

# Улучшение динамики лазера на квантовых точках с туннельной инжекцией в условиях обратной связи\*

Ф.Асади, А.Зарифкар

*Исследовано влияние оптической обратной связи на динамику полупроводникового лазера на квантовых точках (КТ) с туннельной инжекцией (ТИ). В предположении малой длины внешнего резонатора на основе анализа малого сигнала рассчитан модуляционный отклик лазера на КТ с ТИ при наличии оптической обратной связи. Исследовано влияние вероятности туннелирования, плотности тока инжекции, коэффициента обратной связи, длины внешнего резонатора и фактора спектрального уширения линии на модуляционный отклик лазера с ТИ. При рассмотрении оптической обратной связи проведено сравнение по модуляционному отклику обычных лазеров на квантовых точках и лазеров на КТ с ТИ. Результаты демонстрируют возможность улучшения параметров лазера (ширины спектральной полосы, частоты релаксации) при оптимальном выборе коэффициента обратной связи и длины внешнего резонатора.*

**Ключевые слова:** модуляционный отклик, лазер на квантовых точках, туннельная инжекция.

## 1. Введение

В последние десять лет лазерам на квантовых точках (КТ) уделялось значительное внимание из-за их хороших характеристик, обусловленных трехмерным ограничением носителей в активной зоне и дискретной природой плотности состояний. Основными достоинствами лазеров на КТ являются низкий пороговый ток [1, 2], нечувствительность к температуре [3–6], широкая спектральная полоса модуляции [7, 8] и малость чирпа [9, 10]. Одним из главных недостатков лазеров на КТ является проблема горячих носителей, которые ограничивают скорость модуляции [11]. Чтобы смягчить проблемы, связанные с горячими носителями в активной зоне, был предложен лазер на квантовых точках с туннельной инжекцией (ТИ) [11]. В лазере на КТ с ТИ носители туннелируют из резервуара прямо в основное состояние активных частиц. Таким образом, путем инжекции носителей в основное состояние некоторые характеристики, такие как ширина полосы модуляции лазера, удается улучшить, а некоторые вредные эффекты, например частотный чирп, уменьшить [11]. При использовании лазера в устройствах волоконной оптики возникает обратная связь из-за наличия торца волокна или волоконного коннектора. Даже слабое отражение света обратно в диодный лазерный модуль можно рассматривать во многих ситуациях как источник неустойчивости. С другой стороны, наличие обратной связи может улучшить модуляционные характеристики и уменьшить интенсивность шума [12]. В 2012 г. авторы [13] исследовали первые три моды внешнего резонатора с использова-

нием бифуркационной диаграммы лазеров на КТ с оптической обратной связью. Путем расчета первой бифуркации Хопфа они пришли к выводу, что критический уровень обратной связи пропорционален коэффициенту затухания на частоте генерации и имеет обратную зависимость от фактора спектрального уширения линии. Влияние внешней оптической обратной связи на фактор спектрального уширения линии полупроводниковых лазеров исследовалось в 2013 г. в работе [14], авторы которой показали, что имеется сильная корреляция между внешней оптической обратной связью и фактором спектрального уширения линии. В работе [15] продемонстрировано, что увеличение оптической обратной связи лазера на КТ приводит к излучению из возбужденного состояния в одну моду, тогда как обычно при достижении порога такие лазеры одновременно излучают из основного и возбужденного состояний. Частотный чирп в лазерах на КТ с самоинжекцией исследовался в [16]. Путем вычислений установлено, что отношение чирпа к мощности чувствительно к условиям оптической обратной связи при любой частоте модуляции; также показано, что модуляционные свойства лазера можно улучшить при малой длине внешнего резонатора.

В настоящей работе мы впервые рассматриваем лазеры на КТ с ТИ с внешней оптической обратной связью и демонстрируем влияние различных параметров, таких как коэффициент обратной связи, вероятность туннелирования, плотность тока и фактор спектрального уширения линии, на модуляционный отклик этих лазеров.

## 2. Теоретический анализ

Гетероструктура лазера на КТ с ТИ на длину волны 1.3 мкм, динамика носителей и фотонов в активной области и основная схема ТИ-лазера с внешней оптической обратной связью показаны на рис.1. Активная область содержит пять слоев КТ из InGaAs между барьерами GaAs, а также барьерный слой AlGaAs и слой InGaAs, представляющий собой квантовую яму (КЯ). Лазер использует

\* Перевод с англ. В.Л.Дербова.

