

Внутренние потери в инжекционных лазерах на основе квантовых яма-точек

© А.Е. Жуков¹, А.М. Надточий¹, Н.В. Крыжановская¹, Ю.М. Шерняков², Н.Ю. Гордеев², А.А. Серин², С.А. Минтаиров², Н.А. Калюжный², А.С. Паюсов², Г.О. Корнышов³, М.В. Максимов³, Y. Wang⁴

¹ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, 190008 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Laser Institute, Shandong Academy of Sciences, 266100 Qingdao, P.R. China

E-mail: zhukale@gmail.com

Поступила в Редакцию 4 мая 2022 г.

В окончательной редакции 1 июля 2022 г.

Принята к публикации 8 июля 2022 г.

Экспериментально и с помощью численного моделирования исследованы внутренние потери на пороге генерации в лазерных резонаторах с плотными массивами квантовых точек InGaAs/GaAs (квантовых яма-точек) в зависимости от числа их рядов и величины потерь на вывод излучения. Найдены численные значения параметров, определяющие поглощение на свободных носителях в активной области и в расширенном волноводе. Определена оптимальная конструкция лазерного диода для достижения наибольшей внешней дифференциальной эффективности.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, полупроводниковые наноструктуры, внутренние потери.

DOI: 10.21883/FTP.2022.09.53416.9878

1. Введение

Внутренние оптические потери α_{in} являются чрезвычайно важной характеристикой полупроводникового лазера, поскольку их величина по отношению к потерям на вывод излучения α_{out} определяет наклон ватт-амперной характеристики лазера. В мощных полупроводниковых лазерах с целью уменьшения теплового сопротивления используются длинные резонаторы (как правило, 3 мм и более [1]), в которых потери на вывод излучения малы. В таких лазерах чрезвычайно важно иметь сверхнизкие внутренние потери для сохранения высокой внешней дифференциальной эффективности и достижения максимального КПД, поскольку даже столь низкие внутренние потери как несколько обратных см оказываются неприемлемыми. В совершенных эпитаксиальных структурах рассеяние света на шероховатостях гетерограниц пренебрежимо мало, так что основной вклад во внутренние потери вносит внутреннее поглощение оптической моды (modal internal absorption [2]). Использование расширенного волновода позволяет подавить проникновение моды в сильно легированные эмиттерные слои и тем самым существенно снизить поглощение оптической моды свободными носителями в эмиттерах лазерных гетероструктур, синтезированных как на подложках InP [3], так и GaAs [4].

Таким образом, значительную роль в современных полупроводниковых лазерах может играть поглощение на свободных носителях в активной области и вол-

новоде, причем на концентрацию носителей заряда на пороге генерации, а значит, и на величину α_{in} оказывает влияние уровень потерь на вывод излучения. Например, в работе [5] при уменьшении длины лазерного резонатора с 3 мм до 150 мкм наблюдался двукратный рост внутренних потерь, тогда как внутренняя квантовая эффективность в пределах 10% погрешности оставалась равной ее значению, определенному из данных для длинных образцов. Это показывает, что именно рост внутренних потерь, а не снижение внутренней квантовой эффективности оказывает определяющее влияние на характер зависимости внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора. Выше порога генерации заполнение волновода и, соответственно, внутренние потери могут увеличиваться, ведя к нетепловому загибу ватт-амперной характеристики [6,7].

Стратегия оптимизации конструкции лазера (число квантово-размерных слоев в активной области, толщина волноводного слоя и т.д.) очевидным образом зависит от соотношения между внутренними потерями, обусловленными поглощением в волноводном слое и в активной области. Появление новых типов полупроводниковых активных областей и, в частности, сверхплотных массивов квантовых точек, формируемых не по механизму Странского–Крастанова (так называемых квантовых яма-точек, КЯТ [8]), а также новых волноводных конструкций, например, расширенных волнопроводов со связанными резонаторами [9], делает задачу исследования внутренних потерь особенно актуальной.

