

## Оптимизация конструкции и режима работы лазера на квантовых точках для снижения тепловых потерь при переключении

© А.Е. Жуков<sup>†\*‡¶</sup>, А.В. Савельев<sup>†‡</sup>, М.В. Максимов<sup>\*†</sup>, Н.В. Крыжановская<sup>†\*</sup>, Н.Ю. Гордеев<sup>\*†</sup>, Ю.М. Шерняков<sup>\*†</sup>, А.С. Паюсов<sup>†\*</sup>, А.М. Надточий<sup>†\*</sup>, Ф.И. Зубов<sup>†</sup>, В.В. Корнев<sup>†</sup>

<sup>†</sup> Санкт-Петербургский академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий Российской академии наук,

194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>\*</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,

194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>‡</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,

195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 26 декабря 2012 г. Принята к печати 10 января 2013 г.)

Рассмотрены тепловые потери, возникающие при высокоскоростной модуляции полосковых лазеров на основе квантовых точек. Показано, что для некоторого лазерного диода имеется ток смещения, который позволяет минимизировать тепловые потери при переключении. Кроме того, существуют некоторые оптимальные оптические потери лазерного резонатора, которые обеспечивают достижение наименьшего возможного значения тепловых потерь среди всех конструкций полосковых лазеров, которые могут быть изготовлены из эпитаксиальной структуры. Проведены численные расчеты тепловых потерь и сопутствующей скорости передачи, а также получены аналитические выражения. Показано, что тепловые потери полосковых лазеров на основе квантовых точек могут быть менее 0.4 пДж/бит, при этом скорость передачи будет превышать 10 Гб/с.

### 1. Введение

Для достижения высокого быстродействия лазерного диода, работающего в режиме прямой модуляции, требуются большие токи смещения, что влечет за собой рост джоулевых потерь. В связи с этим актуальной, в особенности для плотных массивов лазерных излучателей, становится задача снижения выделяемой лазером тепловой мощности при одновременном повышении скорости оптической передачи. Мерой энергоэффективности быстродействующих лазерных диодов является величина тепловых потерь при переключении, т.е. значение тепловой энергии  $Q$ , в среднем рассеиваемой в течение передачи одного бита (heat-to-bitrate ratio, HBR) [1]. Для вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) на основе квантовых ям спектрального диапазона 850 нм недавно было достигнуто рекордно низкое значение  $Q = 0.07$  пДж/бит (мВт/(Гб/с)) [1], а для спектрального диапазона 980 нм наименьшие сообщенные значения  $Q$  лежат в диапазоне 0.23–0.29 пДж/бит [2,3]. Энергоэффективность лазеров на основе квантовых точек (КТ) и, в частности, лазеров полосковой конструкции до настоящего времени не рассматривалась. В то же время такие лазеры весьма привлекательны для использования в системах оптической связи средней и малой дальности благодаря высокой температурной стабильности и возможности достижения скорости прямой модуляции 10 Гб/с на длине волны вблизи 1.3 мкм [4,5], соответствующей одному из минимумов прозрачности и близкой к нулю хроматической дисперсии в оптическом волокне.

Целью настоящей работы является определение оптимальных режимов работы и конструкции быстродействующего полоскового лазера на основе КТ, позволяющих достичь наименьших тепловых потерь при переключении. Будет исследована зависимость тепловых потерь от тока смещения, оптических потерь лазерного резонатора, а также числа рядов квантовых точек в активной области. Будет показано, что с помощью КТ-лазеров полосковой конструкции возможно достижение значений  $Q$ , сравнимых с результатами, сообщенными для ВИЛ на основе квантовых ям. Также будут получены аналитические выражения, позволяющие оценить оптимальный ток и оптимальные оптические потери, которые позволяют достичь минимальных тепловых потерь при переключении.

### 2. Быстродействие и тепловые потери в режиме прямой модуляции

Тепловые потери при переключении [1] равны отношению рассеиваемой мощности  $P_{\text{heat}}$  к скорости передачи  $B$ :

$$Q = P_{\text{heat}}/B, \quad (1)$$

$$P_{\text{heat}} \approx I_B^2 R_S + I_B U_0 - \eta(I_B - I_{\text{th}}), \quad (2)$$

где  $I_B$  — ток смещения,  $R_S$  — последовательное сопротивление лазера,  $U_0$  — напряжение открывания диода,  $\eta$  — внешняя дифференциальная эффективность,  $I_{\text{th}}$  — пороговый ток.

