из квантовой ямы соответственно. Уравнение для скорости изменения плотности фотонов аналогично уравнению (2). Количественно влияние транспортных эффектов, например, на постоянную затухания и частоту релаксационных пульсаций в адиабатическом приближении сводится к уменьшению дифференциального усиления в выражениях (5) и (6) в $(1 + \tau_{\text{свп}}/\tau_{\text{вб}})$ раз. Соответственно ухудшаются модуляционные характеристики лазерных диодов.

Иногда процесс инжекции носителей в квантовую яму рассматривается как трехступенчатый [50, 51], когда инжектированные носители сначала поступают в слой оптического ограничения, затем путем диффузии переносятся на уровни непрерывного спектра над квантовой ямой, а далее захватываются на локализованные уровни квантовой ямы.

Имеющиеся в литературе данные о временах захвата и выброса существенно отличаются друг от друга. В работе [52] экспериментальное изучение, основанное на измерении люминесценции после возбуждения оптическим импульсом состояний либо в квантовой яме, либо над ней, и теоретические расчеты, учитывающие термализацию при испускании ЛО фононов, показывают осциллирующий вид времени захвата в зависимости от ширины квантовой ямы в диапазоне 3 – 20 пс. Рассмотрение процессов термализации с учетом кулоновского взаимодействия носителей со ссылками на подтверждающие экспериментальные результаты дает для осцилляций $\tau_{\text{свп}}$ диапазон 0.06 – 1.2 пс [53]. Временем выброса следует считать величину $\tau_{\text{вб}} = \tau_{\text{свп}}(n_w^0/n_b^0)$, где n_w^0 и n_b^0 — плотности носителей в квазиравновесии [53]. С другой стороны, расчеты методом Монте-Карло показывают, что $\tau_{\text{свп}}$ практически не

зависит от ширины квантовой ямы при ее возбуждении до порогового уровня и составляет около 7.5 пс [54].

Таким образом, эффекты переноса носителей и нелинейного усиления играют существенную роль в определении динамических характеристик инжекционных лазеров. Учет этих процессов в скоростных уравнениях с помощью феноменологических параметров позволяет достичь хорошего соответствия между теоретическими и экспериментальными результатами. Вместе с тем не существует исчерпывающих сведений, на основании которых можно было бы выделить один механизм нелинейного усиления как доминирующий.

Литература

1. Кононенко В. К., Грибковский В. П. Кинетика установления стационарного режима генерации лазеров // ФТП. -1973. -Т.7, №3. -С.653 /ДЭ-743 от 16.11.72.
2. Пилипович В. А., Ковалев А. А. Оптические квантовые генераторы с просветляющимися фильтрами. -Мн.: Наука и техника, 1975. -216 с.
3. Кейси Х., Панш М. Лазеры на гетероструктурах. В 2 т. -М.: Мир, 1981. -Т.1. -300с.
4. Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. -М.: Наука, 1983. -294с.
5. Ривлин Л. А., Семенов А. Т., Ялубович С. Д. Динамика и спектры получения полупроводниковых лазеров. -М.: Радио и связь, 1983. -208с.
6. Грибковский В. П. Полупроводниковые лазеры. -Мн.: Университетское, 1988. -304с.
7. Gribkovskii V. P., Kononenko V. K., Samoilukovich V. A. The internal parameters of injection lasers // Phys.stat.sol.(a) -1970. -Vol.3, №2. P. 353-363.
8. Voets P. M., Vlaardingerbroek M. T., Danielsen M. Dynamic behavior of semiconductor laser // Electron. Lett. -1975. -Vol.11., №10. -P. 206-208.
9. Suematsu R. S., Pope D. J. Measurement of spontaneous-emission factor of AlGaAs double-heterostructure semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1977. -Vol.13, №8. -P. 596-599.
10. Channin D. J. Effect of gain saturation on injection laser switching // J.Appl.Phys. -1979. -Vol.50, №6. -P. 3858-3860.
11. Adams M. J., Osinski M. Influence of spectral hole-burning on quaternary lasers transients // Electron. Lett. -1983. -Vol.19., №16. -P. 627-628.
12. Huang J., Casperson L. W. Gain and saturation in semiconductor lasers // Opt. Quantum Electron. -1993. -Vol.25, №6. -P. 369-390.
13. Vahala K. J., Newkirk M. A. Parasitic-free modulation of semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1989. -Vol.25, №6. -P. 1393-1398.
14. Ikegami T., Suematsu Y. Carrier lifetime measurement of junction laser using direct modulation // IEEE J.Quantum Electron. -1968. -Vol.4, №4. -P. 148-151.