В настоящей работе нами экспериментально и с помощью моделирования исследованы внутренние потери на пороге генерации в полупроводниковых лазерах на основе квантовых яма-точек в зависимости от длины лазерного резонатора и числа рядов КЯТ. Показано, что величина внутренних потерь в длинных резонаторах и их рост при уменьшении длины резонатора (росте потерь на вывод излучения) могут быть объяснены поглощением на свободных носителях в волноводе и в активной области. Выделить доминирующий механизм внутренних потерь позволяет анализ зависимости нормированных на число рядов КЯТ внутренних потерь от нормированного порогового усиления.

2. Экспериментальные образцы и методы исследования

Лазерные гетероструктуры были синтезированы методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках n^+ GaAs. Активная область представляет собой несколько рядов КЯТ ($N_{\text{QWD}} = 1, 2, 5, 10$), разделенных друг от друга спейсерными слоями GaAs толщиной 40 нм. КЯТ были сформированы осаждением 8 монослоев $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. Формированию плотного массива островков способствовало использование подложек, разориентированных на 6° относительно плоскости (100). Активная область была помещена в середину нелегированного волноводного слоя GaAs толщиной ~ 0.8 мкм, ограниченного слоями $\text{Al}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{As}$, легированными примесями n - и p -типа с концентрацией $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Были изготовлены лазерные диоды с широким полоском (100 мкм) со сколотыми гранями без каких-либо покрытий. Длина резонатора L варьировалась от 4 мм до 100 мкм, что соответствует диапазону изменения потерь на вывод излучения $\alpha_{\text{out}} = L^{-1} \ln(R^{-1})$ от 3 до 120 см^{-1} (полагая коэффициент отражения $R = 0.3$). Образцы были напаяны на медные теплоотводы p -стороной вниз и тестировались в режиме термостабилизации теплоотвода при 27°C и импульсной накачке (длительность импульсов — 0.3 мкс, частота следования — 2 кГц). Мы полагаем, что это позволяло избежать влияния эффектов перегрева активной области, во всяком случае при плотностях тока вблизи порога лазерной генерации. Ватт-амперные характеристики, измеренные с использованием калиброванного Ge-фотодиода большой площади, были использованы для определения внешней дифференциальной эффективности вблизи порога, из которой затем с учетом длины волны генерации были вычислены значения внешней дифференциальной квантовой эффективности η_{D} .

Внешняя дифференциальная квантовая эффективность определяется соотношением между потерями на вывод излучения и полными потерями. Величина ее —

обратная:

$$\begin{aligned} (\eta_{\text{D}})^{-1} &= (\eta_i)^{-1} \left(\frac{\alpha_{\text{out}}}{\alpha_{\text{in}} + \alpha_{\text{out}}} \right)^{-1} \\ &= (\eta_i)^{-1} \left(1 + \frac{\alpha_{\text{in}}}{\ln(R^{-1})} L \right), \end{aligned} \quad (1)$$

должна линейно изменяться с длиной резонатора при неизменности прочих параметров. Здесь η_i — внутренняя квантовая эффективность лазерной генерации, которую для исследуемых лазеров определяли из аппроксимации экспериментальных значений η_{D} , полученных для длинных резонаторов ($L \geq 2$ мм), с помощью (1). Аппроксимация зависимости $(\eta_{\text{D}})^{-1} - L$ также позволяла определить величину внутренних потерь для длинных лазеров α_{in0} . Для более коротких лазерных резонаторов внутренние потери находили из экспериментальных значений η_{D} с помощью выражения (1), при этом полагая, что величина η_i остается неизменной. Затем для каждого лазерного диода определяли полные оптические потери, которые на пороге генерации равны модовому усилению активной области: $G_{\text{th}} = \alpha_{\text{in}} + \alpha_{\text{out}}$. Поскольку значение внешней дифференциальной квантовой эффективности определялось по наклону ватт-амперной характеристики вблизи порога генерации, все обсуждаемые в настоящей работе значения внутренних потерь также соответствуют порогу лазерной генерации.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости $(\eta_{\text{D}})^{-1} - L$ для лазерных структур с различным числом рядов КЯТ. Как видно, для всех структур эти зависимости приблизительно линейны для длинных резонаторов. Пример аппроксимации с помощью линейной функции экспериментальных данных, полученных для $N_{\text{QWD}} = 10$, показан штриховой линией. На вставке к рис. 1 приведены извлеченные с помощью аппроксимации значения η_i и α_{in0} в зависимости от числа слоев квантовых яма-точек в активной области. Как видно, внутренняя квантовая эффективность не демонстрирует какой-либо регулярной зависимости от N_{QWD} , оставаясь для всех лазерных структур в диапазоне 0.82 ± 0.03 . В то же время α_{in0} увеличивается приблизительно на 0.2 см^{-1} при увеличении числа рядов КЯТ в активной области лазера на один. Это позволяет заключить, что в случае длинных лазеров (низких потерь на вывод излучения) существенным фактором, влияющим на α_{in0} , является поглощение на свободных носителях в активной области.