<sup>¶</sup> E-mail: zhukale@gmail.com

Параметры лазеров на основе квантовых точек, использованные в расчетах

Параметр	Значение
Внутренние потери	$\alpha_{in} = 3 \text{ см}^{-1}$
Внутренняя дифференциальная квантовая эффективность	$\eta_{in} = 1$
Время жизни носителей заряда в квантовой точке	$\tau = 1 \text{ нс}$
Групповая скорость фотонов	$v_{gr} = 8.57 \cdot 10^9 \text{ см/с}$
Коэффициент нелинейного насыщения усиления	$\varepsilon = 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3$
Коэффициенты отражения лазерных граней	$(1/2) \ln(R_1 R_2)^{-1} = 1$
Напряжение открывания диода	$U_0 = 1 \text{ В}$
Насыщенное усиление на один ряд КТ	$g_{sat} = 6 \text{ см}^{-3}$
Плотность тока прозрачности на один ряд КТ	$j_{tr} = 8 \text{ А/см}^2$
Удельное последовательное сопротивление	$\rho_s = 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$
Фактор неидеальности усиления	$\gamma = 0.65$
Ширина лазерного полоска	$W = 5 \text{ мкм}$
Энергия фотонов	$E_0 = 1 \text{ эВ}$
Эффективный размер оптической моды в вертикальном направлении	$h_{mod} = 0.4 \text{ мкм}$

При заданном токе смещения наибольшая скорость  $B$ , с которой может осуществляться оптическая передача, определяется частотой  $f_{-3 \text{ дБ}}$ , соответствующей двукратному (на  $-3 \text{ дБ}$ ) спаду малосигнального отклика по отношению к своему низкочастотному значению. Для наиболее широко используемой схемы кодирования сигнала без возврата к нулю (так называемое NRZ-кодирование)  $B$  приблизительно в 2 раза превосходит  $f_{-3 \text{ дБ}}$ . Например, в работе [1] была продемонстрирована передача псевдослучайной двоичной NRZ-последовательности со скоростями 17 и 25 Гб/с в режимах, которым соответствовали частоты  $f_{-3 \text{ дБ}}$ , равные 9 и 12 ГГц соответственно. В свою очередь  $f_{-3 \text{ дБ}}$  определяется зависящими от тока смещения значениями частоты релаксационных колебаний  $f_R$  и коэффициента демпфирования  $\Gamma$  [6,7]:

$$B \approx 2f_{-3 \text{ дБ}}, \quad f_{-3 \text{ дБ}} = \sqrt{f_0^2 + \sqrt{f_0^4 + f_R^4}},$$

$$f_0 = \sqrt{f_R^2 - (1/2)(\Gamma/2\pi)^2}. \quad (3)$$

На рис. 1, *a* приведены результаты расчета зависимости скорости передачи  $B$  от тока смещения  $I_B$ , а на рис. 1, *b* показаны зависимость тепловой мощности  $P_{heat}$  и результирующая зависимость тепловых потерь при переключении  $Q$  от  $I_B$ . В данном примере оптические потери взяты равными  $\alpha = 20 \text{ см}^{-1}$ , число рядов квантовых точек  $N_{QD} = 10$ . Остальные параметры, использованные для расчетов здесь и далее, приведены в таблице и соответствуют типичным значениям, сообщенным для лазеров на основе квантовых точек InAs/InGaAs спектрального диапазона около 1.3 мкм [8,9]. Для расчета порогового тока было использовано эмпирическое выражение, ранее предложенное для описания связи

пороговой плотности тока  $J_{th}$  и оптических потерь  $\alpha$  в лазерах на квантовых точках [10]:

$$\alpha = G_{sat} \left[ 1 - \exp\left(-\gamma \frac{J_{th} - J_{tr}}{J_{tr}}\right) \right], \quad (4)$$

где  $G_{sat} = N_{QD} g_{sat}$  — насыщенное усиление массива квантовых точек,  $\gamma$  — фактор неидеальности,  $J_{tr} = N_{QD} j_{tr}$  — плотность тока прозрачности,  $N_{QD}$  — число рядов КТ,  $g_{sat}$  и  $j_{tr}$  — насыщенное усиление и плотность тока прозрачности, соответствующие одиночному массиву КТ.

При малых токах смещения (вблизи  $I_{th}$ ) скорость передачи определяется частотой релаксационных колебаний,  $B \approx 2\sqrt{1 + \sqrt{2}} f_R$ , причем влиянием нелинейного насыщения усиления на величину  $f_R$  можно пренебречь [7] (штриховая линия на рис. 1, *a*):

