

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ И АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ 1.5 мкм-ДИАПАЗОНА

В. К. Кононенко^{а*}, Б. Ф. Кунцевич^б

УДК 621.375.826

^а Белорусский государственный университет,
220030, Минск, просп. Независимости, 4; e-mail: vklavik@gmail.com

^б Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск; e-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by

(Поступила 5 июня 2013)

Детально исследованы модуляционные характеристики динамически одночастотных квантоворазмерных гетеролазеров в системе GaInAs–GaInAsP, излучающих в области 1.5 мкм. В модели без правила отбора учтены поляризационные эффекты и рассчитаны амплитудно-отстроечные характеристики при перестройке длины волны генерируемого излучения в пределах полосы усиления. Особенности селекции частоты генерации для ТЕ- и ТМ-мод рассмотрены с учетом значений внутренних лазерных параметров.

Ключевые слова: квантоворазмерный гетеролазер, 1.5 мкм-диапазон, модуляция, модель без правила отбора, поляризация излучения, амплитудно-отстроечная характеристика.

Modulation characteristics of dynamically single-frequency quantum-well heterolasers in a GaInAs–GaInAsP system emitting in a 1.5 μm range are analyzed in detail. A model neglecting the k -selection rule takes into account polarization effects and calculates amplitude-detuning characteristics for a process of detuning the wavelength of the stimulated emission within a gain band. Features of oscillation frequency selection for TE and TM modes are considered with regard to values of the internal laser parameters.

Keywords: quantum-well heterolaser, 1.5 μm range, modulation, model with no k -selection rule, radiation polarization, amplitude-detuning characteristic.

Введение. Для решения многих практических задач необходимы одночастотные полупроводниковые лазеры с узкой и стабильной линией излучения [1]. Кроме того, частоту лазерного излучения требуется перестраивать в определенном диапазоне в пределах полосы усиления [2]. Одна из важнейших проблем волоконно-оптических линий связи со спектральным уплотнением каналов — создание лазерных источников излучения с узким и стабильным спектром (≤ 0.1 нм), который должен сохраняться в динамическом режиме при модуляции информационным сигналом с частотами вплоть до 10 ГГц. Таким требованиям наиболее полно отвечают лазеры с внешними волоконными брэгговскими решетками на одномодовых световодах [3]. При этом существенна поляризация излучения, которая определяет порог и мощность генерации при селекции длины волны излучения [4, 5]. Степень поляризации излучения влияет также на режимы нелинейного отклика лазера [6].

Цель данной работы — детальное исследование модуляционных характеристик полупроводниковых лазеров, излучающих в области 1.5 мкм, которые служат основными источниками для применения в волоконно-оптических информационных системах. Наиболее подробно учтены и рассмотрены поляризационные эффекты при перестройке длины волны генерируемого излучения.

Основные уравнения и используемые параметры. Для определенности рассмотрим характеристики динамически одночастотных (ДО) квантоворазмерных гетеролазеров в системе GaInAs–GaInAsP, имеющих в активной области две квантовые ямы шириной ≈ 5 нм каждая. Генерация осуществляется при модуляции тока накачки на одной продольной моде, которая при использовании селективного резонатора

POLARIZATION EFFECTS AND AMPLITUDE MODULATION OF QUANTUM-WELL HETEROLASERS OF 1.5 μm RANGE

V. K. Kononenko^{а*} and B. F. Kuntsevich^б (^а Belarusian State University, 4 Nezavisimosti Prosp., Minsk, 220030, Belarus; e-mail: vklavik@gmail.com; ^б B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk; e-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by)

располагается в определенной области полосы усиления. Динамика генерации монохроматического излучения с частотой ν_g описывается системой стандартных скоростных уравнений для плотности фотонов в резонаторе S и концентрации неравновесных носителей тока N [7]:

$$\dot{S} = \nu\mu(\Gamma k(\nu_g) - k_1)S + \beta N_a R_{sp}, \quad (1)$$

$$\dot{N} = \frac{\eta' j}{edN_a} - \frac{R_{sp}}{\eta_{sp}} - \nu\mu \frac{\Gamma k(\nu_g)}{N_a} S, \quad (2)$$

где ν — скорость света в активной среде; μ — коэффициент заполнения резонатора активной средой; Γ — параметр оптического ограничения; $k(\nu_g)$ и k_1 — коэффициенты усиления и потерь; R_{sp} — скорость спонтанной излучательной рекомбинации; η_{sp} — квантовый выход люминесценции; β — коэффициент, определяющий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду; j — плотность тока накачки; η' — инжекционная эффективность; N_a — число квантовых ям в активной области; d — толщина активного слоя (ширина квантовой ямы). Кинетические уравнения распространены на систему одинаковых квантовых ям с однородной накачкой.

