

Влияние изменения параметров на статическое и динамическое поведение лазера на квантовых точках, образованных самосборкой атомов, при моделировании уровня схемы

М.Разм-Па, Ф.Эмами

Представлена основанная на возбужденном состоянии и стандартных скоростных уравнениях новая модель схемы лазера на квантовых точках (КТ), образованных самосборкой атомов (КТОСА), изготовленного на структурах InGaAs/GaAs. Модель является усовершенствованием ранее предложенных моделей, она обеспечивает и помогает исследовать характеристики лазеров этого вида. Проанализировано динамическое влияние носителей заряда на статические и динамические характеристики КТОСА-лазера. Смоделирована проблема фононного узкого горла. Показано, что лазеры на КТ весьма чувствительны к качеству кристалла как вне КТ, так и внутри них. Проанализировано влияние коэффициента охвата КТ, неоднородного уширения, физическим источником которого является колебание размеров КТ, образованных самосборкой атомов, при их формировании, и длины лазерного резонатора на характеристики КТОСА-лазера. Результаты моделирования показывают, что увеличение длины резонатора, а также увеличение коэффициента охвата КТ вызывают повышение выходной мощности. С другой стороны, увеличение коэффициента охвата и уменьшение неоднородного уширения приводят к увеличению ширины полосы частот модуляции. Проанализировано также влияние высоты КТ (цилиндрической формы) и ширины полоскового контакта лазерного резонатора на модуляцию лазера на КТ.

Ключевые слова: лазер на квантовых точках, образованных самосборкой атомов (КТОСА-лазер), неоднородное уширение, фононное узкое горло, коэффициент охвата.

1. Введение

По многим параметрам, включая пороговый ток, ширину полосы частот модуляции и ширину спектральной полосы, полупроводниковые лазеры на квантовых точках (КТ) имеют гораздо более высокие показатели, чем обычные квантоворазмерные лазеры на квантовых ямах (КЯ) [1, 2]. Кроме того, полупроводниковые лазеры на КТ имеют лучшую (трехмерную) локализацию носителей, что делает их идеальными кандидатами для особых применений, например для квантовой информации. Ранее было исследовано влияние реальных параметров КТ (неоднородное уширение, фононное узкое горло, коэффициент охвата и время рекомбинации) на динамические и статические характеристики лазеров на квантовых точках, образованных самосборкой атомов (КТОСА) [3–6].

Для лучшего понимания физики КТОСА-лазеров и их характеристик мы должны принимать во внимание все эти реальные параметры КТ. Скорость релаксации носителей в дискретном состоянии КТ оказывает значительное влияние на работу такого лазера. Время действия релаксации носителей должно быть на несколько пикосекунд меньше критического значения во избежание влияния фононного узкого горла на частотную характеристи-

ку [7]. Оно должно составлять примерно 10 пс для работы при высокой мощности и примерно 1 пс для высокоскоростной (более 10 ГГц) модуляции. Между тем качество кристалла как вне КТ, так и внутри них также играет значительную роль. Для повышения выходной мощности потребуется увеличение коэффициента охвата и уменьшение неоднородного уширения.

Самый полезный и известный способ изучения статической и динамики носителей и фотонов в этих лазерах заключается в решении скоростных уравнений [8]. Недавно были представлены некоторые модели схемы для моделирования КТОСА-лазеров, квантоворазмерных и объемных лазеров [9]. Однако в ранее описанных моделях возбужденное состояние на диаграмме энергетических уровней активной области не принималось во внимание. В настоящей работе мы учитываем возбужденное состояние и затем пытаемся исследовать характеристики лазера на КТ, усовершенствуя более ранние скоростные уравнения и модели схемы.

2. Теоретическое обоснование

Использование процессов самосборки для изготовления лазера на КТ позволяет получить широкий набор различных полупроводниковых лазеров. В зависимости от дискретных энергетических уровней лазера на КТ одним из важных параметров КТОСА-лазеров является релаксация носителей (проблема фононного узкого горла). Помимо нее, в случае отдельных точек на характеристике существенно влияет неоднородное уширение оптического усиления, которое, по сути, имеет место вследствие неодинаковости размеров точек. На рис.1 показана диаграмма энергетических уровней КТОСА-лазера [10, 11].

* Перевод с англ. Е.А.Витовтовой.

M.Razm-Pa. Electronic Department of Islamic Azad University, Boushehr, Iran; e-mail: Razmpa.mahdi@gmail.com

F.Emami. Optoelectronic Research Centre, Electronic Department of Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran; e-mail: emami@sutech.ac.ir

Поступила в редакцию 17 июня 2013 г.

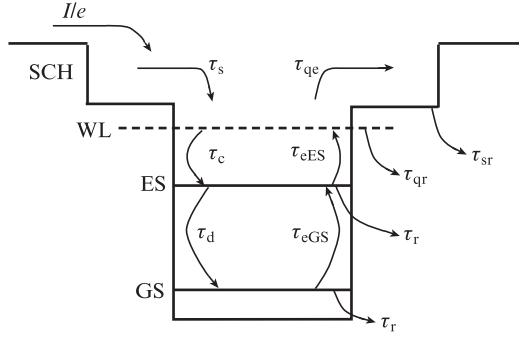


Рис.1. Диаграмма энергетических уровней КТОСА-лазера с учетом возбужденного состояния (обозначения см. в тексте).

В модели имеются носители, инжектированные в барьер гетероструктуры с отдельным ограничением (SCH) со скоростью I/e , где I – инжектируемый ток, а e – заряд электрона. Носители либо релаксируют со скоростью τ_s^{-1} в состояние смачивающего слоя (WL), либо возвращаются из барьера со скоростью τ_{qe}^{-1} . Эти носители могут быть захвачены КТ различных размеров из состояния WL. Предположим, что каждая точка имеет только два четко выраженных энергетических состояния: основное (GS) и возбужденное (ES). На этих уровнях захваченные носители имеют скорости релаксации τ_c^{-1} при захвате из WL в ES и τ_d^{-1} при захвате из ES в GS. Они могут возвращаться обратно со скоростями τ_{eES}^{-1} и τ_{eGS}^{-1} соответственно. Имеется несколько скоростей излучательной или безызлучательной рекомбинации для носителей: τ_{sr}^{-1} из SCH, τ_{qr}^{-1} из WL и τ_r^{-1} из различных связанных состояний. Предположим, что возбужденная эмиссия имеет место только из-за электронно-дырочной рекомбинации в ES и GS. Фотоны, испускаемые из лазерного резонатора, имеют скорость релаксации S/τ_p , где S – число фотонов, а τ_p – время жизни фотонов. Определим следующие параметры: число носителей в слое SCH N_s , в слое WL N_q , в слое ES N_{ES} , в слое GS N_{GS} .