15. Tucker R. S., Pope D. J. Circuit modeling of the effect of diffusion on damping in the narrow-stripe semiconductor laser // IEEE J.Quantum Electron. -1983. -Vol.19, N^o17. -P. 1179-1183.
16. Ng W. W., Sovero E. A. An analytic model for the modulation response of buried heterostructure lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1984. -Vol.20, N^o9. -P. 1008-1015.
17. Yamada M. A theoretical analysis of self-sustained pulsation phenomena in narrow-stripe semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1993. -Vol.29, N^o5. -P. 1330-1336.
18. Wentworth H. Large-scale longitudinal spatial-hole-burning contribution to laser gain compression // IEEE J.Quantum Electron. -1993. -Vol.29, N^o7. -P. 2145-2153.
19. Yamada M., Suematsu Y. Analysis of gain suppression in undoped injection lasers // J.Appl.Phys. -1981. -Vol.52, N^o4. -P. 2653-2664.
20. Kazarinov R. F., Henry C. H., Logan R. A. Longitudinal mode self-stabilization in semiconductor lasers // J.Appl.Phys. -1982. -Vol.53, N^o7. -P. 4631-4644.
21. Nambu Y., Tomita A. Spectral hole burning and carrier-heating effect on the transient optical nonlinearity of highly carrier-injected semiconductors // IEEE J.Quantum Electron. -1994. -Vol.30, N^o9. -P. 1981-1993.
22. Yamada M. Theoretical analysis of nonlinear optical phenomena taking into account the beating vibration of the electron density in semiconductor lasers // J.Appl.Phys. -1989. -Vol.66, N^o1. -P. 81-89.
23. Haug H., Henneberger K. The kinetics of hole-burning in semiconductor lasers // Z.Phys.B. -1991. -Vol.83. -P. 447-451.
24. Kasemset D., Fonstad C. G. Gain saturation in semiconductor lasers: theory and experiment. IEEE J.Quantum Electron. -1982. -Vol.18, N^o7. -P. 1078-1083.
25. Zee B. Broadening mechanism in semiconductor (GaAs) lasers: limitation to single mode power emission// IEEE J.Quantum Electron. -1978. -Vol.14, N^o10. -P. 727-736.
26. Femtosecond hot-carrier energy relaxation in GaAs. R.W.Schoenlein, W. Z. Lin, E. P. Ippen, G. Fujimoto // Appl.Phys.Lett. -1987. -Vol.51, N^o18. -P. 1442-1444.
27. Kesler M. P., Ippen E. P. Subpicosecond gain dynamics in GaAlAs laser diodes. Appl.Phys.Lett. -1987. -Vol.51, N^o22. -P. 1765-1767.
28. Spectral-hole burning and carrier thermalization in GaAs at room temperature. S.Hunsche, H.Hessel, A. Ewertz, H. Kurz // Phys.Rev.B. -1993. -Vol.48, N^o24. -P. 17818-17826.
29. Bailey D. W., Stanton C. J., Hess K. Numerical studies of femtosecond carrier dynamic in GaAs // Phys.Rev.B. -1990. -Vol.42, N^o6. -P. 3423-3434.
30. Carrier temperature and spectral holeburning dynamics in InGaAsP quantum well laser amplifiers / M. Willatzen, J. Mark, J. Mørk, C. P. Seltzer // Appl.Phys.Lett. -1994. -Vol.64, N^o2. -P. 143-145.
31. Femtosecond investigations of spectral hole burning in semiconductor lasers / Ch.-K. Sun, B. Golubovic, H.-K. Choi et al. // Appl.Phys.Lett. -1995. -Vol.66, N^o13. -P. 1650-1652.
32. Two-photon absorption in zinc-blende semiconductors / C. R. Pidgeon, B. S. Wherrett, A. M. Johnston et al. // Phys.Rev.Lett. -1979. -Vol.42, N^o26. -P. 1785-1788.