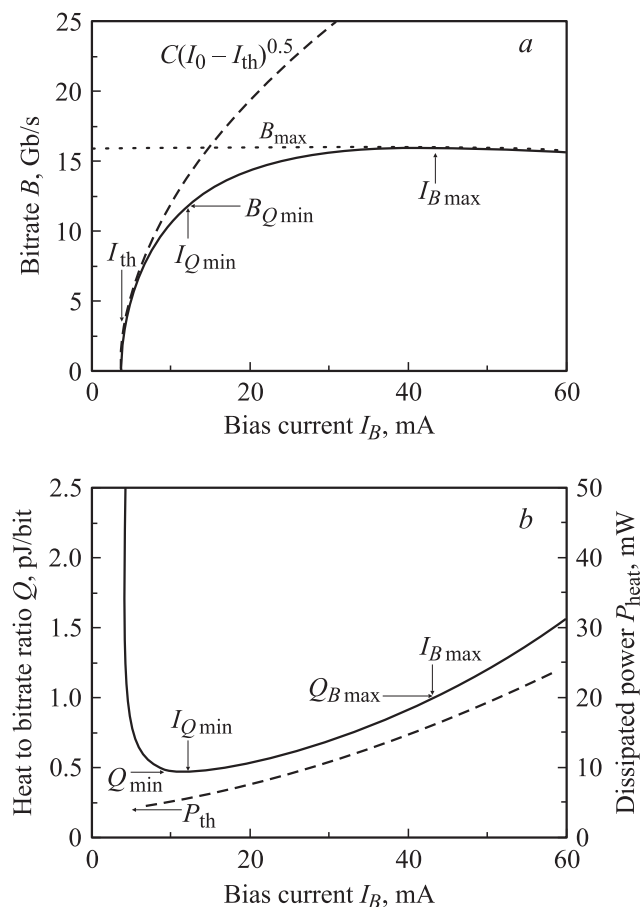
$$B \approx C \sqrt{I_B - I_{th}}, \quad C = (\sqrt{1 + \sqrt{2}}/\pi) \sqrt{v_{gr} a / q V_{mod}}. \quad (5)$$

Здесь  $v_{gr}$  — групповая скорость фотонов в резонаторе,  $a$  — дифференциальное усиление,  $q$  — заряд электрона,  $V_{mod}$  — эффективный объем оптической моды, равный произведению ширины лазерного полоска  $W$ , длины резонатора  $L$  и эффективного размера оптической моды в вертикальном направлении  $h_{mod}$ .

Наибольшая возможная для данного лазерного диода скорость передачи  $B_{max}$  определяется максимальной частотой модуляции  $f_{max}$ , задаваемой в свою очередь так называемым  $K$ -фактором [7]:

$$B_{max} \approx 2f_{max}, \quad f_{max} \approx 2\sqrt{2}\pi/K, \quad K = \Gamma/f_R^2. \quad (6)$$

Для использованных значений параметров максимальная скорость передачи составляет  $B_{max} = 15.9 \text{ Гб/с}$  (пунктирная линия на рис. 1, *a*) и достигается при токе смещения  $I_{B \text{ max}} = 43 \text{ мА}$ .



**Рис. 1.** Зависимости от тока смещения: *a* — скорости модуляции (сплошная линия — расчет (3), штриховая линия — аппроксимация в области малых токов (5), пунктирная линия — наибольшее значение (6)); *b* — тепловых потерь при переключении (сплошная линия), рассеиваемой тепловой мощности (штриховая линия).

### 3. Минимальные тепловые потери при переключении лазерного диода

Когда ток смещения близок к пороговому току ( $\sim 3.8$  мА для данных, соответствующих рис. 1), скорость передачи  $B$  близка к нулю и соответственно тепловые потери при переключении  $Q$  обращаются в бесконечность. С ростом  $I_B$  выше порога значение  $B$  резко возрастает, в то время как  $P_{heat}$  незначительно отличается от своего значения  $P_{th}$  на пороге генерации ( $P_{th} \approx I_{th}U_0$ ). В результате на начальном участке  $Q$  быстро снижается с ростом  $I_B$ .

При приближении  $I_B$  к  $I_{Bmax}$  скорость передачи  $B$  меняется слабо (рис. 1, *a*), тогда как  $P_{heat}$  растет (рис. 1, *b*), что в результате приводит к росту  $Q$  при увеличении  $I_B$  в области больших токов. Таким образом, существует некоторый ток смещения  $I_{Qmin}$ , который позволяет достичь минимальных для данного лазерного диода тепловых потерь при переключении ( $Q_{min}$ , рис. 1, *b*). Им соответствует некоторая скорость

передачи  $B_{Qmin}$ . Для использованных в расчетах значений параметров  $I_{Qmin} = 12.2$  мА,  $Q_{min} = 0.47$  пДж/бит,  $B_{Qmin} = 11.9$  Гб/с.

Отметим, что  $I_{Qmin}$  заметно меньше  $I_{Bmax}$ , что приводит к существенному уменьшению рассеиваемой тепловой мощности в режиме минимальных тепловых потерь при переключении (до 5.5 мВт) по сравнению с тепловой мощностью, рассеиваемой лазерным диодом в режиме максимального быстродействия (16 мВт). Поскольку  $B_{Qmin}$  отличается от  $B_{max}$  не столь значительно (примерно в 1.3 раза), минимальные потери при переключении ( $Q_{min}$ ) оказываются ниже тех тепловых потерь ( $Q_{Bmax} = 1.01$  пДж/бит), которые соответствуют максимальному быстродействию лазерного диода.