Спектр усиления $k(\nu_g)$ и скорость спонтанной излучательной рекомбинации R_{sp} определяются в модели активной среды в случае оптических переходов без правила отбора по волновому вектору электрона между состояниями основных подзон [8]:

$$k(\nu_g) = \kappa_1 N_{c1} \left[H_h(\nu_g) \alpha_h \frac{m_{vht}}{m_e} \ln \frac{\left(1 + \exp \frac{\zeta_c - E_{c1}}{kT}\right) \left(1 + \exp \frac{\zeta_h - E_{vh1}}{kT}\right) \exp \frac{h\nu_g - \Delta F}{kT}}{\left(1 + \exp \frac{h\nu_g - \Delta F + \zeta_c - E_{c1}}{kT}\right) \left(1 + \exp \frac{h\nu_g - \Delta F + \zeta_h - E_{vh1}}{kT}\right)} + \right. \quad (3)$$

$$\left. + H_l(\nu_g) \alpha_l \frac{m_{vlt}}{m_e} \ln \frac{\left(1 + \exp \frac{\zeta_c - E_{c1}}{kT}\right) \left(1 + \exp \frac{\zeta_h - E_{vl1}}{kT}\right) \exp \frac{h\nu_g - \Delta F}{kT}}{\left(1 + \exp \frac{h\nu_g - \Delta F + \zeta_c - E_{c1}}{kT}\right) \left(1 + \exp \frac{h\nu_g - \Delta F + \zeta_h - E_{vl1}}{kT}\right)} \right],$$

$$R_{sp} = \frac{A_1}{d} N_{c1} \ln \left(1 + \exp \frac{\zeta_c - E_{c1}}{kT}\right) \left(N_{vh1} \ln \left(1 + \exp \frac{\zeta_h - E_{vh1}}{kT}\right) + N_{vl1} \ln \left(1 + \exp \frac{\zeta_h - E_{vl1}}{kT}\right) \right). \quad (4)$$

Здесь $\kappa_1 = 4\pi(a_0)^2 k_0$; $k_0 = r_0/\nu_g \rho(h\nu_g)d$; $r_0 = A_{cv}m_e/\pi\hbar^2$; A_{cv} — коэффициент Эйнштейна для прямых межзонных переходов; a_0 — эффективный борковский радиус; $A_1 = 4\pi(a_0)^2 A_{cv}$ — вероятность переходов без правила отбора; N_{c1} , N_{vh1} , N_{vl1} — эффективные плотности состояний в электронных и дырочных подзонах; m_{vht} , m_{vlt} — поперечные компоненты эффективных масс тяжелых и легких дырок; T — температура; ΔF — разность квазиуровней Ферми; E_{c1} , E_{vh1} , E_{vl1} — начальные уровни электронных и дырочных основных подзон. Ступенчатые функции Хевисайда $H_h(\nu_g)$ и $H_l(\nu_g)$ введены для того, чтобы учесть спектральный вклад в усиление тяжелых и легких дырок: переходы на состояния тяжелых дырок учитываются ($H_h(\nu_g) = 1$), когда $\nu_g \geq \nu_1$, а легкие дырки включаются ($H_l(\nu_g) = 1$), если $\nu_g \geq \nu_2$. Энергии $h\nu_1$ и $h\nu_2$ соответствуют начальным переходам на состояния тяжелых и легких дырок. Величины α_h и α_l — параметры поляризации для переходов на состояния тяжелых и легких дырок.