F.Asadi, A.Zarifkar. Department of Communications and Electronics, School of Electrical and Computer Engineering, Shiraz University, Shiraz, Iran; e-mail: zarifkar@shirazu.ac.ir

Поступила в редакцию 12 июля 2016 г., после доработки – 31 августа 2016 г.

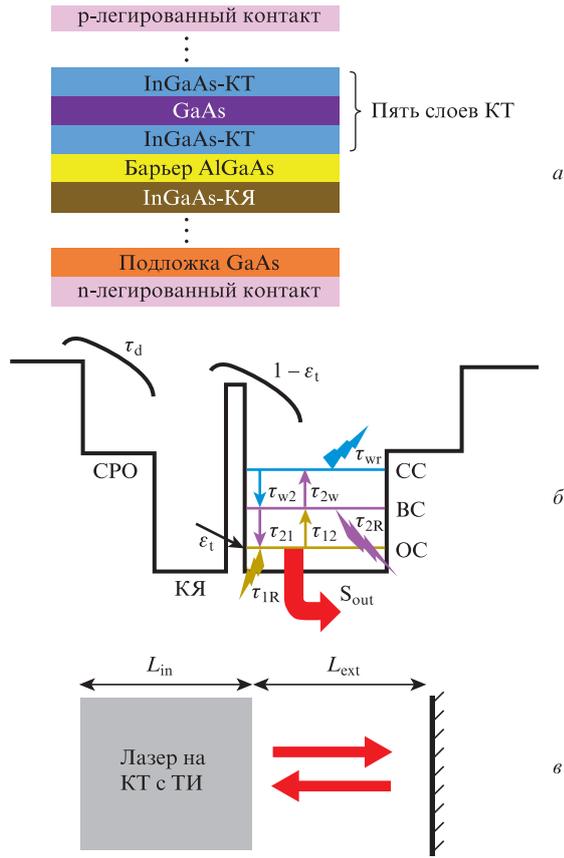


Рис.1. Структура лазера на КТ с ТИ ( $\lambda = 1,3$  мкм) (а), динамика носителей и фотонов в активной области лазера [17] (б) и лазер на КТ с ТИ в условиях внешней оптической обратной связи (в);  $L_{in}$  и  $L_{ext}$  – длины лазерного резонатора и внешнего резонатора обратной связи,  $S_{out}$  – выходная интенсивность, остальные обозначения см. в тексте.

ансамбль КТ одинаковой формы и размера, каждая из которых имеет два уровня энергии, соответствующих основному и возбужденному состояниям.

Группа носителей (рис.1,б), инжектируемых в слой раздельного ограничения (СРО), туннелирует в основное состояние (ОС) (фактор туннелирования  $\epsilon_t$ ), остальные носители проходят через барьер в смачивающий слой (СС) и, в конечном счете, релаксируют в ОС через возбужденное состояние (ВС). Мы используем следующую систему уравнений баланса для описания динамики носителей, фотонов [17] и фазы оптического пучка в лазере на КТ с ТИ с оптической обратной связью [12]:

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} = \frac{J}{qL_s} - \epsilon_t \frac{N_s}{\tau_t} (1-f) - (1-\epsilon_t) \frac{N_s}{\tau_d}, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial N_w}{\partial t} = (1-\epsilon_t) \frac{N_s L_s}{\tau_t L_w} - \frac{N_w}{\tau_{w2}} (1-h) + \frac{N_w h}{\tau_{2w}} - \frac{N_w}{\tau_{wr}}, \quad (1б)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (N_Q h)}{\partial t} &= (1-h) \frac{N_w}{\tau_{w2}} - \frac{N_w h}{\tau_{2w}} - \frac{N_Q h}{\tau_{21}} (1-f) \\ &+ \frac{N_Q f}{\tau_{12}} (1-h) - \frac{N_Q h}{\tau_{2R}}, \end{aligned} \quad (1в)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (N_Q f)}{\partial t} &= \frac{N_s L_s \epsilon_t}{\tau_t L_w} (1-f) - \frac{N_Q}{\tau_{1R}} f^2 - V_g g_1 (2f-1) S_1 \\ &+ \frac{N_Q h}{\tau_{21}} (1-f) - \frac{N_Q f}{\tau_{12}} (1-h), \end{aligned} \quad (1г)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial S_1}{\partial t} &= \Gamma V_g g_1 (2f-1) S_1 - \frac{S_1}{\tau_p} + \frac{2\beta N_Q f}{\tau_{1R}} \\ &+ \frac{2K_C}{\tau_{in}} \sqrt{S_1(t) S_1(t-t_{ext})} \cos(\Delta\phi), \end{aligned} \quad (1д)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t} &= \frac{\alpha_H}{2} \left[ \Gamma V_g g_1 (2f-1) - \frac{1}{\tau_p} \right] \\ &- \frac{K_C}{\tau_{in}} \sqrt{S_1(t-t_{ext})/S_1(t)} \sin(\Delta\phi). \end{aligned} \quad (1е)$$