Значение тока смещения, при котором тепловые потери на переключение в конкретном лазерном диоде достигают минимума, может быть найдено из условия  $dQ/dI_B = 0$ . Однако сложный характер зависимости скорости передачи от  $I_B$  не позволяет получить точное аналитическое выражение для  $I_{Qmin}$ . Для получения приближенного решения учтем, что выражения (5) и (6) описывают зависимость скорости передачи от тока смещения в области малых и больших токов соответственно, так что

$$\frac{1}{B} \approx \sqrt{\frac{1}{C^2(I_B - I_{th})} + \frac{1}{B_{max}^2}}. \quad (7)$$

Ток, при котором выражения (5) и (6) сравниваются, приблизительно соответствует тому току, при котором тепловые потери при переключении достигают минимума:

$$I_{Qmin} \approx (B_{max}/C)^2 + I_{th}. \quad (8)$$

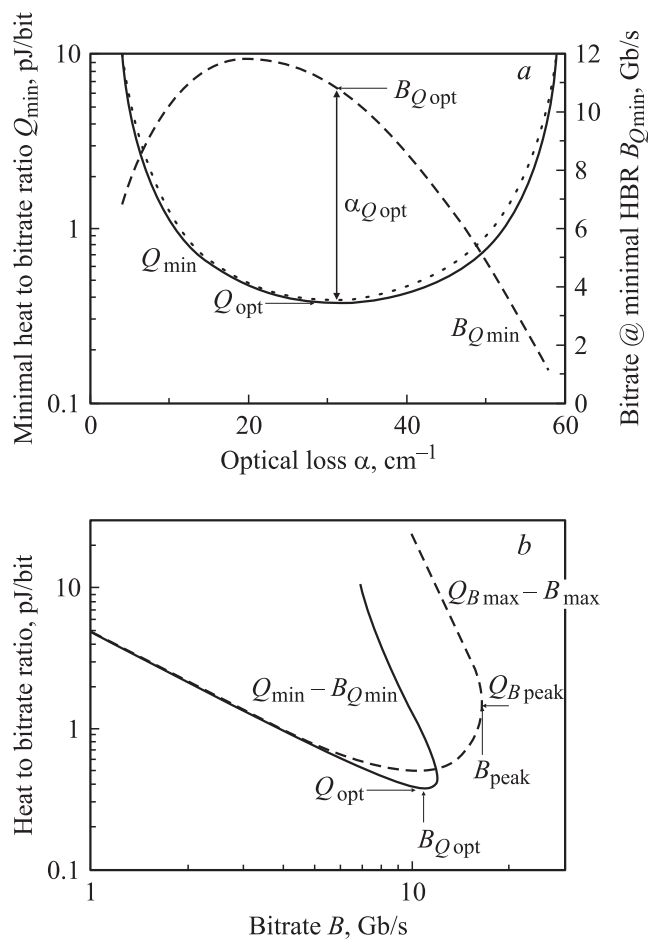
Подставляя (7) в (8), получаем

$$B_{Qmin} \approx B_{max}/\sqrt{2}. \quad (9)$$

Отметим, что полученная оценка для соотношения между максимальной скоростью передачи лазерного диода и той скоростью передачи, которая соответствует минимальным тепловым потерям при переключении, хорошо согласуется с приведенными выше результатами расчетов.

### 4. Взаимосвязь между тепловыми потерями при переключении и оптическими потерями резонатора

Большинство лазерных параметров, оказывающих влияние на тепловые потери в режиме прямой модуляции, зависят от оптических потерь  $\alpha$  лазерного резонатора. В частности, значение порогового тока задается как зависимостью от  $\alpha$  пороговой плотности тока (выражение (4)), так и связью оптических потерь с длиной резонатора  $\alpha = \alpha_{in} + r/L$ , где  $\alpha_{in}$  — внутренние потери,  $r$  — параметр, зависящий от коэффициентов



**Рис. 2.** *a* — зависимости от оптических потерь резонатора минимальных тепловых потерь при переключении (сплошная линия — расчет, пунктирная линия — аппроксимация (10)) и сопутствующей скорости передачи (штриховая линия); *b* — минимальные тепловые при переключении и сопутствующая скорость передачи (сплошная линия), наибольшая скорость передачи и соответствующие ей тепловые потери при переключении (штриховая линия).

отражения зеркал. Зависимость максимальной скорости передачи от  $\alpha$  отражает соответствующую зависимость  $K$ -фактора, которая в свою очередь обусловлена влиянием оптических потерь на время жизни фотонов в резонаторе, а также на дифференциальное усиление на пороге генерации.