Основные скоростные уравнения для различных компонентов этих носителей имеют вид [5, 10–13]

$$\frac{dN_s}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N_s}{\tau_s} - \frac{N_s}{\tau_{sr}} + \frac{N_q}{\tau_{qe}}, \quad (1a)$$

$$\frac{dN_q}{dt} = \frac{N_s}{\tau_s} + \frac{N_{ES}}{\tau_{eES}} - \frac{N_q}{\tau_{qr}} - \frac{N_q}{\tau_{qe}} - \frac{N_q}{\tau_c}, \quad (1б)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{ES}}{dt} &= \frac{N_q}{\tau_c} + \frac{N_{GS}(1 - P_{ES})}{\tau_{eGS}} - \frac{N_{ES}}{\tau_r} - \frac{N_{ES}}{\tau_{eES}} \\ &- \frac{N_{ES}}{\tau_d} - \frac{(cn_r)g_{mES}^{(1)}\Gamma}{1 + \varepsilon_{mES}\Gamma S/V_a} S, \end{aligned} \quad (1в)$$

$$\frac{dN_{GS}}{dt} = \frac{N_{ES}}{\tau_d} - \frac{N_{GS}}{\tau_r} - \frac{N_{GS}(1 - P_{ES})}{\tau_{eGS}} - \frac{(cn_r)g_{mGS}^{(1)}\Gamma}{1 + \varepsilon_{mGS}\Gamma S/V_a} S, \quad (1г)$$

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} &= \frac{(cn_r)g_{mES}^{(1)}\Gamma}{1 + \varepsilon_{mES}\Gamma S/V_a} S + \frac{(cn_r)g_{mGS}^{(1)}\Gamma}{1 + \varepsilon_{mGS}\Gamma S/V_a} S - \\ &- \frac{S}{\tau_p} + \frac{\beta N_{GS}}{\tau_r} + \frac{\beta N_{ES}}{\tau_r}. \end{aligned} \quad (1д)$$

На основе теории матрицы плотности линейное оптическое усиление активной области при плотности точек N_D может быть найдено как [3, 5, 13]

$$g_{mGS}^{(1)} = \frac{2.35\sqrt{2\pi}e^2\hbar}{cn_r\varepsilon_0m_0^2} \frac{|P_{cv}^\sigma|^2}{E_{GS}} \frac{2P_{GS} - 1}{\Gamma_0} N_D D_{GS}, \quad (2)$$

$$g_{mES}^{(1)} = \frac{2.35\sqrt{2\pi}e^2\hbar}{cn_r\varepsilon_0m_0^2} \frac{|P_{cv}^\sigma|^2}{E_{ES}} \frac{2P_{ES} - 1}{\Gamma_0} N_D D_{ES}, \quad (3)$$

где из [2, 3, 13]

$$\varepsilon_{mGS} = \frac{e^2}{2n_r^2\varepsilon_0m_0^2} \frac{|P_{cv}^\sigma|^2}{E_{GS}} \frac{1}{\Gamma_{cv}\Gamma_{||}}, \quad (4)$$

$$\varepsilon_{mES} = \frac{e^2}{2n_r^2\varepsilon_0m_0^2} \frac{|P_{cv}^\sigma|^2}{E_{ES}} \frac{1}{\Gamma_{cv}\Gamma_{||}}, \quad (5)$$

$\Gamma_{||} \equiv \tau_p^{-1}$ – скорость продольной релаксации; Γ_{cv} – скорость рассеяния или дефазировки поляризации. В вышеприведенных уравнениях Γ – фактор оптического ограничения; Γ_0 – неоднородное уширение оптического усиления; β – эффективность ввода-вывода для спонтанной эмиссии. Время жизни фотонов τ_p берется из [14]:

$$\tau_p^{-1} = \frac{c}{n_r} \left\{ \alpha_i + \frac{\ln[(R_1 R_2)^{-1}]}{2L} \right\}, \quad (6)$$

где R_1 и R_2 – коэффициенты отражения правой и левой граней лазерного резонатора длиной L с внутренними потерями α_i , а n_r – показатель преломления резонатора. Параметры D_{GS} и D_{ES} в уравнениях (2) и (3) задают вырождение состояний GS и ES и полагаются равными 2 и 4 соответственно. Матричный элемент P_{cv}^σ , связанный с интегралом перекрытия I_{cv}^σ между огибающими функциями электрона и дырки, определяется как [3, 14]

$$|P_{cv}^\sigma|^2 = |I_{cv}^\sigma|^2 M^2, \quad (7)$$

где

$$M^2 = \frac{m_0^2}{12m_c^*} \frac{E_g(E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3} \quad (8)$$

– k - p -взаимодействие первого порядка между зоной проводимости и валентной зоной с расстоянием между энергетическими уровнями E_g ; m_c^* – эффективная масса электронов; Δ – энергия спин-орбитального взаимодействия для материала КТ. На основе принципа запрета Паули вероятности заполнения в состояниях ES и GS для КТ такковы [5]:

$$P_{GS} = \frac{N_{GS}}{2N_D V_a D_{GS}}, \quad (9)$$

$$P_{ES} = \frac{N_{ES}}{2N_D V_a D_{ES}}, \quad (10)$$

где $V_a = L W d$ – объем резонатора длиной L , шириной W и толщиной d .

Влияние неодинаковости размеров точек может быть учтено в выражениях для времен захвата и рассасывания носителей следующим образом [10, 11, 15]:

$$\tau_c = \frac{\tau_{c0}}{1 - P_{ES}}, \quad (11)$$

$$\tau_d = \frac{\tau_{d0}}{1 - P_{GS}}. \quad (12)$$

Здесь τ_{c0} и τ_{d0} – времена захвата из WL в ES и из ES в GS соответственно при предположении незанятого конечного состояния. Без индуцированной эмиссии и при комнатной температуре система в любом случае должна свестись к квазитепловому равновесию на основании распределения Ферми. Чтобы выполнялось это условие, время захвата и время рассасывания носителей должны удовлетворять следующим соотношениям [10–12]:

$$\tau_{cGS} = \tau_{d0} \frac{D_{GS}}{D_{ES}} \exp\left(\frac{E_{ES} - E_{GS}}{kT}\right), \quad (13)$$

$$\tau_{cES} = \tau_{c0} \frac{D_{ES} N_d}{\rho_{WL\text{-eff}}} \exp\left(\frac{E_{WL} - E_{ES}}{kT}\right), \quad (14)$$

где

$$\rho_{WL\text{-eff}} \equiv \frac{m_{eWL} kT}{\pi \hbar^2} \quad (15)$$

– эффективная плотность состояний на единицу площади WL, а N_d – плотность КТ на единицу площади. Предположим, что все носители инжектированы в слой WL или, эквивалентно, $\tau_{qe} = \tau_{sr} \rightarrow \infty$.

3. Реализация модели схемы

Для решения скоростных уравнений для КТОСА-лазера с учетом возбужденного состояния нами предложена эквивалентная электрическая схема: вышеупомянутые уравнения изменяются до некоторых простых уравнений электрической схемы, которая затем моделируется с помощью имитатора схемы HSPICE [9]. Определим количество носителей в SCH, WL и в КТ (в состояниях ES и GS) следующим образом:

$$N_s = N_{s0} \exp\left(\frac{qV}{n_s kT}\right), \quad (16a)$$

$$N_q = N_{q0} \exp\left(\frac{qV_q}{n_q kT}\right), \quad (16б)$$

$$N_{ES} = N_{ES0} \exp\left(\frac{qV_{ES}}{n_{ES} kT}\right), \quad (16в)$$

$$N_{GS} = N_{GS0} \exp\left(\frac{qV_{GS}}{n_{GS} kT}\right), \quad (16г)$$

где N_{s0} , N_{q0} , N_{ES0} и N_{GS0} – ранее определенные параметры в условиях равновесия; n_s , n_q , n_{ES} и n_{GS} – коэффициенты идеальности диода (например, для AlGaAs этот коэффициент равен 2 [16, 17]); V , V_q , V_{ES} и V_{GS} – напряжения, приложенные к структуре, слою WL, возбужденному и основному состояниям КТ соответственно. Чтобы иметь большую сходимость в модели, определим выходную мощность лазера с использованием нового параметра, V_m , в виде [18]

$$P_{\text{out}} = (V_m + \delta)^2, \quad (17)$$

где δ – малый параметр (обычно 10^{-60}). Было показано [18], что для системы нелинейных связанных скоростных уравнений этот выбор может увеличить скорость сходимости решений.