В этих уравнениях  $N_s$  и  $N_w$  – плотности числа носителей в СРО и СС;  $N_Q$  – объемная плотность КТ;  $q$  – заряд электрона;  $S_1$  – плотность числа фотонов;  $J$  – плотность тока;  $L_s$  и  $L_w$  – толщины СРО и СС;  $\epsilon_t$  принимает постоянное значение между 0 и 1;  $\tau_t$  и  $\tau_d$  – постоянные времена туннелирования и диффузии в СРО;  $f$  и  $h$  – вероятности заселения электроном ОС и ВС;  $\tau_{w2}$  и  $\tau_{2w}$  – время релаксации электронов из СС в ВС и время ухода электронов из ВС в СС;  $\tau_{21}$  и  $\tau_{12}$  – время электронной релаксации из ВС в ОС и время ухода электронов из ОС в ВС;  $\tau_{wr}$ ,  $\tau_{2R}$  и  $\tau_{1R}$  – времена жизни спонтанного излучения в СС, ВС и ОС;  $g_1$  – максимальное дифференциальное усиление для ОС;  $V_g$  – групповая скорость;  $\Gamma$  – фактор ограничения;  $\tau_p$  – время жизни фотона;  $\beta$  – фактор спонтанной эмиссии. Описание и значения всех параметров, используемых в данной модели, даны ниже [12, 17].

Вероятность туннелирования	0.95
Объемная плотность КТ ( $m^{-3}$ )	$2.5 \times 10^{23}$
Групповая скорость (м/с)	$8.57 \times 10^7$
Фактор спонтанной эмиссии	$10^{-5}$
Время релаксации электрона из СС в ВС $\tau_{w2}^*$ (с)	$10^{-12}$
Время спонтанного излучения в ОС $\tau_{1R}$ (с)	$0.7 \times 10^{-9}$
Время спонтанного излучения в ВС $\tau_{2R}$ (с)	$0.7 \times 10^{-9}$
Время спонтанного излучения в СС $\tau_{wr}$ (с)	$0.7 \times 10^{-9}$
Время электронной релаксации из ВС в ОС $\tau_{21}^{**}$ (с)	$8 \times 10^{-12}$
Время диффузии в СРО (с)	$0.3 \times 10^{-12}$
Разность уровней энергии между СС и ВС $\Delta E_{w2}$ (мэВ)	40
Разность уровней энергии между ВС и ОС $\Delta E_{21}$ (мэВ)	50
Время жизни фотона (с)	$12 \times 10^{-12}$
Модовое усиление $\Gamma g_1$ ( $m^{-1}$ )	1100
Толщина СРО (м)	$10^{-9}$
Толщина СС	$10^{-9}$
Отражательная способность граней $R_1$	0.33
Длина внешнего резонатора (см)	0.35
Показатель преломления во внешнем резонаторе $n_{ext}$	1.5
Фактор спектрального уширения линии $\alpha_H$	1

В уравнениях (1д) и (1е) величина оптической обратной связи определяется следующим выражением [12]:

$$K_C = \frac{1-R_1}{\sqrt{R_1}} \sqrt{F_{ext}}, \quad (2)$$

здесь  $R_1$  – отражательная способность граней лазера и  $F_{ext}$  – коэффициент обратной связи, определяемый как отношение возвращаемой мощности к излучаемой. В последних двух балансных уравнениях

\* Время ухода электронов из ВС в СС  $\tau_{2w} = \tau_{w2} \exp(\Delta E_{w2}/k_B T)$ .  
 \*\* Время ухода электронов из ОС в ВС  $\tau_{12} = \tau_{21} \exp(\Delta E_{21}/k_B T)$ .