При уменьшении длины резонатора обратная дифференциальная квантовая эффективность уменьшается, достигает своего наименьшего значения, соответствующего наибольшей внешней дифференциальной эффективности, после чего начинает расти. Такое поведение может быть объяснено тем, что входящие в (1) внутренние

потери не остаются неизменными, в отличие от поглощения в эмиттерных слоях, концентрация носителей заряда в которых не меняется.

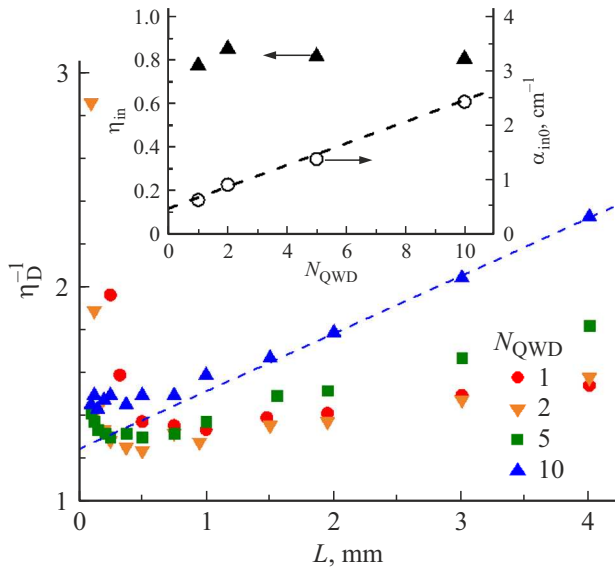


Рис. 1. Экспериментальные значения обратной внешней дифференциальной эффективности в зависимости от длины резонатора (символы) для лазеров с различным числом рядов КЯТ и линейная аппроксимация в области длинных резонаторов (пунктирная линия). На вставке — внутренняя квантовая эффективность (закрашенные символы) и внутренние потери в длинных резонаторах (незакрашенные символы) в зависимости от числа рядов КЯТ. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

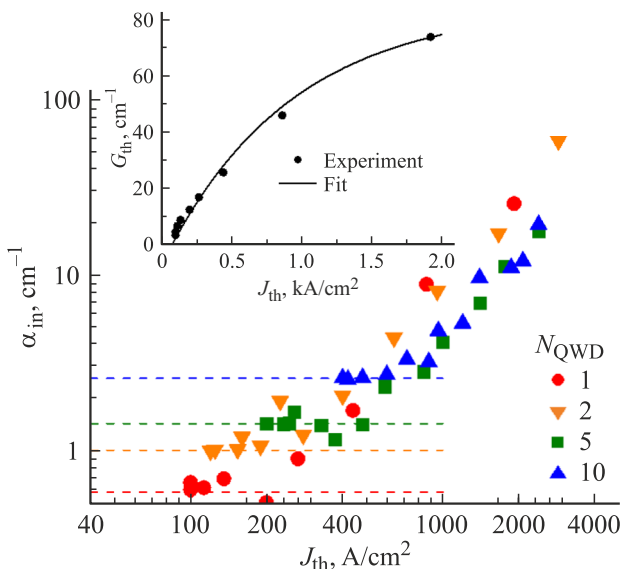


Рис. 2. Экспериментальные значения внутренних потерь в зависимости от пороговой плотности тока (символы) для лазеров с различным числом рядов КЯТ. Линии — внутренние потери в длинных резонаторах. На вставке — соотношение между пороговым модовым усилением и пороговой плотностью тока ($N_{QWD} = 1$): эксперимент (символы) и аппроксимация выражением (2) (линия).