Подставляя (16а) в (1а), после некоторых математических преобразований имеем

$$I = \frac{qN_{s0}}{2\tau_s} \left[\exp\left(\frac{qV}{n_s kT}\right) - 1 + \frac{2\tau_s q}{n_s kT} \exp\left(\frac{qV}{n_s kT}\right) \frac{dV}{dt} \right] + \frac{qN_{s0}}{2\tau_s} \left[\exp\left(\frac{qV}{n_s kT}\right) - 1 \right] + \frac{qN_{s0}}{\tau_s}. \quad (18)$$

Обозначим

$$I_{D1} = \frac{qN_{s0}}{2\tau_s} \left[\exp\left(\frac{qV}{n_s kT}\right) - 1 \right], \quad (19)$$

$$I_{D2} = \frac{qN_{s0}}{2\tau_s} \left[\exp\left(\frac{qV}{n_s kT}\right) - 1 + \frac{2\tau_s q}{n_s kT} \exp\left(\frac{qV}{n_s kT}\right) \frac{dV}{dt} \right], \quad (20)$$

$$I_{C1} = I_{C2} = \frac{qN_{s0}}{2\tau_s}, \quad (21)$$

$$I = I_{D1} + I_{C1} + I_{D2} + I_{C2}. \quad (22)$$

Подставляя выражение (16б) в (1б), после некоторых упрощений получаем

$$4I_{T1} + 2q\chi_1 N_{ES0} \exp\left(\frac{qV_{ES}}{n_{ES} kT}\right) = \frac{qN_{q0}}{\tau_{qr}} \left[\exp\left(\frac{qV_q}{n_q kT}\right) - 1 + \frac{2\tau_{qr} q}{n_q kT} \exp\left(\frac{qV_q}{n_q kT}\right) \frac{dV_q}{dt} \right] + \frac{qN_{q0}}{\tau_{qr}} \left[\exp\left(\frac{qV_q}{n_q kT}\right) - 1 \right] + 2\frac{qN_{q0}}{\tau_{qr}} + 2q\zeta_1 N_{q0} \exp\left(\frac{qV_q}{n_q kT}\right), \quad (23)$$

$$I_{D3} = \frac{qN_{q0}}{\tau_{qr}} \left[\exp\left(\frac{qV_q}{n_q kT}\right) - 1 \right], \quad (24)$$

$$I_{D4} = \frac{qN_{q0}}{\tau_{qr}} \left[\exp\left(\frac{qV_q}{n_q kT}\right) - 1 + \frac{2\tau_{qr} q}{n_q kT} \exp\left(\frac{qV_q}{n_q kT}\right) \frac{dV_q}{dt} \right], \quad (25)$$

$$I_{C3} = I_{C4} = \frac{qN_{q0}}{\tau_{qr}}, \quad (26)$$

$$G_1 = 2q\chi_1 \Theta_2 I_{T6}, \quad (27)$$

$$G_2 = 2q\zeta_1 \Theta_1 I_{T3}, \quad (28)$$

$$\chi_1 = \left(\frac{\rho_{WL\text{-eff}}}{D_{ES} N_d} \right) \tau_{c0}^{-1} \exp\left(-\frac{E_{WL} - E_{ES}}{kT}\right), \quad (29)$$

$$\zeta_1 = \frac{2N_D V_a D_{ES} - N_{ES}}{2N_D V_a D_{ES} \tau_{c0}}, \quad (30)$$

$$4I_{T1} + G_1 = I_{D4} + I_{D3} + I_{C4} + I_{C3} + G_2. \quad (31)$$

Подставляя (16в) в (1в), после некоторых преобразований имеем

$$\frac{qN_{ES0}}{2\tau_r} \left[\exp\left(\frac{qV_{ES}}{n_{ES} kT}\right) - 1 + \frac{2\tau_r q}{n_{ES} kT} \exp\left(\frac{qV_{ES}}{n_{ES} kT}\right) \frac{dV_{ES}}{dt} \right] + \frac{qN_{ES0}}{\tau_r} + \frac{qN_{ES0}}{2\tau_r} \left[\exp\left(\frac{qV_{ES}}{n_{ES} kT}\right) - 1 \right] + q\chi_1 N_{ES0} \exp\left(\frac{qV_{ES}}{n_{ES} kT}\right) +$$

$$+ q\zeta_1 N_{\text{ES}0} \exp\left(\frac{qV_{\text{ES}}}{n_{\text{ES}}kT}\right) + \frac{q\alpha_{\text{ES}}}{\phi_{\text{ES}}[(V_{\text{m}} + \delta)^2]} (V_{\text{m}} + \delta)^2$$

$$= q\zeta_1 N_{\text{q}0} \exp\left(\frac{qV_{\text{q}}}{n_{\text{q}}kT}\right) + q\chi_2 N_{\text{GS}0} \exp\left(\frac{qV_{\text{GS}}}{n_{\text{GS}}kT}\right), \quad (32)$$

$$I_{D5} = \frac{qN_{\text{ES}0}}{2\tau_{\text{r}}}\left[\exp\left(\frac{qV_{\text{ES}}}{n_{\text{ES}}kT}\right) - 1 + \frac{2\tau_{\text{r}}q}{n_{\text{ES}}kT} \exp\left(\frac{qV_{\text{ES}}}{n_{\text{ES}}kT}\right) \frac{dV_{\text{ES}}}{dt}\right], \quad (33)$$

$$I_{D6} = \frac{qN_{\text{ES}0}}{2\tau_{\text{r}}}\left[\exp\left(\frac{qV_{\text{ES}}}{n_{\text{ES}}kT}\right) - 1\right], \quad (34)$$

$$I_{C3} = I_{C6} = \frac{qN_{\text{ES}0}}{2\tau_{\text{r}}}, \quad (35)$$

$$G_3 = q\zeta_1 \Theta_1 I_{T3}, \quad (36)$$

$$G_4 = q\chi_2 \Theta_2 I_{T8}, \quad (37)$$

$$G_5 = q\chi_1 \Theta_2 I_{T6}, \quad (38)$$

$$G_6 = q\zeta_2 \Theta_2 I_{T6}, \quad (39)$$

$$G_7 = \frac{q\alpha_{\text{ES}}}{\phi_{\text{ES}}[(V_{\text{m}} + \delta)^2]} (V_{\text{m}} + \delta)^2, \quad (40)$$