$$\Delta\phi = \omega_0\tau_{\text{ext}} + \phi(t) - \phi(t - t_{\text{ext}}) \quad (3)$$

– изменение фазы поля [12], где  $\omega_0$  – центральная частота фотонов в резонаторе, а времена обхода лазерного резонатора  $\tau_{\text{in}}$  и внешнего резонатора обратной связи  $t_{\text{ext}}$  выражаются как [18]

$$t_{\text{ext}} = 2L_{\text{ext}}n_{\text{ext}}/c, \quad (4)$$

$$\tau_{\text{in}} = 2L_{\text{in}}/V_g. \quad (5)$$

Для вычисления модуляционного отклика лазера на КТ с ТИ будем считать, что из-за модуляции плотности носителей фотоны и другие величины приобретают зависимость от времени малые добавки

$$N_s(t) = N_{sQ} + \delta N_s \exp(i\omega t), \quad (6a)$$

$$N_w(t) = N_{wQ} + \delta N_w \exp(i\omega t), \quad (6б)$$

$$h(t) = h_Q + \delta h \exp(i\omega t), \quad (6в)$$

$$f(t) = f_Q + \delta f \exp(i\omega t), \quad (6г)$$

$$S_{1Q}(t) = S_{1Q} + \delta S_1 \exp(i\omega t), \quad (6д)$$

$$\phi(t) = \phi_Q t + \delta\phi \exp(i\omega t). \quad (6е)$$

Для фазового члена имеем следующие соотношения [12]:

$$\cos(\Delta\phi) = P[1 + \alpha_H \delta\phi \exp(i\omega t)(1 - \exp(-i\omega t_{\text{ext}}))], \quad (7)$$

$$\sin(\Delta\phi) = P[-\alpha_H + \delta\phi \exp(i\omega t)(1 - \exp(-i\omega t_{\text{ext}}))], \quad (8)$$

$$P = (1 + \alpha_H^2)^{-1/2}. \quad (9)$$

Можно рассчитать стационарные значения ( $N_{sQ}$ ,  $N_{wQ}$ ,  $f_Q$ ,  $h_Q$ ,  $S_{1Q}$ ), решая систему уравнений (6) методом Рунге–Кутты. Пренебрегая квадратичными членами и членами более высоких степеней относительно малых сигналов в уравнениях баланса, получаем следующие линеаризованные уравнения:

$$\left(i\omega - \frac{f_Q \varepsilon_t}{\tau_t} + \frac{\varepsilon_t}{\tau_t} + \frac{1 - \varepsilon_t}{\tau_d}\right) \delta N_s - \frac{\varepsilon_t N_{sQ}}{\tau_t} \delta f = \frac{\delta J}{qL_s}, \quad (10a)$$

$$-\left[\frac{(1 - \varepsilon_t)L_s}{\tau_t L_w}\right] \delta N_s + \left(i\omega - \frac{h_Q - 1}{\tau_{w2}}\right) \delta N_w - \frac{N_{wQ}}{\tau_{w2}} \delta h = 0, \quad (10б)$$

$$-\left(\frac{1 - h_Q}{\tau_{w2} N_Q} - \frac{h_Q}{\tau_{2w} N_Q}\right) \delta N_w + \left(i\omega + \frac{N_{wQ}}{\tau_{w2} N_Q} + \frac{N_{wQ}}{\tau_{2w} N_Q} - \frac{f_Q - 1}{\tau_{21}} + \frac{f_Q}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{2R}}\right) \delta h - \left(\frac{h_Q}{\tau_{21}} + \frac{1 - h_Q}{\tau_{12}}\right) \delta f = 0, \quad (10в)$$

$$-\left[\frac{L_s \varepsilon_t (1 - f_Q)}{L_w \tau_t N_Q}\right] \delta N_s - \left(\frac{1 - f_Q}{\tau_{21}} + \frac{f_Q}{\tau_{12}}\right) \delta h + \left(i\omega + \frac{N_{sQ} L_s \varepsilon_t}{L_w \tau_t N_Q} + \frac{2}{N_Q} V_g g_1 S_{1Q} + \frac{h_Q}{\tau_{21}} \frac{h_Q - 1}{\tau_{12}} + \frac{2f_Q}{\tau_{1R}}\right) \delta f - \left[\frac{V_g g_1 (1 - 2f_Q)}{N_Q}\right] \delta S_1 = 0, \quad (10г)$$