При расчетах для системы GaInAs–GaInAsP задавались следующие значения [8, 9]: $d = 5$ нм, $k_0 = 2.07 \cdot 10^5$ см⁻¹, $r_0 = 2.739 \cdot 10^{23}$ см⁻² · с⁻¹ · эВ⁻¹, $A_{cv} = 6.547 \cdot 10^8$ с⁻¹, $a_0 = 7.27$ нм, $k_1 = 1.375 \cdot 10^6$ см, $A_1 = 4.35 \cdot 10^{-3}$ см² · с⁻¹, $T = 300$ К, $E_g = 0.718$ эВ, $\Delta E_c = 0.137$ эВ, $\Delta E_v = 0.205$ эВ, $N_{c1} = 4.43 \cdot 10^{11}$ см⁻², $N_{vh1} = 5.62 \cdot 10^{11}$ см⁻², $N_{vl1} = 1.30 \cdot 10^{12}$ см⁻², $E_{c1} = 69.7$ мэВ, $E_{vh1} = 27.0$ мэВ, $E_{vh2} = 104.5$ мэВ, $E_{vl1} = 88.4$ мэВ, $N_a = 2$, $\Gamma = 0.845 \cdot 10^{-2}$, $\beta N_a = 10^{-5}$, $\mu = 1$. Эффективные массы и параметры компонентов гетероструктуры находились согласно [10]. При исходных величинах $m_e/m_e = 0.041$, $m_{vh}/m_e = 0.31$, $m_{vl}/m_e = 0.040$, $m_{vht}/m_e = 0.052$, $m_{vlt}/m_e = 0.12$ начальная энергия квантов излучения $h\nu_1 = E_g + E_{c1} + E_{vh1} = 0.8147$ эВ ($\lambda_1 = 1.52$ мкм); $h\nu_2 = E_g + E_{c1} + E_{vl1} = 0.8761$ эВ ($\lambda_2 = 1.42$ мкм). Переходы из состояний выше скачка зоны проводимости на состояния второй подзоны тяжелых дырок (с энергией E_{vh2}) начинаются с $h\nu_3 = E_g + \Delta E_c + E_{vh2} = 0.9595$ эВ ($\lambda_3 = 1.29$ мкм). Параметры η_{sp} и η' полагаются близкими к единице ($1/\eta_{sp}\eta' \approx 1.2$), и учет их изменений важен для анализа температурных эффектов. При определении внутренних лазерных параметров и оценке порога генерации коэффициент потерь k_1 варьировался от 0 до 100 см⁻¹.

Для рассматриваемой квантоворазмерной системы связь между химическими потенциалами для электронов ζ_c и дырок ζ_h и разностью квазиуровней Ферми ΔF имеет вид: $\zeta_c = 79.227 + 0.584(\Delta F - E_g - 96.7)$ (мэВ), $\zeta_h = 17.473 + 0.416(\Delta F - E_g - 96.7)$ (мэВ), где E_g — ширина запрещенной зоны (GaInAs). Связь между кон-

центрацией неравновесных носителей тока N и ζ_c в каждый момент времени t находится из выражения $N = (N_{c1}/d)\ln(1 + \exp[(\zeta_c - E_{c1})/kT])$, что определяет ΔF , а также ζ_h . Спектр усиления излучения имеет типичный колоколообразный контур. Коэффициент усиления (величина контура) зависит от поляризационных параметров (α_h и α_l) и типа генерируемого излучения (ТЕ- или ТМ-мода).

Модуляция тока накачки описывается как $j = j_b + j_m \sin(2\pi\nu_m t)$, где j_m и ν_m — глубина и частота модуляции, j_b — постоянная составляющая тока. Уровень накачки задается в виде $j_b = x_b/j_{th}$ и $j_m = x_m/j_b$, где $j_{th} = edN_a R_{sp-th}/\eta' \eta_{sp}$ — стационарный порог, R_{sp-th} — пороговая скорость спонтанной рекомбинации, x_b и x_m — варьируемые параметры. Пороговые параметры определялись следующим образом. С использованием выражения (3) подбиралось такое значение ΔF_{th} , чтобы волноводный коэффициент усиления, достигаемый на некоторой частоте ν_{g0} , удовлетворял условию $g(\nu_{g0}) = \Gamma k(\nu_{g0}) = k_1$. При известном ΔF_{th} с помощью выражения (4) вычислялось пороговое значение R_{sp-th} , затем — j_{th} . Далее задавалось число порогов x_b и определялось $j_b = x_b/j_{th}$, а при задании x_m — также значение j_m . Данные значения оставались фиксированными при перестройке частоты излучения в пределах полосы усиления.

Поляризационный фактор и спектры усиления. Для оценки параметров поляризации воспользуемся усреднением по углу θ_i , характеризующему ориентацию дипольного матричного элемента [11, 12]. Начало переходов на состояния тяжелых дырок соответствует энергии $h\nu_1$, легких дырок — $h\nu_2$. При $h\nu_g = h\nu_i$ ($i = 1, 2$) угол $\theta_i = 0$, с возрастанием энергии генерируемых квантов $h\nu_g$ выше $h\nu_i$ угол θ_i стремится в пределе к $\pi/2$. Поскольку для переходов без правила отбора происходит фактически суммирование (усреднение) по всем возможным начальным и конечным состояниям оптических переходов, значения параметра поляризации определялись путем усреднения в интервале углов θ_i от 0 до верхнего значения θ_0 [13]. Для переходов на состояния тяжелых дырок (ТЕ-мода) получаем $\alpha_{h0} = 9/8 + 3\sin 2\theta_{h0}/16\theta_{h0}$, для ТМ-моды $\alpha_{h0} = 3/4 - 3\sin 2\theta_{h0}/8\theta_{h0}$. Аналогично находим для переходов на состояния легких дырок: ТЕ-мода $\alpha_{l0} = 7/8 - 3\sin 2\theta_{l0}/16\theta_{l0}$, ТМ-мода $\alpha_{l0} = 5/4 + 3\sin 2\theta_{l0}/8\theta_{l0}$.