Для получения приближенного выражения для минимальных тепловых потерь  $Q_{\min}$  воспользуемся (9), а при подстановке (8) в (2) ограничимся слагаемыми, зависящими от тока смещения не выше первой степени. В итоге получим

$$Q_{\min} \approx \frac{P_{\text{th}} + A(I_{Q_{\min}} - I_{\text{th}})}{B_{Q_{\min}}} \approx \frac{P_{\text{th}} + A(B_{\text{max}}/C)^2}{B_{\text{max}}/\sqrt{2}}. \quad (10)$$

Здесь  $A \approx U_0 - \eta$  — скорость возрастания тепловой мощности с ростом тока смещения.

На рис. 2, *a* показаны расчетные зависимости минимальных тепловых потерь при переключении  $Q_{\min}$  от оптических потерь резонатора: сплошная линия соответствует точному расчету, а пунктирная отражает результаты, полученные с использованием приближенного выражения (10). Превосходное согласие наблюдается в широком диапазоне оптических потерь. Также на рис. 2, *a* показана расчетная зависимость от  $\alpha$  скорости передачи  $B_{Q_{\min}}$ , соответствующей минимальным тепловым потерям при переключении  $Q_{\min}$ .

Как видно, при некоторых оптимальных оптических потерях  $\alpha_{Q_{\text{opt}}}$  тепловые потери при переключении достигают своего наименьшего возможного значения  $Q_{\text{opt}}$ . Для рассмотренного случая лазера на основе 10 рядов КТ  $\alpha_{Q_{\text{opt}}} = 31.1 \text{ см}^{-1}$ , а  $Q_{\text{opt}} = 0.38 \text{ пДж/бит}$ . При этом скорость передачи составляет  $B_{Q_{\text{opt}}} = 10.8 \text{ Гб/с}$ . Как видно, лазер полосковой конструкции на основе КТ не столь значительно проигрывает по своей энергоэффективности лучшим вертикально-излучающим лазерам на основе квантовых ям [1–3]. Рост  $Q_{\min}$  при уменьшении  $\alpha$  ниже  $\alpha_{Q_{\text{opt}}}$  обусловлен в основном ростом порогового тока в длинных лазерных диодах, а также спадом скорости передачи вследствие увеличения времени жизни фотонов в резонаторе. Возрастание  $Q_{\min}$  при росте  $\alpha$  сверх  $\alpha_{Q_{\text{opt}}}$  связано преимущественно с уменьшением скорости передачи в коротких лазерах из-за снижения дифференциального усиления квантовых точек на пороге генерации.

Очевидно, что стратегия оптимизации, направленная на снижение тепловыделения при высокоскоростной передаче, отличается от задачи достижения предельного быстродействия. В работе [11] было показано, что предельная скорость передачи  $B_{\text{peak}}$  лазера на основе КТ достигается при оптических потерях  $\alpha_{B_{\text{peak}}}$ , таких что  $K$ -фактор имеет свое минимальное возможное значение  $K_{\min}$ :

$$B_{\text{peak}} \approx \frac{4\sqrt{2}\pi}{K_{\min}}, \quad K_{\min} = \frac{4\pi^2}{v_{\text{gr}}} \frac{G_{\text{sat}}}{\alpha_{B_{\text{peak}}}^2}.$$

$$\alpha_{B_{\text{peak}}} = \frac{1}{1 + \sqrt{\varepsilon G_{\text{sat}}/a_{\text{max}}}} G_{\text{sat}}. \quad (11)$$

Здесь  $\varepsilon$  — коэффициент нелинейного насыщения усиления,  $a_{\text{max}} = (q/\tau)(\gamma g_{\text{sat}} h_{\text{mod}}/j_{\text{tr}})$  — максимальное значение дифференциального усиления, которое достигается при нулевых оптических потерях,  $\tau$  — время жизни носителей заряда в квантовой точке. В рассматриваемых лазерах на основе 10 рядов КТ расчеты дают значение  $\alpha_{B_{\text{peak}}} = 15.9 \text{ см}^{-1}$ , что существенно меньше тех оптимальных оптических потерь, при которых достигается минимальное значение  $Q$ .