$$-\left(2\Gamma V_g g_1 S_{1Q} + \frac{2\beta N_Q}{\tau_{2R}}\right) \delta f + \left[i\omega - \frac{PK_C}{\tau_{in}} (1 + \exp(-i\omega t_{\text{ext}}))\right] \delta S_1 - \left[\frac{2PS_{1Q} \alpha_H K_C}{\tau_{in}} (1 - \exp(-i\omega t_{\text{ext}}))\right] \delta\phi = 0, \quad (10д)$$

$$-(\alpha_H \Gamma V_g g_1) \delta f + \left[\frac{PK_C \alpha_H}{2\tau_{in} S_{1Q}} (1 - \exp(-i\omega t_{\text{ext}}))\right] \delta S_1 + \left[i\omega + \frac{K_C P}{\tau_{in}} (1 - \exp(-i\omega t_{\text{ext}}))\right] \delta\phi = 0. \quad (10е)$$

После преобразования Фурье уравнения баланса для малых сигналов записываются в виде линейных уравнений в матричной форме

$$\sum_{i=1}^6 [b_{mi}(\omega)]_{6 \times 6} [\delta X(\omega)]_{6 \times 1} = \left[\frac{\delta J(\omega)}{qL_s}\right]_{6 \times 1}, \quad X = N_s, N_w, h, f, S_1, \phi, \quad (11)$$

$$H(\omega) = \frac{\text{Det}[b'_{mi}]_{6 \times 6}}{\text{Det}[b_{mi}]_{6 \times 6}}. \quad (12)$$

Квадратная матрица  $[b_{mi}]_{6 \times 6}$  образована коэффициентами системы уравнений (10a)–(10e). Согласно (12), для расчета модуляционного отклика лазера на КТ с ТИ нужно найти определитель  $\text{Det}[b_{mi}]_{6 \times 6}$ , состоящий из элементов матрицы системы, в котором пятый столбец заменен на вектор  $[K_m]_{6 \times 1}$ . Этот вектор имеет все нулевые элементы, кроме  $m$ -го элемента, который равен 1. Решая уравнение (11), можно найти различные величины, описывающие лазер на КТ с ТИ. На основе этих расчетов в следующем разделе мы обсудим влияние различных параметров, таких как вероятность туннелирования и коэффициент обратной связи, на модуляционный отклик лазера на КТ с ТИ.

### 3. Результаты и их обсуждение

Для исследования модуляционного отклика и динамики лазера на КТ с ТИ под действием внешней оптической обратной связи прежде всего нужно определить его стационарные свойства путем решения уравнений баланса при постоянных токах инжекции. Заселенность ОС носителями и зависимость плотности числа фотонов от плотности тока инжекции без оптической обратной связи показаны на рис.2. Пороговая плотность тока  $J_{\text{th}}$  для генерации из ОС составляет  $0.4 \times 10^5 \text{ A/m}^2$ .

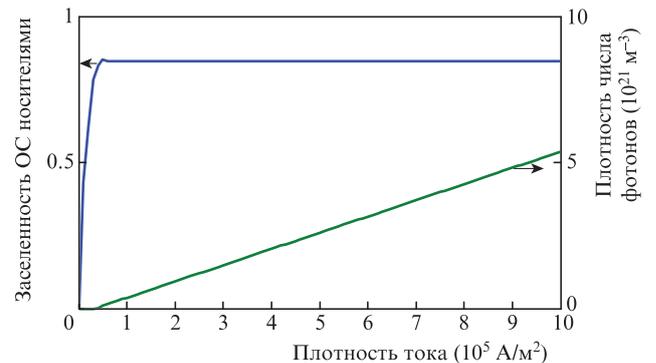


Рис.2. Зависимости заселенности ОС носителями и плотности числа фотонов от плотности тока инжекции для лазера на КТ с ТИ.