На рис. 2 внутренние потери для всех структур показаны в зависимости от пороговой плотности тока J_{th} . Как видно, для всех структур наблюдается заметное увеличение внутренних потерь в области больших J_{th} , что соответствует и большим потерям на пороге генерации G_{th} . Наиболее заметное увеличение α_{in} ($> 100 \text{ см}^{-1}$) происходит в структуре с наименьшим числом рядов КЯТ в активной области. Отметим, что в наиболее коротких лазерах ($L = 100 \dots 200 \text{ мкм}$) с $N_{QWD} = 1$ длина волны лазерной генерации перестает соответствовать основному оптическому переходу активной области с длиной волны вблизи 1080 нм , сдвигаясь в спектральный диапазон короче 900 нм , что говорит об очень сильном заполнении состояний, в том числе состояний GaAs-волновода. Эти данные не были использованы в анализе.

На вставке к рис. 2 показано соотношение между пороговой плотностью тока J_{th} и полными оптическими потерями, определенное для лазеров различной длины на основе одного ряда КЯТ в активной области. Показаны только данные, соответствующие лазерной генерации через состояния КЯТ ($L > 200 \text{ мкм}$). Зависимость может быть удовлетворительно описана с помощью соотношения, ранее предложенного для описания усиления КТ-лазеров [10]:

$$G_{th} = G_{sat} \left(1 - \exp \left(-\chi \frac{J_{th} - J_0}{J_0} \right) \right), \quad (2)$$

где $J_0 = 75 \text{ А/см}^2$ — плотность тока, требуемая для достижения инверсии заселенности, $\chi = 0.08$ — параметр линейного участка зависимости усиления от плотности тока, $G_{sat} = 85 \text{ см}^{-1}$ — максимальное (насыщенное) усиление, соответствующее полному заполнению активной области. Оцененное значение G_{sat} близко к максимальному модовому поглощению ($70 \pm 15 \text{ см}^{-1}$), полученному для лазерной гетероструктуры близкой конструкции с одиночным слоем КЯТ [11]. В работе [12] насыщенное материальное усиление одного слоя КЯТ было определено равным $1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, что с учетом расчетного фактора оптического ограничения активной области дает оценку насыщенного модового усиления 55 см^{-1} . Меньшее значение G_{sat} обусловлено, по нашему мнению, тем, что в цитированной работе не учитывался рост внутренних потерь в коротких резонаторах.

Концентрация носителей заряда в эмиттере фиксирована, а значит, и внутренние потери α_{clad} , обусловленные поглощением в этих слоях, остаются неизменными, в отличие от концентрации носителей заряда в активной области и в волноводе. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют, таким образом, что в исследуемых лазерах заметную роль играет поглощение на свободных носителях как в активной области α_{act} , так и в волноводе α_{wg} . Соответствующие компоненты внутренних потерь определяются долей Γ оптической моды в данной области пространства, объемными (см^{-3}) концентрациями электронов (N) и дырок (P) и сечения-

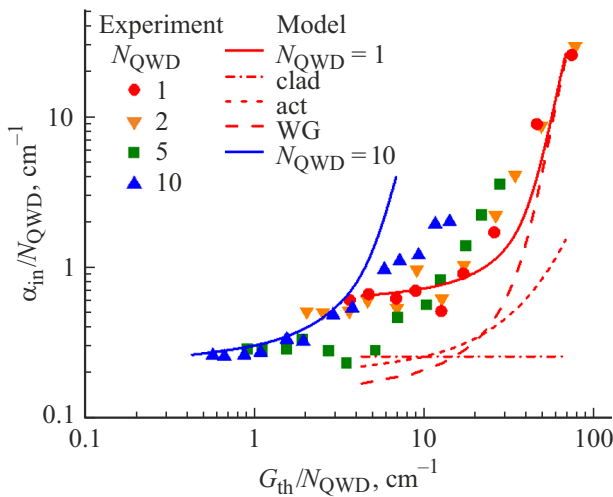


Рис. 3. Соотношение между нормированными внутренними потерями и нормированным пороговым усилением для лазеров с различным числом рядов КЯТ: символы — эксперимент, линии — результаты моделирования.