Для рассматриваемой системы разность $h\nu_2 - h\nu_1$ составляет всего 61 мэВ, и поэтому в данном диапазоне угол θ_h изменяется от 0 до 0.7 рад. Например, для ТЕ-моды величина α_h находится в интервале 1.5—1.2, среднее (интегральное) значение α_h равно 1.4. Для ТМ-моды α_h находится в интервале 0—0.58, среднее α_h равно 0.2. Для переходов на состояния легких дырок ограничимся интервалом от $h\nu_2$ до $h\nu_3$. Тогда угол θ_l изменяется от 0 до 0.6 рад, и величина α_l , в частности, для ТЕ-моды находится в интервале 0.5—0.76, среднее значение α_l равно 0.6. Для ТМ-моды α_l находится в интервале 2—1.48, среднее α_l равно 1.8. Для изотропного излучения, очевидно, $\alpha_h = \alpha_l = 1$.

Как видно, параметр поляризации оказывается для ТЕ-моды выше в среднем в 2.3 раза для переходов на состояния тяжелых дырок, чем для переходов с участием легких дырок. Для ТМ-моды вероятнее переходы с участием легких дырок, для которых параметр поляризации в среднем в девять раз больше по сравнению с переходами на состояния тяжелых дырок. Однако вклад подзоны легких дырок в усиление ограничен из-за недостаточной населенности этих состояний (при высокой добротности резонатора и в отсутствие специальной селекции излучения ТМ-мод).

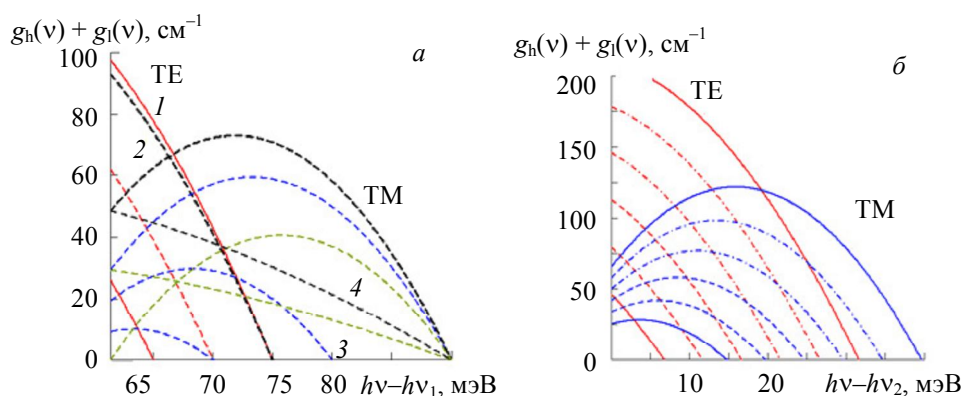


Рис. 1. Спектры усиления $g_h(\nu) + g_l(\nu)$ для ТЕ- и ТМ-мод: a — $\Delta F - h\nu_1 = 65, 70, 75, 80$ и 90 мэВ; b — $\Delta F - h\nu_2$ задаются с периодом 5 мэВ от 6.6 до 31.6 мэВ (ТЕ) и от 14.6 до 39.6 мэВ (ТМ)

Спектры усиления детально проанализированы в [13]. В области $h\nu > h\nu_2$ на переходы с участием легких дырок существенно накладываются переходы на состояния тяжелых дырок как для ТМ-, так и для ТЕ-моды. Полосы суммарного усиления становятся деформированными и смещенными (рис. 1). Средние значения коэффициента поляризации α_h могут измениться (из-за расширения интервала усреднения по углу θ значение α_h падает для ТЕ-моды, а для ТМ-моды увеличивается). Например, на рис. 1, а для ТЕ-моды $\alpha_h = 1.4$ (кривая 1) и 1.3 (кривая 2), для ТМ-моды $\alpha_h = 0.2$ (кривая 3) и 0.3 (кривая 4). Кроме того, при перестройке частоты генерации в области $h\nu > h\nu_2$ следует учитывать, что коротковолновое крыло полосы суммарного усиления соответствует по величине высоким коэффициентам усиления, которые реализуются при больших токах накачки.