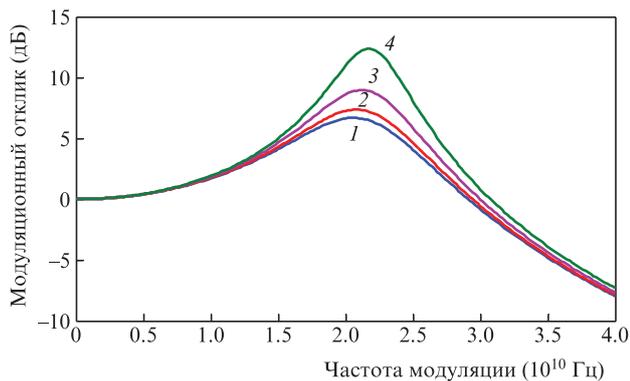


Рис.3. Влияние коэффициента обратной связи на модуляционный отклик лазера с ТИ в случае отсутствия обратной связи (1) и при  $F_{ext} = 10^{-4}$  (2),  $10^{-3}$  (3) и  $5 \times 10^{-3}$  (4).

Модуляционный отклик лазера на КТ с ТИ рассчитывался при трех значениях коэффициента обратной связи (рис.3). Расчеты показывают, что с повышением уровня обратной связи ширина полосы модуляции лазера на КТ с ТИ увеличивается. В наилучшем случае нашего моделирования при  $F_{ext} = 5 \times 10^{-3}$  ширина полосы модуляции увеличивалась до 33.92 ГГц, что согласуется с недавними теоретическими исследованиями модуляционного отклика лазеров на КТ [12].

На рис.4 показано влияние длины внешнего резонатора на модуляционный отклик лазера на КТ с ТИ при коэффициенте обратной связи  $F_{ext} = 10^{-3}$  и  $J = 3J_{th}$ . Ясно, что длина внешнего резонатора играет существенную роль в формировании фазы отраженной волны  $\omega t_{ext}$  и, следовательно, ширины полосы модуляции лазера на КТ с ТИ.

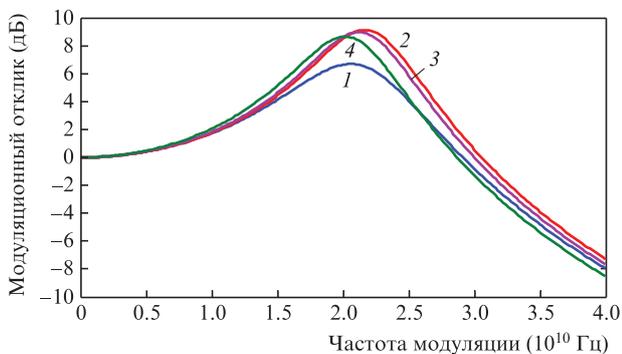


Рис.4. Влияние длины внешнего резонатора на модуляционный отклик при  $J = 3J_{th}$  в случае отсутствия обратной связи (1) и при  $F_{ext} = 10^{-3}$ ,  $L_{ext} = 0.20$  (2), 0.35 (3) и 0.45 см (4).

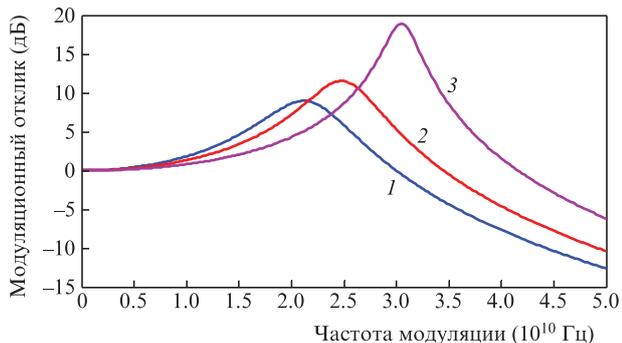


Рис.5. Модуляционный отклик лазера на КТ с ТИ при ФСУЛ = 1 (1), 3 (2) и 5 (3).

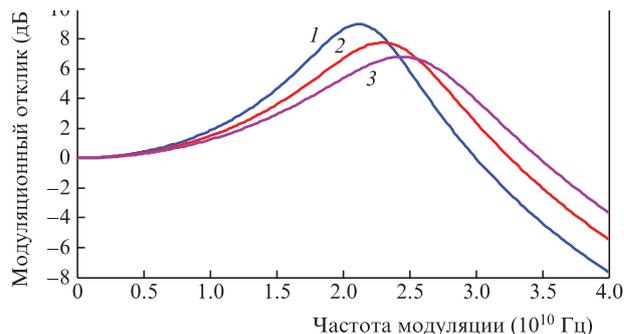


Рис.6. Модуляционный отклик при плотностях тока инжекции  $J = 3J_{th}$  (1),  $3.5J_{th}$  (2) и  $4J_{th}$  (3).