$$\chi_2 = \frac{2N_{\text{D}}V_{\text{a}}D_{\text{ES}} - N_{\text{ES}}\tau_{\text{eES}}^{-1}}{2N_{\text{D}}V_{\text{a}}D_{\text{ES}}}, \quad (41)$$

$$\zeta_2 = \frac{2N_{\text{D}}V_{\text{a}}D_{\text{GS}} - N_{\text{GS}}\tau_{\text{d}0}^{-1}}{2N_{\text{D}}V_{\text{a}}D_{\text{GS}}}, \quad (42)$$

$$G_3 + G_4 = I_{D5} + I_{D6} + I_{C5} + I_{C6} + G_5 + G_6 + G_7. \quad (43)$$

И наконец, после подстановки (16г) в (1г) получим

$$\frac{qN_{\text{GS}0}}{2\tau_{\text{r}}}\left[\exp\left(\frac{qV_{\text{GS}}}{n_{\text{GS}}kT}\right) - 1 + \frac{2\tau_{\text{r}}q}{n_{\text{GS}}kT} \exp\left(\frac{qV_{\text{GS}}}{n_{\text{GS}}kT}\right) \frac{dV_{\text{GS}}}{dt}\right]$$

$$+ \frac{qN_{\text{GS}0}}{\tau_{\text{r}}} + \frac{qN_{\text{GS}0}}{2\tau_{\text{r}}}\left[\exp\left(\frac{qV_{\text{GS}}}{n_{\text{GS}}kT}\right) - 1\right] + q\chi_2 N_{\text{GS}0} \exp\left(\frac{qV_{\text{GS}}}{n_{\text{GS}}kT}\right)$$

$$+ \frac{q\alpha_{\text{GS}}}{\phi_{\text{GS}}[(V_{\text{m}} + \delta)^2]} (V_{\text{m}} + \delta)^2 = q\zeta_2 N_{\text{ES}0} \exp\left(\frac{qV_{\text{ES}}}{n_{\text{ES}}kT}\right), \quad (44)$$

$$I_{D7} = \frac{qN_{\text{GS}0}}{2\tau_{\text{r}}}\left[\exp\left(\frac{qV_{\text{GS}}}{n_{\text{GS}}kT}\right) - 1 + \frac{2\tau_{\text{r}}q}{n_{\text{GS}}kT} \exp\left(\frac{qV_{\text{GS}}}{n_{\text{GS}}kT}\right) \frac{dV_{\text{GS}}}{dt}\right], \quad (45)$$

$$I_{D8} = \frac{qN_{\text{GS}0}}{2\tau_{\text{r}}}\left[\exp\left(\frac{qV_{\text{GS}}}{n_{\text{GS}}kT}\right) - 1\right], \quad (46)$$

$$I_{C7} = I_{C8} = \frac{qN_{\text{GS}0}}{2\tau_{\text{r}}}, \quad (47)$$

$$G_8 = q\zeta_2 \Theta_2 I_{T6}, \quad (48)$$

$$G_9 = q\chi_2 \Theta_2 I_{T3}, \quad (49)$$

$$G_{10} = \frac{q\alpha_{\text{GS}}}{\phi_{\text{GS}}[(V_{\text{m}} + \delta)^2]} (V_{\text{m}} + \delta)^2, \quad (50)$$

$$G_8 = I_{D7} + I_{D8} + I_{C7} + I_{C8} + G_9 + G_{10}. \quad (51)$$

Имеем также

$$2\tau_{\text{p}} \frac{dV_{\text{m}}}{dt} + V_{\text{m}} = \frac{\tau_{\text{p}}\alpha_{\text{ES}}}{\phi_{\text{ES}}(S)} (V_{\text{m}} + \delta) - \frac{\delta}{2}$$

$$+ \frac{\tau_{\text{p}}\alpha_{\text{GS}}}{\phi_{\text{GS}}(S)} (V_{\text{m}} + \delta) - \frac{\delta}{2} + \frac{\tau_{\text{p}}\beta N_{\text{ES}}}{\tau_{\text{r}}(V_{\text{m}} + \delta)} + \frac{\tau_{\text{p}}\beta N_{\text{GS}}}{\tau_{\text{r}}(V_{\text{m}} + \delta)}, \quad (52)$$

$$C_{\text{ph}} = 2\tau_{\text{p}}, \quad R_{\text{ph}} = 1, \quad (53)$$

$$G_{11} = \frac{\tau_{\text{p}}\beta N_{\text{ES}}}{\vartheta\tau_{\text{r}}(V_{\text{m}} + \delta)}, \quad (54)$$

$$G_{12} = \frac{\tau_{\text{p}}\beta N_{\text{GS}}}{\tau_{\text{r}}(V_{\text{m}} + \delta)}, \quad (55)$$

$$G_{13} = \frac{\tau_{\text{p}}\alpha_{\text{GS}}}{\phi_{\text{GS}}(S)} (V_{\text{m}} + \delta) - \frac{\delta}{2}, \quad (56)$$

$$G_{14} = \frac{\tau_{\text{p}}\alpha_{\text{GS}}}{\phi_{\text{GS}}(S)} (V_{\text{m}} + \delta) - \frac{\delta}{2}, \quad (57)$$

$$C_{\text{ph}} \frac{dV_{\text{m}}}{dt} + \frac{V_{\text{m}}}{R_{\text{ph}}} = G_{11} + G_{12} + G_{13} + G_{14}, \quad (58)$$

$$\vartheta = \frac{S}{P_{\text{out}}} = \frac{\lambda\tau_{\text{p}}}{\eta_c V_{\text{a}}hc}, \quad (59)$$

$$\alpha_{\text{GS}} = \frac{2.35\sqrt{2\pi}e^2\hbar|P_{\text{cv}}^\sigma|^2}{cn_r\epsilon_0 m_0^2 E_{\text{GS}}} \frac{1}{I_0} \left(\frac{N_{\text{GS}}}{N_{\text{D}}V_{\text{a}}D_{\text{GS}}} - 1\right) \frac{c}{n_r} \Gamma N_{\text{D}}D_{\text{GS}}, \quad (60)$$

$$\alpha_{\text{ES}} = \frac{2.35\sqrt{2\pi}e^2\hbar|P_{\text{cv}}^\sigma|^2}{cn_r\epsilon_0 m_0^2 E_{\text{ES}}} \frac{1}{I_0} \left(\frac{N_{\text{ES}}}{N_{\text{D}}V_{\text{a}}D_{\text{ES}}} - 1\right) \frac{c}{n_r} \Gamma N_{\text{D}}D_{\text{ES}}, \quad (61)$$

$$\phi_{\text{ES}}(S) = 1 + \frac{\epsilon_{\text{mES}}\Gamma S}{V_{\text{a}}}, \quad (62)$$

$$\phi_{\text{GS}}(S) = 1 + \frac{\epsilon_{\text{mGS}}\Gamma S}{V_{\text{a}}}, \quad (63)$$

$$\Theta_1 = \frac{\tau_{\text{qr}}}{q}, \quad \Theta_2 = \frac{2\tau_{\text{r}}}{q}, \quad N_{\text{q}} = \Theta_1 I_{T3}, \quad N_{\text{ES}} = \Theta_2 I_{T6}, \quad N_{\text{GS}} = \Theta_2 I_{T8}, \quad (64)$$

Здесь η_c – коэффициент связи для выходной мощности.