Пороговые параметры. В интервале $h\nu_1—h\nu_2$ усиление происходит на переходах с участием тяжелых дырок. При селекции по типу поляризации излучения условия генерации для ТЕ- и ТМ-мод оказываются разными. Поляризационные эффекты отражаются также на спектрах фотолюминесценции [14]. Зависимость плотности порогового тока j_{th} от коэффициента потерь k_1 для переходов на состояния тяжелых дырок определялась для номинальных условий, когда $\eta_{sp}\eta' = 1$ (рис. 2, а). Коэффициент потерь резонатора приравнивался к максимуму волноводного коэффициента усиления, при этом частота генерации была текущей и соответствовала центру полосы усиления. В этом случае зависимость $j_{th}(k_1)$ имеет стандартный вид [15] и может быть аппроксимирована прямой $j_{th} = j_0 + \beta^{-1}k_1$, где j_0 и β — важнейшие внутренние лазерные параметры: плотность нулевого тока и удельный коэффициент усиления.

Пороговые характеристики для переходов с участием легких дырок приведены на рис. 2, б. Частота генерации привязывалась к центру симметричной полосы усиления на переходах в зону легких дырок. Параметр j_0 возрос до ~ 1.18 кА/см², и изменился параметр β . Вклад дополнительного усиления на переходах с участием тяжелых дырок отражается в основном на значении β , которое увеличивается. Частота генерации в рассматриваемом диапазоне слегка смещена от максимума полосы усиления для переходов с участием легких дырок, но поведение зависимости $j_{th}(k_1)$ остается стандартным (линейным) в широком интервале изменений коэффициента потерь ($10—100$ см⁻¹). Если принять во внимание известный разброс экспериментальных данных, то следует такое стандартное поведение порога в зависимости от потерь признать универсальным [15] в отличие от иногда используемой приближенной и неоправданной экспоненциальной аппроксимации [16].

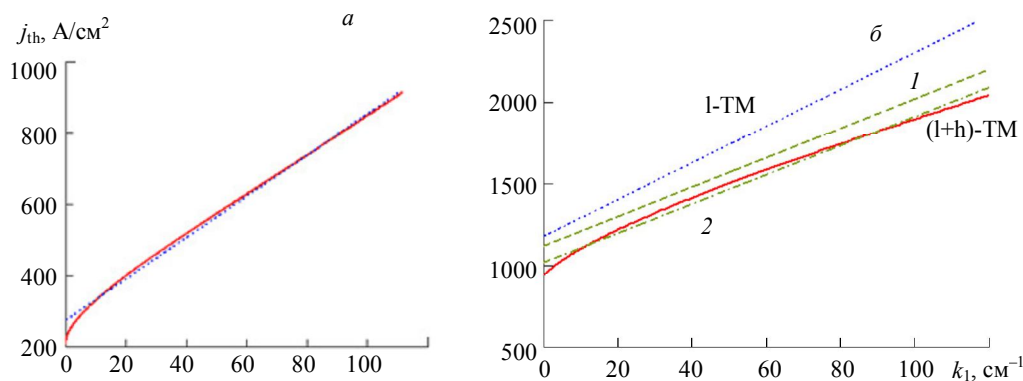


Рис. 2. Зависимость плотности номинального порогового тока j_{th} от коэффициента потерь k_1 для ТЕ-моды и переходов на состояния тяжелых дырок ($\alpha_h = 1.4$) (а) и для ТМ-моды и переходов на состояния легких дырок (l-TM) ($\alpha_l = 1.8$) и с учетом дополнительного усиления на переходах с участием тяжелых дырок ((l+h)-TM) (б): $\alpha_h = 0.2$ (1) и 0.3 (2)

Как показывает сравнение пороговых характеристик для различных поляризаций генерируемого излучения и типов оптических переходов, линейная аппроксимация $j_{th}(k_1)$ хорошо выполняется для всех случаев. Наиболее низкие пороги наблюдаются, естественно, для ТЕ-мод и переходов с участием тяжелых дырок. Далее в области малых потерь (<20 см⁻¹) сравнительно небольшие пороги ($j_{th} < 1$ кА/см²) наблюдаются для переходов h-TM. В интервале $k_1 > 20$ см⁻¹ на втором месте оказываются суммарные переходы (l+h)-TE. Селекция частоты генерации для ТМ-мод при невысокой добротности резонатора реализуется при довольно высокой плотности порогового тока ($\sim 1.5—3.5$ кА/см²).