Для изучения влияния фактора спектрального уширения линии (ФСУЛ) на модуляционный отклик в лазере на КТ с ТИ мы построили график частотной зависимости модуляционного отклика при трех различных значениях ФСУЛ (рис. 5). Видно, что с увеличением ФСУЛ ширина полосы модуляции на уровне 3 дБ в лазере на КТ с ТИ возрастает. Максимальная ширина полосы модуляции достигается при ФСУЛ = 5, причем резонансная частота  $F_r$  в этом случае составляет 30 ГГц.

На рис.6 модуляционный отклик лазера на КТ с ТИ показан при трех различных плотностях тока инжекции. Результаты расчетов показывают, что частота релаксации и коэффициент затухания увеличиваются с ростом тока инжекции. При плотности тока инжекции около  $4J_{th}$  ширина полосы модуляционного отклика достигает максимума и составляет  $\sim 39$  ГГц.

Как следует из уравнений баланса, вероятность туннелирования также оказывает существенное влияние на модуляционный отклик лазеров на КТ с ТИ. Фактически, при увеличении вероятности туннелирования возрастает число носителей, инжектируемых в ОС. Влияние вероятности туннелирования на модуляционный отклик лазера на КТ с ТИ показано на рис.7. При  $\epsilon_t = 0.95$  достигается максимальный модуляционный отклик со спектральной шириной 33.27 ГГц.

На рис.8 приведены для сравнения модуляционный отклик обычного лазера на КТ при наличии обратной связи и отклик лазера на КТ с ТИ при  $\epsilon_t = 0.75$ . Видно, что ширины полос обычного лазера на КТ и лазера на КТ с ТИ при наличии обратной связи составляют  $\sim 23.8$  и  $\sim 32.1$  ГГц соответственно. Таким образом, в условиях стабильности и при наличии оптической обратной связи лазер на КТ с ТИ превосходит обычный лазер на КТ по ширине спектральной полосы модуляционного отклика.

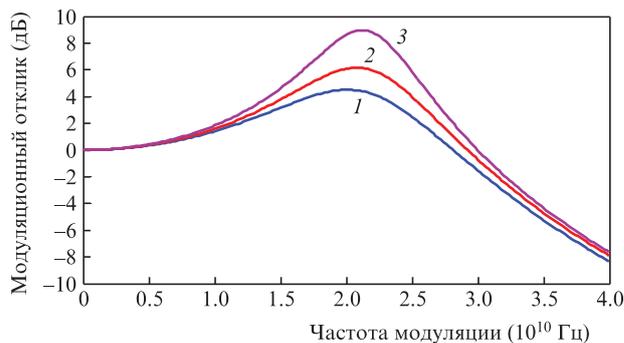


Рис.7. Модуляционный отклик при вероятностях туннелирования  $\epsilon_t = 0.75$  (1), 0.85 (2) и 0.95 (3).

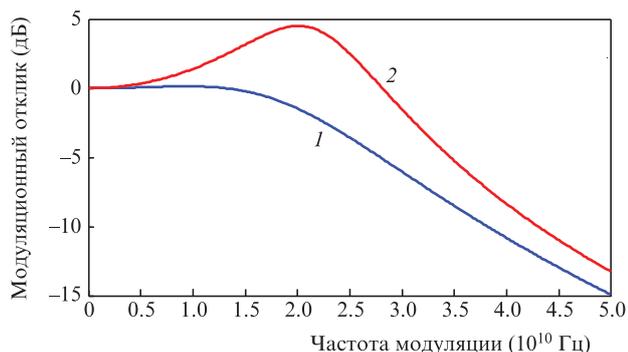


Рис.8. Сравнение модуляционных откликов обычного лазера на КТ (1) и лазера на КТ с ТИ (2).

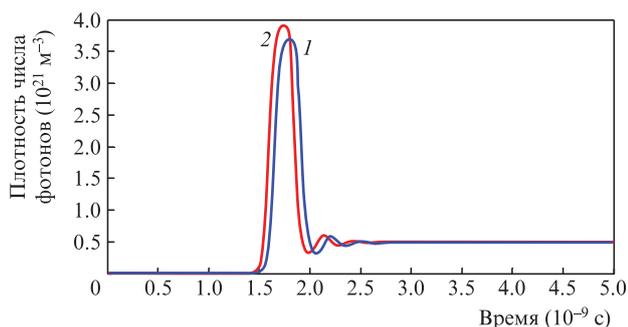


Рис.9. Временная зависимость плотности числа фотонов при  $J = 3J_{th}$  для лазера на КТ с ТИ без оптической обратной связи (1) и при ее наличии с  $F_{ext} = 10^{-3}$  (2).