В этих соотношениях E_{out} связано с V_{m} в выходной мощности P_{out} следующим уравнением:

$$P_{\text{out}} = E_{\text{out}} = (V_{\text{m}} + \delta)^2. \quad (65)$$

С учетом вышеприведенных уравнений можно получить эквивалентную схему, показанную на рис.2. В этой схеме p и n – электрические выводы для КТОСА-лазера, а P_{out} – вывод, выходное напряжение на котором может определять выходную мощность лазера. Для носителей SCH операции накопления заряда и захвата носителей осуществляются с помощью источников тока D_1 , D_2 и I_{C1} , I_{C2} соответственно. С помощью источников тока D_3 , D_4 можно моделировать накопление заряда в WL, а источники тока I_{C3} , I_{C4} отвечают за эмиссию из этого слоя, в то время как G_2 объясняет эффекты рекомбинации носите-

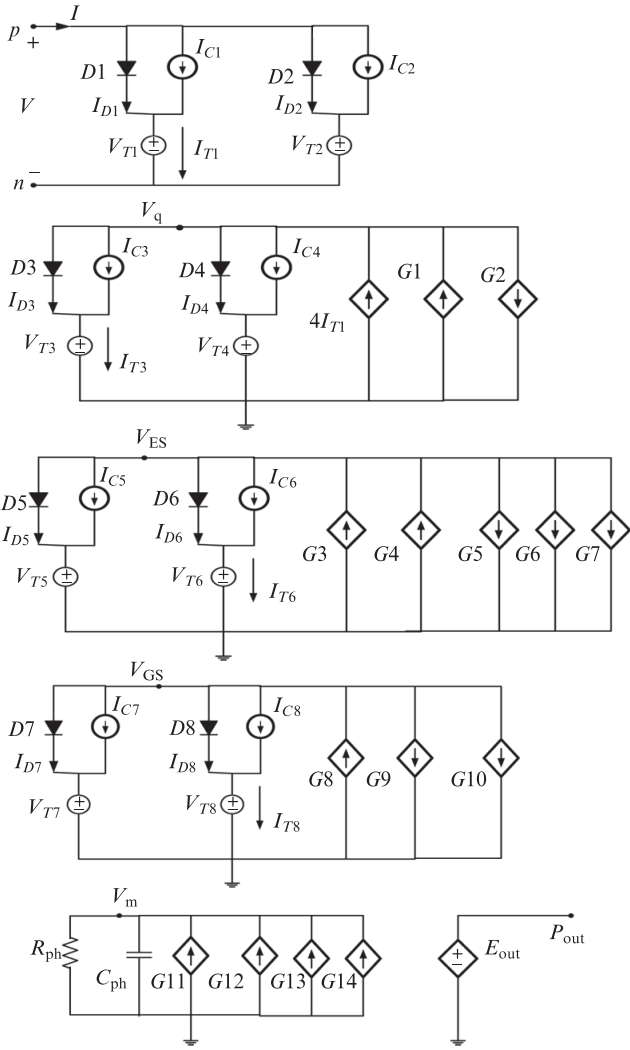


Рис.2. Моделирование схемы расчета скоростных уравнений для КТОСА-лазера с учетом возбужденного состояния.

лей. Источники тока $4I_{T1}$ и G_1 используются для объяснения эффектов захвата в WL. Для накопления заряда и эмиссии носителей из КТ в ES и GS в этой модели используются источники тока D_5, D_6 вместе с I_{C5}, I_{C6} и D_7, D_8 вместе с I_{C7}, I_{C8} . Проводимости G_3, G_6 и G_5 отвечают эффектам рекомбинации носителей и захвата носителей в WL, G_4 и G_7 представляют эффекты захвата носителей и индуцированной эмиссии в GS для этого КТОСА-лазера. Подобным образом G_8, G_9 и G_{10} представляют эффекты захвата носителей и индуцированной эмиссии в ES. Изменения концентрации фотонов со временем с учетом спонтанной и индуцированной эмиссий моделируются R_{ph} и C_{ph} , они определяются G_{11}, G_{12} и G_{13}, G_{14} . Наконец, E_{out} равно выходной мощности лазера при фиксированном напряжении (см. (65)). При этом моделировании используются следующие типичные параметры [3, 9–11]. Параметры материала КТ таковы: $\tau_s = 6$ нс, $\tau_{sr} = 4.5$ нс, $\tau_{qr} = 3$ нс, $\tau_{c0} = 1$ пс, $\tau_{d0} = 7$ пс, $\tau_r = 2.8$ нс, $E_{GS} = 0.96$ эВ, $E_{ES} = 1.04$ эВ, $\Delta = 0.35$ эВ, $\Gamma_0 = 20$ мэВ, расстояние между энергетическими уровнями состояний SCH и WL – 84 мэВ, среднее расстояние между энергетическими уровнями состояний WL и ES – 100 мэВ, ES и GS – 80 мэВ. Параметры лазера таковы: длина активной области $L_{ca} = 900$ мкм, толщина слоя SCH $H_b = 90$ нм, толщина слоя WL $H_{WL} = 1$ нм, $W = 10$ мкм, $V_a = 2.2 \times 10^{-16}$ м³, $N_d = 5 \times$

10^{10} см⁻², $N_D = 6.3 \times 10^{22}$ м⁻³, $\Gamma = 0.06$, $\alpha_i = 1$ см⁻¹, $\beta = 10^{-4}$, $\eta_c = 0.449$, $n_s = n_q = n_{GS} = n_{ES} = 2$, $R_1 = 30\%$, $R_2 = 90\%$.

4. Результаты моделирования

С помощью предложенной модели и имитатора схемы HSPICE исследовано поведение КТОСА-лазеров. Результаты показаны на рис.3. Видно, что большим пороговым токам соответствуют большие времена действия захвата. Это сопровождается уменьшением наклона кривых выходной мощности, что означает уменьшение квантового выхода при увеличении времени действия. Физически такой эффект обусловлен фоновым узким горлом в лазерах на КТ. В отличие от [9], в настоящей работе мы рассматриваем возбужденные состояния в КТ, и следовательно, учитываем эффекты рассасывания носителей из GS в ES и из ES в WL, которыми пренебрегают в [9]. С другой стороны, из-за механизма рассасывания носителей растет число носителей в WL, которые расходятся в виде безызлучательной рекомбинации, так что пороговый ток увеличивается, что также может учитываться в динамической характеристике лазера. Таким образом, при больших временах релаксации τ_{d0} частотная характеристика ухудшается, и КТОСА-лазер может иметь меньшую ширину полосы частот (рис.4).

На рис.5 показаны результаты моделирования ватт-амперной характеристики КТОСА-лазера с учетом влияния неоднородного уширения, которое вызвано разбросом размеров КТ [3]. Из рис.5 видно, что хотя при большем коэффициенте Γ_0 требуется больший пороговый ток (или большие токи инжекции), внешний квантовый выход не имеет заметных изменений. Другими словами, при более высоком Γ_0 выходная мощность лазера уменьшается. Действительно, при увеличившемся коэффициенте Γ_0 имеет место более высокая вероятность заполнения при лазерной генерации, так что времена релаксации увеличиваются и выходная мощность уменьшается. Этот эффект также исследован для динамической характеристики КТОСА-лазера (рис.6). Результаты моделирования показывают, что при более высоких коэффициентах неоднородного уширения частотная характеристика лазера ухудшается.