Различие между схемами оптимизации, направленными на достижение минимальных тепловых потерь на переключение и на достижение предельного быстродействия, проиллюстрировано рис. 2, *b*, на котором показана взаимосвязь между  $Q_{\min}$  и  $B_{Q_{\min}}$ , а также между  $Q_{B_{\text{max}}}$  и  $B_{\text{max}}$ , вычисленная для диодов с разным уровнем оптических потерь. Крайняя нижняя точка на

кривой  $Q_{\min} - B_{Q_{\min}}$  отвечает обсуждавшимся выше оптимальным тепловым потерям  $Q_{\text{opt}}$  и соответствующей им скорости передачи  $B_{Q_{\text{opt}}}$ . Крайняя правая точка на кривой  $Q_{B_{\max}} - B_{\max}$  соответствует предельной скорости передачи  $B_{\text{peak}}$ , которая составляет 16.2 Гб/с, превышая  $B_{Q_{\text{opt}}}$  всего в 1.5 раза. При этом тепловые потери  $Q_{B_{\text{peak}}}$ , сопутствующие предельной скорости передачи, равны 1.5 пДж/бит, т. е. в 4 раза превосходят  $Q_{\text{opt}}$ .

Иными словами, за счет не столь значительного проигрыша в скорости передачи можно достичь заметного выигрыша в уровне тепловых потерь при переключении, что в случае плотного массива лазерных излучателей приведет в конечном счете к соответствующему выигрышу в совокупной полосе пропускания массива лазерных излучателей [12].

### 5. Зависимость тепловых потерь от числа рядов квантовых точек

В числителе выражения (10) в интересующем диапазоне потерь доминируют пороговые тепловые потери  $P_{\text{th}}$ . Так, например, для  $N_{\text{QD}} = 10$  при  $\alpha_{Q_{\text{opt}}}$  численный расчет дает  $P_{\text{th}} = 3$  мВт, тогда как слагаемое  $A(B_{\max}/C)^2$  при этом равно 0.6 мВт. Таким образом, при анализе зависимости от оптических потерь вторым слагаемым можно пренебречь. Зависимость  $P_{\text{th}}$  от  $\alpha$  полностью обусловлена соответствующей зависимостью порогового тока. Воспользовавшись (4), можно показать, что пороговый ток в лазере на основе КТ, а вместе с ним и числитель выражения (10), достигают минимума при оптических потерях  $\alpha_{\text{th}}$ , приближенно равных

$$\alpha_{\text{th}} \approx \gamma' G_{\text{sat}} + \alpha_{\text{in}}. \tag{12}$$

Тогда как числитель при  $\alpha_{\text{th}}$  имеет минимум, знаменатель выражения (10) достигает максимума при  $\alpha_{B_{\text{peak}}}$ , даваемых выражением (11). Следовательно, оптимальные оптические потери  $\alpha_{Q_{\text{opt}}}$ , при которых тепловые потери при переключении достигают своего наименьшего возможного значения  $Q_{\text{opt}}$ , могут быть оценены как среднее арифметическое  $\alpha_{B_{\text{peak}}}$  и  $\alpha_{\text{th}}$ :

$$\alpha_{Q_{\text{opt}}} \approx (\alpha_{B_{\text{peak}}} + \alpha_{\text{th}})/2. \tag{13}$$

Для  $N_{\text{QD}} = 10$  выражение (13) дает величину оптимальных потерь  $29 \text{ см}^{-1}$ , тогда как согласно точному расчету  $\alpha_{Q_{\text{opt}}} = 31 \text{ см}^{-1}$ .

При последовательном осаждении в активной области лазера  $N_{\text{QD}}$  рядов квантовых точек, разделенных прослойками ненапряженного материала, насыщенное усиление растет пропорционально  $N_{\text{QD}}$ , что вызывает рост как оптических потерь, соответствующих минимальному пороговому току, так и оптических потерь, обеспечивающих достижение максимального быстродействия. Это вызывает увеличение с ростом  $N_{\text{QD}}$  также и оптимальных потерь  $\alpha_{Q_{\text{opt}}}$ , отвечающих минимальным возможным тепловым потерям при переключении, как