Таким образом, можно выделить два спектральных участка селекции частоты генерации: длинноволновый ($h\nu_1—h\nu_2$) и коротковолновый ($>h\nu_2$). На первом участке усиление осуществляется на переходах с

участием тяжелых дырок и пороговые накачки невелики, на втором участке в усиление неизбежно включаются легкие дырки и пороги возрастают [13]. Для оценки уровня накачки можно использовать внутренние лазерные параметры j_0 и β и плотность тока инверсии j_{inv} (табл. 1). Полученные значения соответствуют номинальным (идеальным) условиям, когда $\eta_{sp}\eta' = 1$. При отклонении от единицы квантового выхода люминесценции η_{sp} и инжекционной эффективности η' плотность нулевого тока возрастает ($\rightarrow j_0/\eta_{sp}\eta'$), а удельный коэффициент усиления падает ($\rightarrow \eta_{sp}\eta'\beta$), соответственно, увеличивается порог генерации. При этом произведение βj_0 не изменяется [15, 17].

Т а б л и ц а 1. Внутренние лазерные параметры в зависимости от вида поляризации и типа оптических переходов

Поляризация, переход	j_{inv} , А/см ²	j_0 , А/см ²	β , см/А
ТЕ, h	208	276	0.173
ТМ, h	208	202	0.023
ТМ, l	941	1 180	0.089
ТЕ, l	941	1 190	0.031
ТЕ, (l+h)	941	943 (944)	0.186 (0.178)
ТМ, (l+h)	941	1 120 (1 020)	0.111 (0.112)

П р и м е ч а н и е. В скобках приведены данные с учетом изменения параметра поляризации α_h .

Анализ поляризационных модуляционных эффектов целесообразно провести в области двух указанных спектральных участков селекции частоты генерации. Тогда, полагая $1/\eta_{sp}\eta' \approx 1.2$, оцениваем, что в области $h\nu_1 - h\nu_2$ порог генерации при $k_1 \approx 25 \text{ см}^{-1}$ и селекции частоты генерации вблизи максимума полосы усиления составляет $\sim 0.5 \text{ кА/см}^2$ для переходов типа h-ТЕ и $\sim 1.5 \text{ кА/см}^2$ для переходов типа h-ТМ. При перестройке в коротковолновой области ($>h\nu_2$) примем, что потери достигают той же величины $k_1 \approx 25 \text{ см}^{-1}$, и учтем, что для их компенсации суммарное усиление осуществляется на переходах с участием и легких, и тяжелых дырок. Поэтому пороговая накачка при селекции частоты генерации в этой области составляет $\sim 1.3 - 1.5 \text{ кА/см}^2$, а суммарная полоса усиления асимметричная. Выбирая число порогов x_b для некоторой частоты генерации ν_{g0} , где в стационарном режиме выполняется $\Gamma k(\nu_{g0}) = k_1$, задаем ток модуляции x_m и, варьируя путем селекции частоту генерации, определяем амплитудно-частотную (АЧХ) и амплитудно-отстроечную (АОХ) характеристики.

Выбор числа порогов x_b и, соответственно, задание уровня накачки j_b зависят от выбора частоты ν_{g0} , которое определяется отношением линейного (ненасыщенного, когда $S \approx 0$) волноводного усиления к нелинейному (насыщенному) коэффициенту усиления, равному k_1 . Удобно зафиксировать ν_{g0} , например привязать к максимумам полос усиления для ТЕ- и ТМ-мод (т. е. $\nu_{g0} = \nu_g^{\max}$) в тех режимах, когда $\Gamma k(\nu_g^{\max}) = k_1 = 25 \text{ см}^{-1}$ (см., например, [13]). Очевидно, что $h\nu_g^{\max} = (\Delta F_0 + h\nu_i)/2$, где $i = 1, 2$, соответствует длинноволновой или коротковолновой области спектральной перестройки. Величина $\Delta F_0 = \Delta F_{th}$ соответствует пороговой накачке ($x_b = 1$).

Связь между задаваемым числом порогов x_b и уровнем накачки ΔF_{th} зависит от области перестройки, вида поляризации и типа оптических переходов. Эти зависимости позволяют определить пороговые параметры для расчетов. Отметим, что иногда используемые экспоненциальные зависимости [16, 18] применимы только в узком интервале пороговых накачек и для переходов между основными подзонами (например, h-ТЕ или h-ТМ). Задавая величину x_b , находим однозначно значения ΔF и j_b . При перестройке частоты генерации полагаем, что накачка j_b не изменяется. В этих условиях, очевидно, из-за колоколообразности контура усиления превышение над порогом максимально вблизи центральной частоты. В коротковолновой области селективной перестройки наложение полос усиления на переходах с участием легких и тяжелых дырок вносит свои особенности [13].

Коротковолновое изменение спектра усиления с ростом уровня накачки при спектральной перестройке иллюстрируется на рис. 1. Очевидно, заметный вклад в усиление переходов с участием тяжелых дырок приводит к более быстрому увеличению коэффициента усиления с ростом уровня накачки ΔF и к меньшим порогам для ТЕ-моды, чем для ТМ-моды [13]. Полученные данные могут быть использованы для оценки токовых параметров при расчете и анализе АЧХ и АОХ и выяснении поляризационных особенностей селекции частоты генерации.