Влияние времени рекомбинации носителей в КЯ τ_{qr} , которое зависит от качества кристалла КЯ, на ватт-амперные характеристики лазера показано на рис.7. По

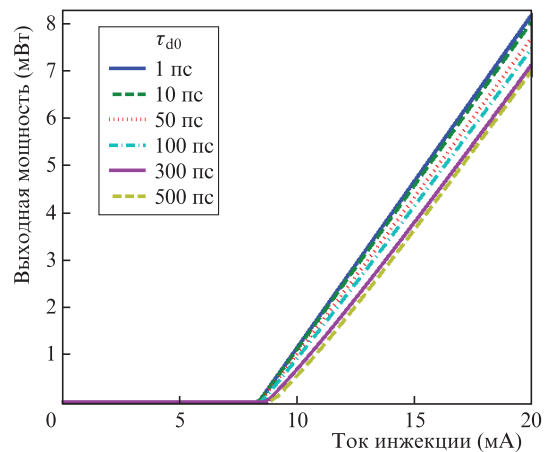


Рис.3. Ватт-амперные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях τ_{d0} ; $\tau_r = 2.8$ нс, $\tau_{qr} = 0.5$ нс, $\tau_{c0} = 10$ пс.

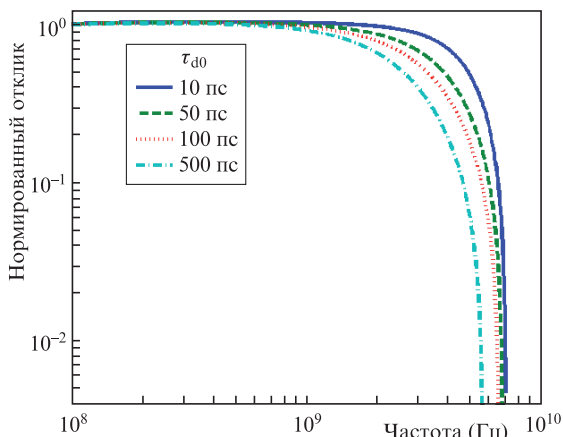


Рис.4. Частотные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях τ_{d0} ; $\tau_r = 2.8$ нс, $\tau_{qr} = 3$ нс, $\tau_{c0} = 10$ пс.

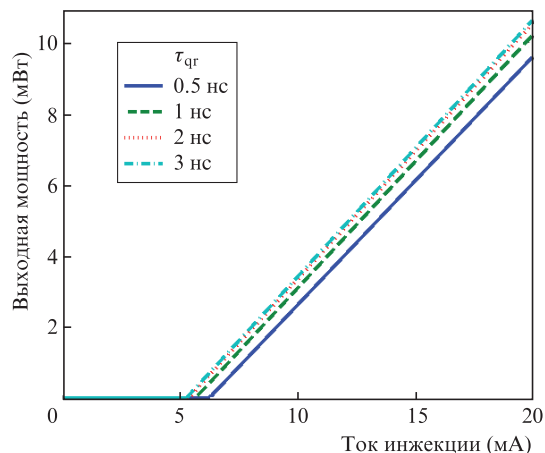


Рис.7. Ватт-амперные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях τ_{qr} ; $\tau_r = 2.8$ нс, $\tau_{c0} = 10$ нс, $\tau_{d0} = 7$ пс.

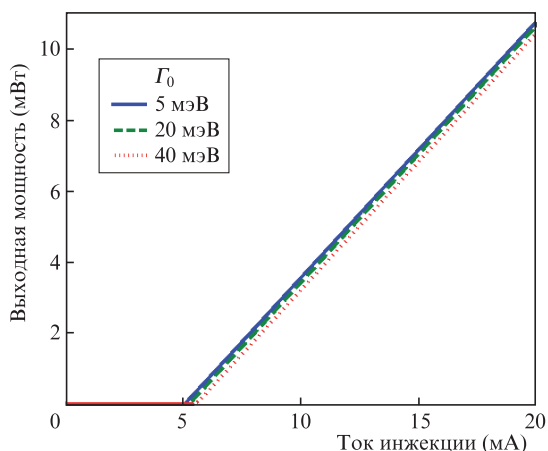


Рис.5. Ватт-амперные характеристики КТОСА-лазера с учетом возбужденного состояния при различных значениях Γ_0 ; $\tau_r = 2.8$ нс, $\tau_{qr} = 3$ нс, $\tau_{c0} = 10$ нс, $\tau_{d0} = 7$ пс.

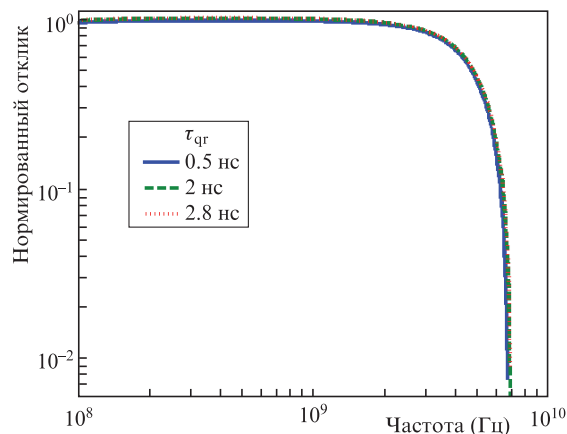


Рис.8. Модуляционные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях τ_{qr} ; $\tau_r = 2.8$ нс, $\tau_{c0} = 10$ нс, $\tau_{d0} = 7$ пс.

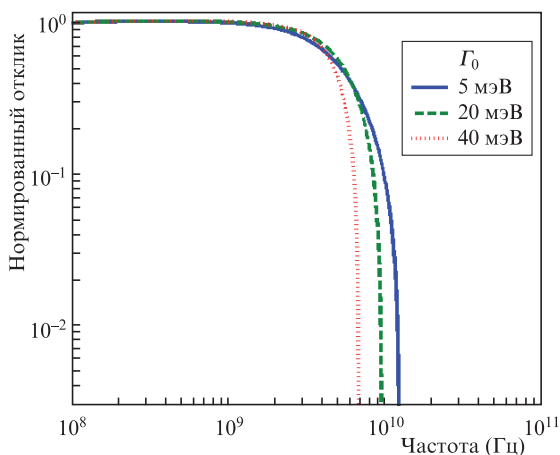


Рис.6. Частотные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях Γ_0 ; $\tau_r = \tau_{qr} = 2.8$ нс.

мере уменьшения τ_{qr} носители имеют больше возможностей для безызлучательной рекомбинации вне КТ, что приводит к снижению внешнего квантового выхода. Из рис.7 видно, что с уменьшением τ_{qr} возрастает пороговый ток. Влияние рекомбинации носителей в состоянии WL на малосигнальную частотную характеристику лазера показано на рис.8. Видно, что рекомбинация носителей в

состоянии WL не оказывает существенного влияния на модуляционную характеристику. На рис.9 показано влияние времени рекомбинации носителей внутри КТ τ_r на ватт-амперную характеристику. Несмотря на то что влияние τ_r на пороговый ток значительно, на внешний квантовый выход это время не оказывает существенного влияния. Влияние τ_r на частотную характеристику показано на рис.10. Важно отметить, что уменьшение τ_r с 2.8 до 0.5 нс приводит к ухудшению частотной характеристики.