ми поглощения $\sigma_{N,P}$ электронов и дырок:

$$\alpha_{\text{clad}} = \Gamma_{\text{clad}} [N_{\text{clad}} \sigma_{\text{clad}_N} + P_{\text{clad}} \sigma_{\text{clad}_P}], \quad (3a)$$

$$\alpha_{\text{act}} = N_{\text{QWD}} \Gamma_{\text{act}} [N_{\text{act}}(F_e) \sigma_{\text{act}_N} + P_{\text{act}}(F_h) \sigma_{\text{act}_P}], \quad (3b)$$

$$\alpha_{\text{WG}} = \Gamma_{\text{WG}} [N_{\text{WG}}(F_e) \sigma_{\text{WG}_N} + N_{\text{WG}}(F_h) \sigma_{\text{WG}_P}]. \quad (3b)$$

Положение квазиуровней Ферми электронов F_e и дырок F_h определяет как концентрации носителей заряда в активной области и волноводе, так и инверсию заселенности γ состояний активной области, через которые происходит лазерная генерация (полному заполнению состояний соответствует $\gamma = 1$). Тем самым устанавливается однозначная связь между внутренними потерями и пороговым модовым усилением:

$$G_{\text{th}} = N_{\text{QWD}} G_{\text{sat}} \gamma(F_e, F_h). \quad (4)$$

Мы в данном случае полагаем, что насыщенное усиление линейно масштабируется с числом слоев КЯТ, пренебрегая сдвигом боковых слоев относительно максимума моды и возможным неоднородным распределением носителей заряда между различными слоями КЯТ при $N_{\text{QWD}} \geq 2$.

Как следует из (3) и (4), при фиксированных значениях F_e и F_h увеличение числа рядов КЯТ ведет к пропорциональному увеличению как усиления, так и поглощения на свободных носителях в активной области, тогда как поглощение в волноводе и в обкладках остается неизменным. Если во внутренних потерях доминирует компонента α_{act} , для всех структур зависимость нормированных внутренних потерь ($\alpha_{\text{in}}/N_{\text{QWD}}$) от нормированного порогового усиления ($G_{\text{th}}/N_{\text{QWD}}$) должна быть одинаковой. Соотношение между $\alpha_{\text{in}}/N_{\text{QWD}}$ и $G_{\text{th}}/N_{\text{QWD}}$, определенное из экспериментальных данных, показано на рис. 3.

Видно, что в области относительно больших потерь ($G_{\text{th}}/N_{\text{QWD}} \gtrsim 15 \text{ cm}^{-1}$) в самом деле наблюдается неплохое согласие между данными, полученными для структур с различным числом рядов КЯТ в активной области. Если доминирует компонента $\alpha_{\text{clad}} + \alpha_{\text{WG}}$, то из (3) и (4) следует, что для одного и того же нормированного порогового усиления в структурах с меньшим числом рядов нормированные внутренние потери будут большими, чем в структурах с большим числом рядов. Такое поведение, в самом деле, наблюдается в области относительно малых нормированных потерь.

4. Моделирование

Как следует из анализа экспериментальных данных, внутренние потери в лазерах на основе КЯТ сложным образом зависят от числа рядов и порогового усиления. В целях оптимизации конструкции лазеров для достижения максимальной внешней дифференциальной эффективности нами было выполнено моделирование поглощения света в активной области и в волноводе. Для соответствующих областей лазерной структуры были использованы 2D и 3D плотности состояний [13]:

$$\rho_{\text{act}}(E) = \frac{m}{d_{\text{act}} \pi \hbar^2} \theta(E), \quad (5a)$$

$$\rho_{\text{WG}}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - \Delta}. \quad (5b)$$

Здесь m — эффективная масса электронов либо тяжелых дырок, d_{act} — эффективная толщина слоя активной области, Δ — энергия локализации уровня электронов (дырок) в активной области по отношению к краю зоны проводимости (валентной зоны) волновода. Хотя КЯТ не в полной мере являются двумерной квантовой ямой, слабая зависимость сигнала фотоотклика для переходов электроны–тяжелые дырки от энергии [11] позволяет в качестве первого приближения использовать функцию-ступеньку $\theta(E)$ в качестве модельной плотности состояний.