Результаты расчета и их обсуждение. На рис. 3 приведены АОХ при генерации ТЕ-моды для различных частот модуляции тока. Отметим, что значения S_m представляют собой совокупность выборок амплитуд плотности фотонов через период модуляции $T = 1/\nu_m$ на некотором интервале времени Δt (здесь

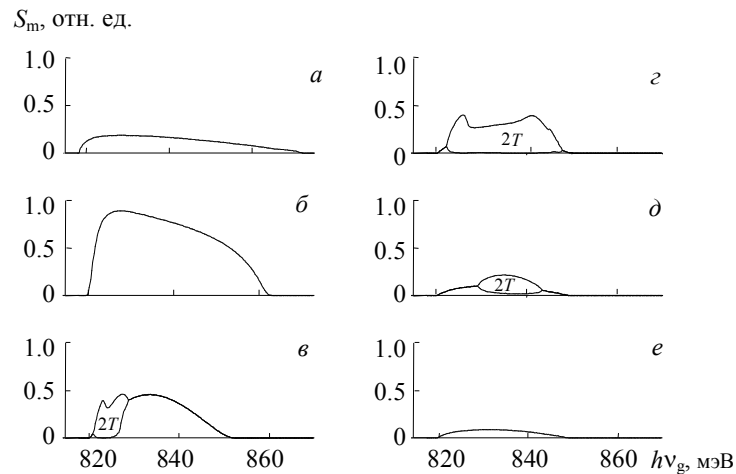


Рис. 3. АОХ при $\nu_m = 0.1$ (а), 2.0 (б), 5.0 (в), 7.0 (г), 12.0 (д) и 14.0 ГГц (е); $x_b = 1.2$, $x_m = 0.6$, генерация ТЕ-моды, $\alpha_h = 1.4$, $k_1 = 25 \text{ см}^{-1}$

$\Delta t = 20T$) в установившемся режиме. Для наглядности все максимальные и минимальные значения S_m соединены сплошными линиями. В диапазонах энергий квантов $h\nu_g$, где сплошные линии “раздваиваются”, реализуются режимы излучения, отличные от $1T$ (в данном случае наблюдается удвоение периода излучения, $2T$).

При сравнительно малых частотах модуляции (рис. 3, а) реализуется квазистационарный режим генерации. В этом случае форма лазерного импульса воспроизводит форму импульса накачки. При увеличении частоты модуляции (рис. 3, б) динамическая составляющая отклика возрастает. Дальнейший рост ν_m (рис. 3, в—д) ведет к уменьшению динамической составляющей отклика. Однако в определенных спектральных диапазонах проявляются режимы с удвоением периода излучения. При сравнительно больших частотах модуляции (рис. 3, е) из-за проявления “инерционности” глубина модуляции лазерного излучения и динамическая составляющая отклика стремятся к нулю. Поскольку уровень возбуждения активной среды в рассматриваемом режиме сравнительно мал, переходы с участием легких дырок при генерации ТЕ-моды не проявляются (отклик наблюдается в спектральной области $h\nu_g < 876$ мэВ).

На рис. 4 приведены АОХ для генерации ТМ-моды, когда уровень возбуждения активной среды увеличен ($x_b = 3.0$). Как видно, энергия $h\nu_g = h\nu_2 = 876$ мэВ, соответствующая начальным переходам на состояния легких дырок, служит некоторой “характерной” точкой. В окрестности этой точки на АОХ образуются либо прогибы (рис. 4, а—г), либо она ограничивает величину отклика со стороны низких частот генерации при сравнительно больших частотах модуляции тока.