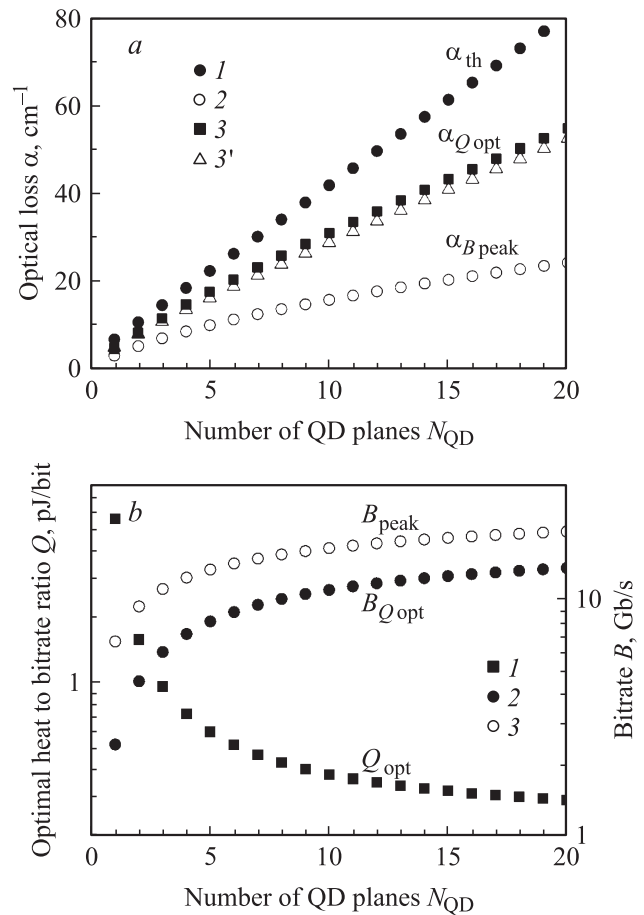


Рис. 3. Зависимости от числа рядов квантовых точек: *a* — оптических потерь, соответствующих минимальному пороговому току (1), предельному быстродействию (2), наименьшим тепловым потерям при переключении ((3 — расчет, 3' — аппроксимация (13)); *b* — наименьших тепловых потерь при переключении (1), сопутствующей наименьшим тепловым потерям скорости передачи (2), предельной скорости передачи (3).

показано на рис. 3, *a*. Помимо результатов точного расчета зависимости  $\alpha_{Q_{\text{opt}}}$  от  $N_{\text{QD}}$  на рисунке также приведены значения  $\alpha_{Q_{\text{opt}}}$ , оцененные с помощью (13). Видно превосходное согласие друг с другом обеих оценок, что говорит об адекватности предложенных приближенных выражений.

Как показано на рис. 3, *b*, зависимость от числа рядов КТ скорости передачи  $B_{Q_{\text{opt}}}$ , сопутствующей оптимальным тепловым потерям при переключении, повторяет ход соответствующей зависимости для предельной скорости передачи  $B_{\text{peak}}$ . Можно видеть, что  $B_{Q_{\text{opt}}} \approx B_{\text{peak}}/\sqrt{2}$ . При бесконечном возрастании  $N_{\text{QD}}$  скорость модуляции стремится к предельному значению. Воспользовавшись выражением для предельного значения, полученным в [11], можно получить следующую оценку для  $B_{Q_{\text{opt}}}$ :

$$B_{Q_{\text{opt}}}(N_{\text{QD}} \rightarrow \infty) \rightarrow \frac{v_{\text{gr}}}{\pi} \frac{a_{\text{max}}}{\varepsilon}. \tag{14}$$

При использованных в расчетах параметрах квантовых точек предельное значение  $B_{Qopt}$  составляет 21 Гб/с. Однако, как видно из данных рис. 3,  $b$ , начальная скорость возрастания  $B_{Qopt}$  при увеличении  $N_{QD}$  быстро замедляется, так что использование числа рядов КТ, большего  $\sim 15$ , не приводит к сколь-нибудь значительному эффекту.

При увеличении  $N_{QD}$  минимальный пороговый ток КТ-лазера уменьшается. Однако, как и в случае зависимости  $B_{peak} - N_{QD}$ , начиная примерно с 10–15 рядов КТ минимальный пороговый ток фактически достигает своего предельного значения, которое может быть оценено из (4) приближенно равным  $3rWj_{tr}/(\gamma g_{sat})$  ( $\sim 3$  мА). С учетом (14), а также выражения для максимального дифференциального усиления, предельное значение тепловых потерь при переключении оказывается равным

$$Q_{opt}(N_{QD} \rightarrow \infty) \rightarrow 3\pi \frac{\tau \varepsilon}{q} \frac{rWU_0}{v_{gr}h_{mod}} \left( \frac{j_{tr}}{\gamma g_{sat}} \right)^2.$$

Расчетное значение составляет 0.14 пДж/бит. Как видно из представленных на рис. 3,  $b$  результатов расчетов, значение оптимальных тепловых потерь, которое может быть достигнуто при использовании 10–15 рядов КТ, превышает эту оценку примерно в 2 раза и составляет около 0.38–0.32 пДж/бит.

## 6. Заключение

Результаты вычислений, а также оценки, которые могут быть сделаны с помощью полученных в работе выражений, показывают, что тепловые потери при переключении, которые возникают при высокоскоростной модуляции полосковых лазеров на основе квантовых точек, даже при существующем на сегодня уровне их технологии оказываются сопоставимыми с тепловыми потерями, достигаемыми в лучших вертикально-излучающих лазерах. При этом КТ-лазеры будут обладать тем преимуществом, что их длина волны излучения близка к 1.3 мкм, в то время как по сообщенным на сегодня сведениям вертикально-излучающие лазеры, характеризующиеся низкими тепловыми потерями, имеют длину волны излучения в диапазоне 0.85–1.06 мкм. Увеличение числа рядов КТ в активной области свыше 10, что является сейчас типичным значением, приводит лишь к незначительному снижению тепловых потерь. Поскольку отношение  $j_{tr}/g_{sat}$ , квадрату которого пропорционально предельное значение тепловых потерь, возрастает при уменьшении неоднородного уширения, важную роль в повышении энергоэффективности таких лазеров может сыграть формирование более однородных массивов КТ. Другим лимитирующим фактором является высокое значение коэффициента нелинейного насыщения усиления квантовых точек, которое обычно связывают с медленным захватом носителей [13]. В связи с этим для улучшения тепловых характеристик, а также характеристик быстродействия роль КТ-лазеров