Суммарное значение энергии локализации электронов и дырок было оценено в 276 мэВ из разницы между шириной запрещенной зоны GaAs волновода (1424 мэВ) и энергией основного оптического перехода КЯТ (длина волны 1.08 мкм). Энергии локализации, приходящиеся на электроны Δ_e и дырки Δ_h , были произвольно взяты в отношении 0.5:0.5. Для некоторого положения квазиуровня Ферми электронов F_e положение квазиуровня Ферми дырок F_h определяли из условия электронейтральности. Насыщенное материальное усиление в расчете на один слой КЯТ полагали, в соответствии с экспериментальной оценкой, равным 85 cm^{-1} . Коэффициенты σ_N и σ_P во всех слоях были взяты равными $4 \cdot 10^{-18}$ и $12 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ [14], эффективные массы -0.063 и 0.51 для электронов и тяжелых дырок соответственно [15]. Расчет факторов оптического ограничения, выполненный для фундаментальной моды в лазерной структуре с $N_{\text{QWD}} = 1$, дает

значения $\Gamma_{\text{clad}} = 2.7\%$ (в каждом эмиттере), $\Gamma_{\text{act}} = 0.36\%$ и $\Gamma_{\text{WG}} = 94.2\%$. При расчете Γ_{act} заменяли КЯТ на двумерный слой толщиной $d_{\text{act}} = 2.4$ нм. Отметим, что величина d_{act} также входит в знаменатель (5а) и, таким образом, не влияет на расчетное значение α_{act} в соответствии с (36). При использовании вышеуказанных параметров расчетное значение внутренних потерь для близкой к нулю инверсии заселенности дает величину 0.71 см^{-1} , тогда как экспериментальное значение $\alpha_{\text{in0}} = 0.61 \text{ см}^{-1}$. Чтобы приблизить расчетные значения поглощения к оценкам, полученным из эксперимента, мы в дальнейших расчетах скорректировали значения коэффициентов σ на множитель $0.61/0.71$.

В предельно длинных лазерных диодах расчетное поглощение в волноводе и в одном слое КЯТ составляет 0.15 и 0.2 см^{-1} соответственно, а поглощение в эмиттерах — 0.26 см^{-1} . Добавление одного ряда КЯТ увеличивает поглощение в активной области на 0.2 см^{-1} , что соответствует экспериментальным результатам (см. вставку к рис. 1). На рис. 3 расчетные значения нормированных внутренних потерь показаны линиями. Чтобы не загромождать рисунок, приведены результаты, полученные только для двух предельных случаев, $N_{\text{QWD}} = 1$ и 10 . Результаты моделирования близки к экспериментальным данным по своей величине, за исключением области высоких значений $G_{\text{th}}/N_{\text{QWD}}$ для большого числа рядов КЯТ. Возможной причиной является неоднородное заполнение рядов КЯТ носителями заряда — концентрация дырок (электронов) может снижаться по мере удаления ряда от p - (n -) эмиттера. Это в свою очередь означает, что насыщенное усиление растет с числом рядов медленнее чем $N_{\text{QWD}}G_{\text{sat}}$, так что в расчетах мы недооцениваем величину $G_{\text{th}}/N_{\text{QWD}}$ для многослойных лазеров.

Для $N_{\text{QWD}} = 1$ также показаны отдельные компоненты внутренних потерь. Результаты расчетов в целом хорошо воспроизводят основные особенности экспериментальных зависимостей, такие как снижение приведенных внутренних потерь в области малых приведенных пороговых усилений и их увеличение в области больших приведенных пороговых усилений при использовании в активной области лазера большего числа рядов КЯТ. Моделирование показывает, что быстрый рост внутренних потерь при увеличении $G_{\text{th}}/N_{\text{QWD}}$ вызван резким увеличением концентрации носителей заряда в волноводе при высоком уровне инверсии заселенности активной области.