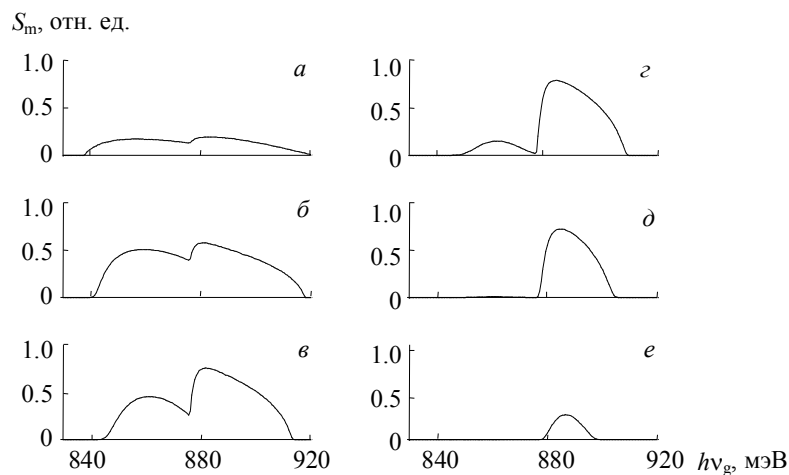


Рис. 4. АОХ при $\nu_m = 0.1$ (а), 1.0 (б), 1.8 (в), 2.6 (г), 3.6 (д) и 6.0 ГГц (е); $x_b = 3.0$, $x_m = 0.6$, генерация ТМ-моды, $\alpha_h = 0.2$, $\alpha_l = 1.8$, $k_1 = 30 \text{ см}^{-1}$

Заключение. Изменение частоты и глубины модуляции тока, а также селекция продольной моды резонатора в пределах полосы усиления позволяют управлять динамической составляющей амплитудно-отстрочной характеристики, а следовательно, временными и энергетическими параметрами излучения лазеров. Знание динамической составляющей отклика может быть использовано либо для стабилизации выходных характеристик при технических флуктуациях параметров лазера, либо, наоборот, для усиления реакции лазерной системы на возмущения. Тип генерируемой моды существенно влияет на величину и спектральный отклик квантоворазмерных излучателей, параметры амплитудно-частотных и амплитудно-отстрочных характеристик лазерных систем. Степень поляризации излучения и характер оптических переходов (переходы на состояния тяжелых или легких дырок) влияют на режимы нелинейного отклика лазера, а также на расположение спектрального диапазона отклика в пределах полосы усиления.

- [1] А. П. Богатов, Ю. В. Гуров, П. Г. Елисеев, О. Г. Охотников, Г. Т. Пак, А. И. Петров, К. А. Хайретдинов. Квант. электрон., **6** (1979) 1264—1270
- [2] А. В. Яровицкий, В. Л. Величанский. Квант. электрон., **22** (1995) 796—800
- [3] В. П. Дураев, Е. Т. Неделин, Т. П. Недобывайло, М. А. Сумароков, К. И. Климов. Квант. электрон., **31** (2001) 529—530
- [4] А. Г. Буйкевич, В. К. Кононенко, И. С. Манак. Опт. журн., **71** (2004) 19—22
- [5] E. Geerlings, M. Rattunde, J. Schmitz, G. Kaufel, H. Zappe, J. Wagner. IEEE Photon. Technol. Lett., **18** (2006) 1913—1915
- [6] Б. Ф. Кунцевич, В. К. Кононенко. Журн. прикл. спектр., **71** (2004) 345—350
- [7] В. Ф. Kuntsevich, A. N. Pisarchik, V. K. Kononenko. Opt. Quantum Electron., **37** (2005) 675—693
- [8] V. K. Kononenko, V. F. Kuntsevich, M. Marciniak. Nonlin. Phenom. Complex Systems, **11** (2008) 429—439
- [9] Б. Ф. Кунцевич, В. К. Кононенко. Журн. прикл. спектр., **77**, № 4 (2010) 583—590
- [10] Z.-M. Li, T. Bradford. IEEE J. Quantum Electron., **31** (1995) 1841—1847
- [11] Д. В. Карасев, В. К. Кононенко, И. С. Манак, Д. Л. Харевич. Лазерн. техн. оптоэлектрон., № 3-4 (1992) 52—55
- [12] V. K. Kononenko, S. V. Nalivko. Proc. SPIE, **2693** (1996) 760—767
- [13] Б. Ф. Кунцевич, В. К. Кононенко. Материалы IX междунар. науч. конф. “Лазерная физика и оптические технологии”, 30 мая — 2 июня 2012 г., Гродно, ГрГУ, ч. 2 (2012) 19—22
- [14] M. H. Ya, W. Z. Cheng, Y. F. Chen, T. Y. Lin. Appl. Phys. Lett., **81** (2002) 3386—3388
- [15] V. P. Gribkovskii, V. K. Kononenko, V. A. Samoilyukovich. Phys. Status Solidi (a), **3** (1970) 353—363
- [16] P. W. A. McIlroy, A. Kurobe, Y. Uematsu. IEEE J. Quantum Electron., **QE-21** (1985) 1958—1963
- [17] В. А. Самойлюкович, В. П. Грибковский, В. К. Кононенко. Квант. электрон., № 3 (1972) 103—104
- [18] A. Kurobe, H. Furuyama, S. Naritsuka, N. Sugiyama, Y. Kokubun, M. Nakamura. IEEE J. Quantum Electron., **QE-24** (1988) 635—640