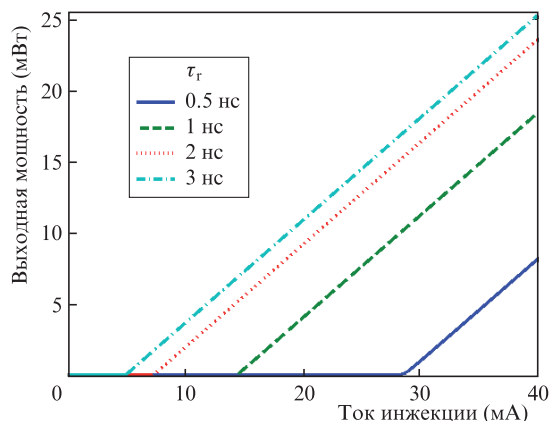


Рис.9. Ватт-амперные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях τ_r .

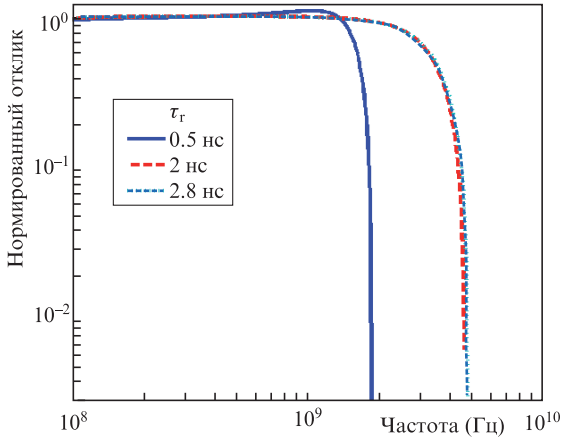


Рис.10. Модуляционные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях τ_r .

Следовательно, чтобы не допустить влияния фонового узкого горла на частотную характеристику, время действия рекомбинации внутри КТ τ_r должно быть намного больше времени релаксации носителей, которое составляет несколько пикосекунд.

Влияние на ватт-амперную характеристику времени рассасывания носителей из основного состояния GS в возбужденное состояние ES и из него в состоянии WL показано на рис.11. С уменьшением времени рассасывания число носителей в состоянии WL N_q возрастает. Эти носители обычно участвуют в безызлучательной рекомбинации с временем действия τ_{qr} , что и приводит к увеличению порогового тока. Обычно чем больше снижается τ_{qr} , тем больше возрастает пороговый ток. Из рис.12 видно, что по мере уменьшения времени рассасывания носителей из основного состояния в возбужденное и из возбужденного состояния в слой WL частотная характеристика ухудшается.

На рис.13 показаны частотные характеристики при различных значениях коэффициента охвата КТ ξ . Видно, что увеличение ξ в результате роста объемной плотности КТ N_D приводит к уменьшению вероятностей P_{GS} и P_{ES} , при этом скорость релаксации носителей внутри GS и ES возрастает, что в конечном итоге приводит к увеличению ширины полосы частот на уровне 3 дБ. На рис.14 показаны

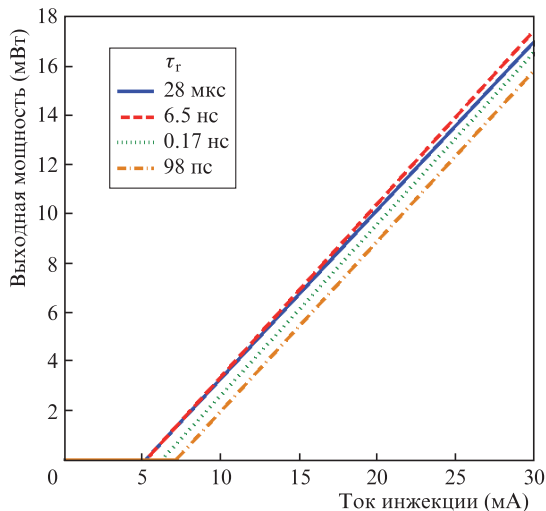


Рис.11. Ватт-амперные характеристики КТОСА-лазера при различных временах рассасывания носителей из GS в ES и из ES в WL.

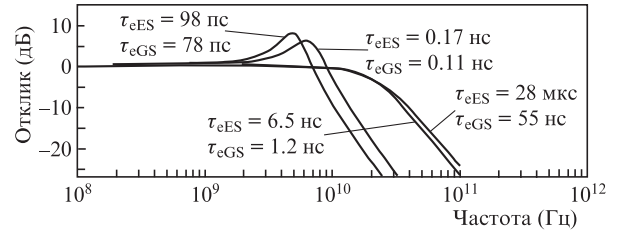


Рис.12. Модуляционные характеристики КТОСА-лазера при различных временах рассасывания носителей из GS в ES и из ES в WL.

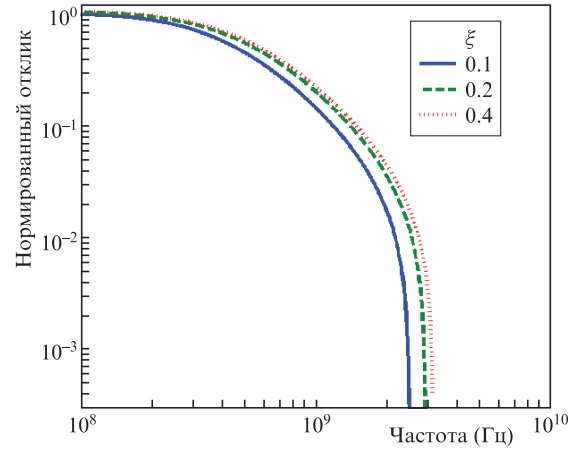


Рис.13. Модуляционные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях коэффициента охвата; $\Gamma_0 = 20$ мЭВ, время релаксации 100 пс.

ны частотные характеристики при различных значениях коэффициента охвата, $\Gamma_0 = 5$ мЭВ и времени релаксации 1 пс. Для достижения высокоскоростной (более 10 ГГц) модуляции необходимо уменьшить время релаксации примерно до 1 пс, увеличить коэффициент охвата КТ и уменьшить неоднородное уширение.

На рис.15 показаны ватт-амперные характеристики лазера при различных длинах резонатора L . Увеличение L приводит к снижению потерь и увеличению выходной мощности. На рис.16 представлены модуляционные характеристики при различных значениях высоты КТ. Видно, что с ее уменьшением ширина полосы частот модуляции увеличивается. Причина этого может заключаться в

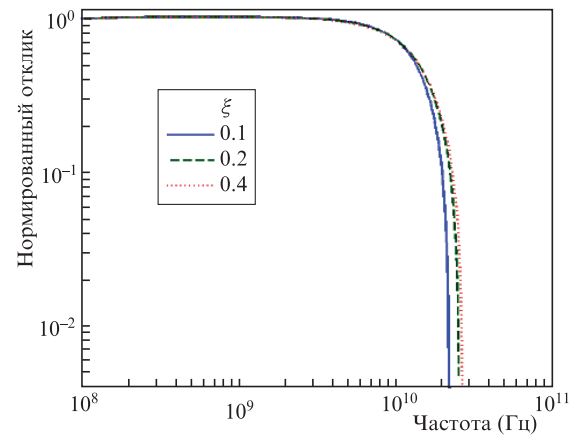


Рис.14. Модуляционные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях коэффициента охвата; $\Gamma_0 = 5$ мЭВ, время релаксации 1 пс.