Развитая модель позволяет предсказать стратегию оптимизации конструкции активной области. Рассмотрим это на примере выбора оптимального числа рядов для достижения наибольшей внешней дифференциальной квантовой эффективности в зависимости от уровня потерь на вывод излучения. График соответствующей зависимости приведен на рис. 4. Как видно, при малых потерях на вывод (вплоть до $\alpha_{\text{out}} \approx 20 \text{ см}^{-1}$) гетероструктура с одним рядом КЯТ в активной области обеспечивает наибольшее значение η_{D} , тогда как для

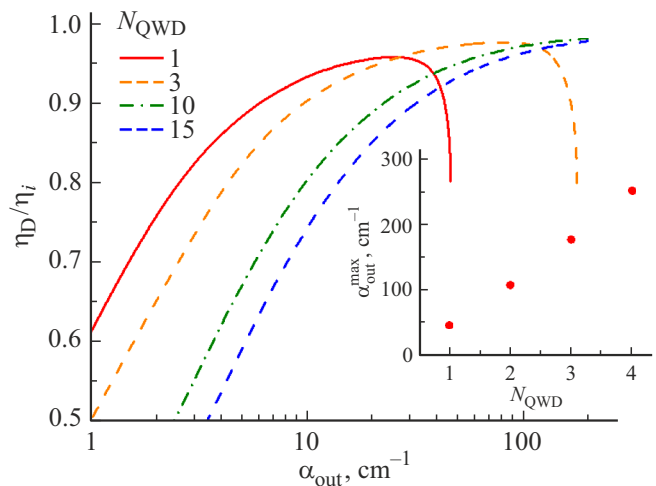


Рис. 4. Расчетная зависимость нормированной внешней дифференциальной квантовой эффективности от потерь на вывод излучения для лазеров с различным числом рядов КЯТ. На вставке — максимально допустимые потери на вывод излучения в зависимости от числа рядов.

α_{out} около 50 см^{-1} оптимальным является использование $N_{\text{QWD}} = 3$. По мере увеличения α_{out} растет и оптимальное число рядов N_{QWD} . Отметим также, что резкий рост внутренних потерь при увеличении заселенности ведет к тому, что их также принципиально учитывать совместно с насыщением оптического усиления при определении максимального значения потерь на вывод излучения $\alpha_{\text{out}}^{\text{max}}$, при котором для данного числа рядов КЯТ в активной области лазера в принципе может быть достигнута лазерная генерация. При приближении α_{out} к $\alpha_{\text{out}}^{\text{max}}$ внешняя дифференциальная эффективность начинает резко спадать. Зависимость $\alpha_{\text{out}}^{\text{max}}$ от числа рядов КЯТ приведена на вставке к рис. 4 для $N_{\text{QWD}} \leq 4$. Для большего числа рядов $\alpha_{\text{out}}^{\text{max}}$ оказываются настолько велики, что не оказывают существенного влияния на выбор конструкции лазера.

5. Заключение

Таким образом, нами исследована внешняя дифференциальная эффективность лазеров с различным числом квантовых яма-точек в активной области. С помощью анализа зависимости обратной дифференциальной эффективности от длины лазерного резонатора установлено, что внутренние потери на пороге генерации возрастают при уменьшении длины резонатора, определены их значения, а также пороговое модовое усиление. Экспериментальные зависимости могут быть удовлетворительно объяснены в предположении, что внутренние потери определяются как поглощением на свободных носителях в активной области, которые масштабируются с числом рядов КЯТ, так и поглощением в волноводе. В длинных резонаторах первые характеризуются значением около