может сыграть так называемая резонансная инжекция носителей заряда на уровень основного состояния [14].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Федеральная целевая программа „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России,“), РФФИ, программ фундаментальных исследований президиума РАН и ОНИТ РАН.

## Список литературы

- [1] P. Moser, W. Hofmann, P. Wolf, J.A. Lott, G. Larisch, A. Payusov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. Appl. Phys. Lett., **98** (23), 231 106 (2011).
- [2] Y.-C. Chang, C.S. Wang, L.A. Coldren. Electron. Lett., **43** (19), 1022 (2007).
- [3] P. Moser, P. Wolf, A. Mutig, G. Larisch, W. Unrau, W. Hofmann, D. Bimberg. Appl. Phys. Lett., **100** (8), 081 103 (2012).
- [4] M. Kuntz, G. Fiol, M. Laemmlin, C. Schubert, A.R. Kovsh, A. Jacob, A. Umbach, D. Bimberg. Electron. Lett., **41** (5), 244 (2005).
- [5] M. Ishida, N. Hatori, K. Otsubo, T. Yamamoto, Y. Nakata, H. Ebe, M. Sugawara, Y. Arakawa. Electron. Lett., **43** (4), 219 (2007).
- [6] G.P. Agrawal. IEEE J. Quant. Electron., **26** (11), 1901 (1990).
- [7] R.M. Spencer, J. Greenberg, L.F. Eastman, C.-Y. Tsai, S.S. O'Keefe. Int. J. High Speed Electron. Syst., **8** (3), 417 (1997).
- [8] A.E. Zhukov. In: *Landolt-Bornstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology — New Series. Subvolume Laser Systems*, ed. by H. Weber, P.M. Loosen, R. Poprawe (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, N.Y., 2011) v. VIII/1B3, p. 95.
- [9] A.E. Жуков, М.В. Максимов, А.Р. Ковш. ФТП, **46** (10), 1249 (2012).
- [10] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, V.I. Kopchatov, A.V. Lunev, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. Semicond. Sci. Technol., **14** (1), 118 (1999).
- [11] A.E. Жуков, Е.М. Аракчеева, Н.Ю. Гордеев, Ф.И. Зубов, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.В. Савельев. ФТП, **45** (7), 996 (2011).
- [12] W.H. Hoffmann, P. Wolf, W. Li, P. Mooser, G. Larisch, J.A. Lott, D. Bimberg. Proc. SPIE, **8552**, 8552-5 (2012).
- [13] D. Klotzkin, P. Bhattacharya. IEEE J. Lightwave Technol., **17** (9), 1634 (1999).
- [14] P. Bhattacharya, S. Ghosh. Appl. Phys. Lett., **80** (19), 3482 (2002).

Редактор Л.В. Шаронова

## Optimization of design and operating conditions of a quantum dot laser for reduction of heat-to-bitrate ratio

A.E. Zhukov<sup>†\*‡</sup>, A.V. Savelyev<sup>†‡</sup>, M.V. Maximov<sup>\*†</sup>,  
N.V. Kryzhanovskaya<sup>†\*</sup>, N.Yu. Gordeev<sup>†\*</sup>,  
Yu.M. Shernyakov<sup>\*†</sup>, A.S. Payusov<sup>†\*</sup>,  
A.M. Nadtochiy<sup>†\*</sup>, F.I. Zubov<sup>†</sup>, V.V. Korenev<sup>†</sup>

<sup>†</sup> St. Petersburg Academic University —  
Nanotechnology Research and Education Centre,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>‡</sup> St. Petersburg State Polytechnical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Heat dissipation under high-speed modulation of edge-emitting quantum dot lasers is considered. It is shown that for a given diode laser there is a bias current which results in a minimal heat-to-bitrate ratio. Moreover, there exists an optimal optical loss of laser resonator at which the lowest heat to bitrate ratio is achieved among all possible constructions of edge emitters made of the epitaxial structure. The heat-to-bitrate ratio and the corresponding bitrate under direct modulation are calculated numerically, and analytical formulas are deduced as well. It is shown that the heat-to-bitrate ratio in quantum dot edge-emitting lasers can be lower than 0.4 pJ/bit whereas the bitrate can exceed 10 Gb/s.