Наконец, на рис.9 показана временная зависимость плотности числа фотонов в лазере на КТ с ТИ при  $J = 3J_{th}$  в режиме свободной генерации и при наличии оптической обратной связи с  $F_{ext} = 10^{-3}$ . Видно, что при наличии оптической обратной связи время задержки включения короче. Это свидетельствует об уменьшении времени жизни носителей заряда.

Таким образом, представлены новые результаты исследования модуляционного отклика лазера на КТ с ТИ с оптической обратной связью, полученные методом математического моделирования в приближении слабого сигнала. Численное решение системы уравнений баланса для числа носителей заряда, числа фотонов и фазы поля указывает на важную роль оптической обратной связи в формировании модуляционного отклика лазеров на КТ

с ТИ. Изучено влияние различных параметров, таких как коэффициент обратной связи, длина внешнего резонатора, ток инжекции, вероятность туннелирования и ФСУЛ, на модуляционный отклик и динамику лазеров на КТ с ТИ. Результаты показывают, что ширина спектральной полосы модуляционного отклика и частота релаксации улучшаются при соответствующем выборе уровня обратной связи, малой длине внешнего резонатора и высокой вероятности туннелирования. Наконец, модуляционный отклик в лазере на КТ с ТИ при наличии обратной связи и без нее сравнивался с таковым в обычных лазерах на КТ. Было показано, что при соответствующем уровне обратной связи лазеры на КТ с ТИ имеют лучшую ширину спектральной полосы и динамику, чем обычные лазеры на КТ.

1. Liu G., Stintz A., Li H., Malloy K., Lester L. *Electron. Lett.*, **35**, 1163 (1999).
2. Zhou D., Piron R., Grillot F., Dehaese O., Homeyer E., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 161104 (2008).
3. Mikhlin S., Kovsh A., Krestnikov I., Kozhukhov A., Livshits D., Ledentsov N., et al. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 340 (2005).
4. Smowton P.M., Elliott S.N., Shutts S., Al-Ghamdi M.S., Krysa A.B. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **17**, 1343 (2011).
5. Drzewietzki L., Thè G.A., Gioannini M., Breuer S., Montrosset I., Elsässer W., et al. *Opt. Commun.*, **283**, 5092 (2010).
6. Li S.G., Gong Q., Cao C.F., Wang X.Z., Chen P., Yue L., Liu Q.B., Wang H.L., Ma C.H. *Mater. Sci. Semicond. Process.*, **15**, 86 (2012).
7. Kuntz M., Fiol G., Lämmlein M., Schubert C., Kovsh A., Jacob A., et al. *Electron. Lett.*, **41**, 244 (2005).
8. Xu P.-F., Yang T., Ji H.-M., Cao Y.-L., Gu Y.-X., Liu Y., et al. *J. Appl. Phys.*, **107**, 013102 (2010).
9. Saito H., Nishi K., Kamei A., Sugou S. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 1298 (2000).
10. Jiao Z., Lu Z., Liu J., Poole P., Barrios P., Poitras D., et al. *Opt. Commun.*, **285**, 4372 (2012).
11. Bhattacharya P., Ghosh S., Pradhan S., Singh J., Wu Z.-K., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 952 (2003).
12. Grillot F., Wang C., Naderi N.A., Even J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **19**, 1900812 (2013).
13. Otto C., Globisch B., Lüdge K., Schöll E. *Int. J. Bifurcation Chaos*, **22**, 1250246 (2012).
14. Yu Y., Xi J. *Opt. Lett.*, **38**, 1781 (2013).
15. Virte M., Panajotov K., Sciamanna M. *2013 Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe and Int. Quantum Electron. Conf. (CLEO EUROPE/IQEC)* (Munich, 2013), doi: 10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6801840.
16. Wang C., Even J., Grillot F. *IET Optoelectron.*, **8**, 51 (2014).
17. Qasaimeh O., Khanfar H. *IEE Proc. Optoelectron.*, **151**, 143 (2004).
18. Al-Khursan A.H., Ghalib B.A., Al-Obaidi S.J. *ФТП*, **46**, 213 (2012).