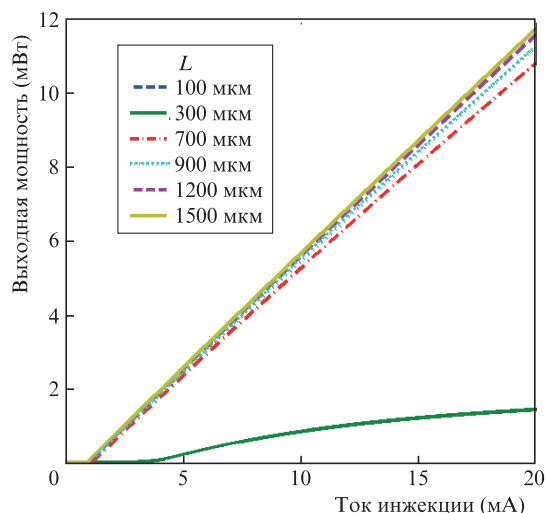


Рис.15. Ватт-амперные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях длины резонатора.

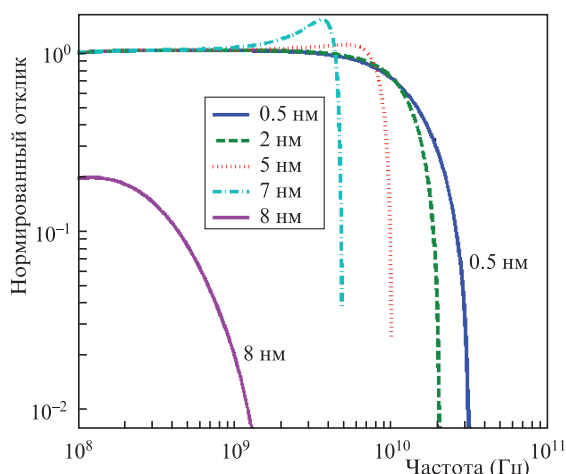


Рис.16. Модуляционные характеристики КТОСА-лазера при различных значениях высоты КТ.

повышении локализации носителей внутри КТ в направлении роста (по оси z), что, в свою очередь, приводит к увеличению скорости индуцированной эмиссии. На рис.17 показано влияние ширины полоскового контакта лазерного резонатора на частотную характеристику. С уменьшением ширины полоски резонатора полоса частот модуляции увеличивается. Действительно, уменьшение ширины полоскового контакта лазерного резонатора и, следовательно, уменьшение ширины активной области могут обеспечить более высокую скорость полного захвата, что приводит к росту ширины полосы частот модуляции.

5. Выводы

С использованием предложенной модели эквивалентной схемы проведено моделирование КТОСА-лазера на InGaAs/GaAs с учетом роли ES в активной области. С помощью имитатора схемы рассчитаны важные параметры лазера, такие как ватт-амперная и модуляционная характеристики. Установлено, что при больших временах захвата пороговый ток возрастает, в то время как выходная мощность, ширина полосы излучения лазера и квантовый выход уменьшаются. Показано, что увеличение коэффи-

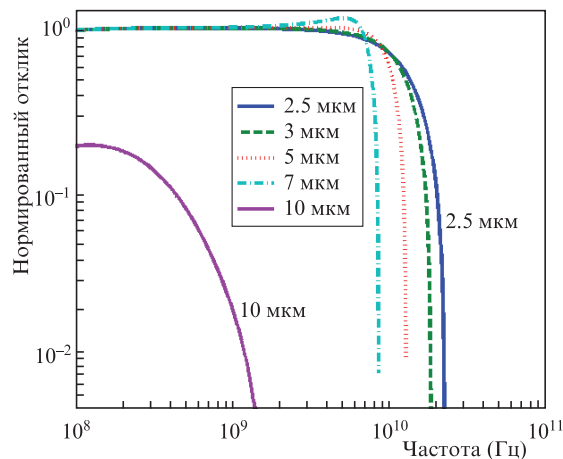


Рис.17. Модуляционные характеристики КТОСА-лазера при различных ширинах полоскового контакта лазерного резонатора.

циента охвата КТ, длины резонатора и уменьшение неоднородного уширения приводят к увеличению выходной мощности. Кроме того, увеличение коэффициента охвата КТ, уменьшение неоднородного уширения и времени релаксации могут привести к увеличению ширины полосы частот. Показано, что уменьшение времени рекомбинации состояния WL ведет к снижению внешнего квантового выхода и к увеличению порогового тока, но не оказывает существенного влияния на модуляционную характеристику. Уменьшение же времени рекомбинации внутри КТ не только увеличивает пороговый ток, но и уменьшает ширину полосы частот модуляции. Уменьшение времени рассасывания носителей из состояния GS в ES и из ES в WL также увеличивает пороговый ток и ухудшает частотную характеристику. Сделано предположение, что уменьшение высоты КТ и ширины полоски лазерного резонатора увеличивают ширину полосы частот модуляции.

1. Fiore A., Markus A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43** (4), 287 (2007).
2. Grundmann M. *Nano-Optoelectronics, Concepts, Physics and Devices* (New York: Springer, 2002).
3. Sugawara M., in: *Semiconductors and Semimetals* (San Diego, CA: Academic, 1999, Vol. 60).
4. Sugawara M., Mukai K., Shoj H. *Appl. Phys. Lett.*, **71** (19), 2791 (1997).
5. Sugawara M., Hatori N., et al. *J. Appl. Phys.*, **97** (4), 43523 (2005).
6. Ohnesorge B., Albrecht M., Oshinowo J., Forchel A., Arakawa Y. *Phys. Rev. B*, **54** (16), 11532 (1996).
7. Ahmadi V., Yavari M.H. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **17** (5), 1153 (2011).
8. Sugawara M., Mukai K., Nakata Y., Ishikawa H., Sakamoto A. *Phys. Rev. B*, **61** (11), 7595 (2000).
9. Ahmadi V., Yavari M.H. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15** (3), 774 (2009).
10. Gioannini M., Sevega A., Montrosset I. *Opt. Quantum Electron.*, **38**, 381 (2006).
11. Gioannini M., Montrosset I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43**, 941 (2007).
12. Markus A., Chen J.X., Gauthier-Lafaye O., Provost J.G., et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **9** (5), 1308 (2003).
13. Grillot F., Veselinov K., Gioannini M., Montrosset I., Even J., Piron R., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45** (7), 872 (2009).
14. Sugawara M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3283**, 88 (1998).
15. Berg T., Bischoff S., Magnusdottir I., Mork J.R. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **13** (6), 541 (2001).
16. Tucker R.S., Pope D.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19** (7), 1179 (1983).
17. Katz J., Margalit S., Harder C., Wilt D., Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17** (1), 4 (1981).
18. Mena P.V., Kang S.M., DeTemple T.A. *J. Lightwave Technol.*, **15** (4), 717 (1997).