33. Пипцалко В. Д., Толстикова В. И. Эффекты разогрева носителей заряда в инжекционных гетеролазерах на $InGaAs/InP$ // ФТП. -1990. -Т.24, №3. -С.462-471.
34. Gomatah B., Defonzo A. Theory of hot carrier effects on nonlinear gain in GaAs-GaAlAs lasers and amplifiers// IEEE J.Quantum Electron. -1990. -Vol.26, №30. -P. 1689-1704.
35. Lester J. F., Ridley B. K. Hot carrier and frequency response of quantum well lasers// J.Appl.Phys. -1992. -Vol.72, №7. -P. 2579-2588.
36. Reduction of damping in high-speed semiconductor lasers / G. Wang, R. Nagarajan, D. Tauber, J. Bowers // IEEE Photon.Technol.Lett. -1993. -Vol.5, №6. -P. 642-645.
37. Tolstikhin V. I., Willander M. Carrier heating effects in dynamic single-frequency $GaInAsP - InP$ laser diodes // IEEE J.Quantum Electron. -1995. -Vol.31, №5. -P. 814-833.
38. Nonlinear gain coefficients in semiconductor lasers: effect of carrier heating / C.-Y. Tsai, C.-Y. Tsai, R. M. Spencer et al. // IEEE J.Quantum Electron. -1996. -Vol.32, №2. -P. 201-212.
39. Carrier energy relaxation time in quantum-well lasers / C.-Y. Tsai, C.-Y. Tsai, Y.-H. Lo, L. F. Eastman // IEEE J.Quantum Electron. -1995. -Vol.31, №12. -P. 2148-2158.
40. Hjelme D. R., Mickelson A. R. Gain nonlinearities due to carrier density dependent dispersion in semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1989. -Vol.25, №7. -P. 1625-1631.
41. Su B. Ch. Dielectric grating induced by cavity standing wave as an explanation of origin of nonlinear gain in semiconductor diode lasers // Electron.Lett. -1988. -Vol.24, №7. -P. 370-371.
42. Su B. Ch. Nonlinear gain caused by cavity standing wave dielectric grating as an explanation of the relationship between resonance frequency and damping rate in semiconductor diode lasers // Appl.Phys.Lett. -1988. -Vol.53, №11. -P. 950-952.
43. Sun H. Effect of induced lateral dielectric modulation on gain nonlinearity in stripe semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1994. -Vol.30, №9. -P. 2040-2042.
44. Sun H. Gain saturation enhancement of longitudinal hole burning via standing wave induced wave coupling in semiconductor laser // IEEE J.Quantum Electron. -1996. -Vol.32, №4. -P. 617-619.
45. Богатов А. П. О влиянии пространственно-неоднородного усиления, вызванного стоячей волной, на амплитудно-частотную характеристику модуляции излучения полупроводникового лазера // Квантовая электроника. -1997. -Т.24, №4. -С.293-298.
46. Афоненко А. А., Цайрко В. И. О связи нелинейного усиления с зависимостью дисперсии от концентрации неравновесных носителей заряда в полупроводниковых лазерах // Квантовая электроника: Материалы II Междоударственной науч.-техн. конф. / Под ред. И. С. Манака. -Мн.: Белгосуниверситет, 1998. -С.74.
47. Nagarajan R., Fukushima T., Bowers J. E. Effects of carrier transport on high-speed quantum well lasers // Appl.Phys.Lett. -1991. -Vol.59, №15. -P. 1835-1837.
48. Competing effects of well-barrier hole burning and nonlinear gain on the resonance characteristics of quantum-well lasers / M. O. Vassel, W. F. Sharfin, W. C. Rideout, J. Lee // IEEE J.Quantum Electron. -1993. -Vol.29, №5. -P. 1319-1329.

49. Nagarajan R., Bowers J. E. Effects of carrier transport on injection efficiency and wavelength chirping in quantum well lasers // IEEE J.Quantum Electron. 1993. -Vol.29, N°6. -P. 1601-1608.
50. Yao J., Gallion P. Effects of carrier diffusion and quantum capture on the dynamics of separated confinement single quantum well lasers operating at the first and second quantized states // IEEE Photon.Technol.Lett. -1994 - Vol 6, N°4. -P 471-474.
51. Effects of spectral hole burning, carrier heating and carrier transport on the small-signal modulation response of quantum well lasers / C.-Y. Tsai, C.-Y. Tsai, Y.-H. Lo, R.M. Spencer // Appl.Phys.Lett. 1995 - Vol 67, N°21 -P. 3084-3086
52. Carrier capture into a semiconductor quantum well / P. W. M. Blom, C. Smit, J. E. M. Haverkort, J. H. Wolter // Phys Rev.B. -1993. -Vol 47, N°4. -P. 2072-2081.
53. Preisel M., Mørk J., Haug H. Calculation of Coulomb mediated carrier-capture times // Phys.Rev.B. -1994. -Vol.49, N°20. -P. 14478-14485.
54. Lam Y., Singh J. Monte Carlo studies on the well-width dependence of carrier capture time in graded-index separate confinement heterostructure quantum well laser structures // Appl.Phys.Lett. -1993. -Vol.63, N°14. -P. 1874-1876.