0.2 см^{-1} на один ряд КЯТ, а вторые около 0.15 см^{-1} . Рост потерь в коротких резонаторах обусловлен увеличивающимся заселением как активной области, так и волновода, при этом при больших потерях на вывод излучения поглощение в волноводе доминирует. Вследствие резкого увеличения внутренних потерь существуют максимальные потери на вывод излучения, при которых с учетом максимально возможного модалного усиления возможна лазерная генерация. При увеличении потерь на вывод излучения оптимальное число рядов КЯТ, обеспечивающее наибольшую внешнюю дифференциальную эффективность, возрастает с 1 до 3.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке проекта „Новые оптические волноводы и резонаторы для торцевых и вертикальных лазерных диодов“ (ФТИ-LISDAS). Моделирование выполнено при поддержке Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ. Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект 0791-2020-0002.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Kaul, G. Erbert, A. Maassdorf, S. Knigge, P. Crump. *Semicond. Sci. Technol.*, **33**, 035005 (2018). DOI: 10.1088/1361-6641/aaa221
- [2] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Masanovic. In: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, 2nd edn (Wiley, 2012) p. 570.
- [3] D. Garbuzov, L. Xu, S. Forrest, R. Menna, R. Martinelli, J. Connolly. *Electron. Lett.*, **32**(18), 1717 (1996). DOI: 10.1049/el:19961098
- [4] A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, J.C. Connolly. *Appl. Phys. Lett.*, **71**(9), 1142 (1997). DOI: 10.1063/1.119847
- [5] J. Piprek, P. Abraham, J.E. Bower. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **5**(3), 643 (1999). DOI: 10.1109/2944.788430
- [6] L.V. Asryan. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 073107 (2006). DOI: 10.1063/1.2174103
- [7] З.Н. Соколова, Д.А. Веселов, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. *ФТП*, **51**(7), 998 (2017). DOI: 10.21883/FTP.2017.07.44661.8522
- [8] M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, N.V. Kryzhanovskaya, E.I. Moiseev, N.Yu. Gordeev, Yu.M. Shernyakov, A.S. Payusov, F.I. Zubov, V.N. Nevedomskiy, S.S. Rouvimov, A.E. Zhukov. *Appl. Sci.*, **10**(3), 1038 (2020). DOI: 10.3390/app10031038
- [9] N.Yu. Gordeev, A.S. Payusov, Yu.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.M. Kulagina, M.V. Maximov. *Optics Lett.*, **40**(9), 2150 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.002150
- [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). DOI: 10.1088/0268-1242/14/1/020
- [11] A.M. Nadtochiy, N.Yu. Gordeev, A.A. Kharchenko, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, Yu.S. Berdnikov, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. *J. Lightwave Technol.*, **39**(23), 7479 (2021). DOI: 10.1109/JLT.2021.3116261
- [12] N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov, A.S. Payusov, A.A. Serin, Yu.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, A.M. Nadtochiy, A.E. Zhukov. *Semicond. Sci. Technol.*, **36**, 015008 (2021). DOI: 10.1088/1361-6641/abc51d
- [13] C.W. Shong, S.C. Haur, A.T.S. Wee. In: *Science at the Nanoscale. An Introductory Textbook* (Pan Stanford Publishing, 2010) p. 109.
- [14] K.H. Hasler, H. Wenzel, P. Crump, S. Knigge, A. Maassdorf, R. Platz, R. Staske, G. Erbert. *Semicond. Sci. Technol.*, **29**, 045010 (2014). DOI:10.1088/0268-1242/29/4/045010
- [15] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**(11), 5815 (2001). DOI: 10.1063/1.1368156

Редактор Г.А. Оганесян

Internal loss in diode lasers with quantum well-dots

A.E. Zhukov¹, A.M. Nadtochiy¹,
N.V. Kryzhanovskaya¹, Yu.M. Shernyakov²,
N.Yu. Gordeev², A.A. Serin², S.A. Mintairov²,
N.A. Kalyuzhnyy², A.S. Payusov², G.O. Kornyshev³,
M.V. Maximov³, Y. Wang⁴

¹ HSE University,
190008 St. Petersburg, Russia

² Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

³ Alferov University,
194021 St. Petersburg, Russia

⁴ Laser Institute, Shandong Academy of Sciences,
266100 Qingdao, P.R. China

Abstract The internal loss at the lasing threshold were studied experimentally and numerically in laser cavities comprising dense arrays of InGaAs/GaAs quantum dots (quantum well-dots) as a function of the number of their planes and the output loss. Numerical values of the parameters were found that determine the free-carrier absorption in the active region and in the waveguiding layer. The optimal design of the laser diode was determined to achieve the highest external differential efficiency.