

Особенности усиления в инжекционных лазерах на основе самоорганизующихся квантовых точек

© А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов,
М.В. Максимов, А.Ф. Цацульники, П.С. Копьев

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

(Получена 15 сентября 1998 г. Принята к печати 16 сентября 1998 г.)

В рамках простой теоретической модели получен аналитический вид зависимости усиления от плотности тока накачки для лазеров с активной областью на основе самоорганизующихся квантовых точек. Показано, что предложенная модель хорошо описывает экспериментальные данные, полученные для лазерных диодов на основе квантовых точек InGaAs в матрице AlGaAs/GaAs, а также квантовых точек InAs в матрице InGaAs/InP. Изучены обнаруженные ранее эффекты насыщения усиления и перехода лазерной генерации с основного на возбужденное состояние квантовых точек. В рамках предложенной модели рассмотрен вопрос о влиянии плотности массива квантовых точек на пороговые характеристики лазеров на их основе.

1. Введение

Одним из основных параметров, определяющих возможность практического применения полупроводникового лазера, является пороговая плотность тока, J_{th} . Использование квантовых ям (КЯ) в качестве активной области привело к созданию лазерных диодов, обладающих существенно меньшей J_{th} по сравнению с традиционными лазерами на основе двойной гетероструктуры [1]. Эффект понижения J_{th} связан прежде всего с уменьшением размера усиливающей среды, где необходимо поддерживать инверсную заселенность. Ожидается, что дальнейшее снижение J_{th} может быть реализовано при использовании в качестве активной области массива квантовых точек (КТ) [2–4]. Стремительный прогресс в изучении эффектов самоорганизации поверхности привел к созданию массивов самоорганизующихся КТ и к реализации в лазерах на их основе непрерывного режима генерации через основное состояние КТ с J_{th} порядка 60–100 А/см² [5] при комнатной температуре, что уже сравнимо с рекордными значениями для лазеров на основе КЯ [6].

Указанные низкие значения J_{th} реализовывались либо для полосковых диодов с большими длинами резонатора, ($L > 1$ мм), либо для лазерных диодов в геометрии с четырьмя сколотыми гранями (образец с кольцевой модой ($L \rightarrow \infty$)), т.е. для структур с малыми потерями на вывод излучения. Однако данные диоды принципиально характеризуются низкой дифференциальной эффективностью, η_D :

$$\eta_D = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i}, \quad (1)$$

где α_i — внутренние потери, η_i — внутренняя квантовая эффективность, α_m — потери на зеркалах, которые в свою очередь связаны с длиной резонатора (L) хорошо известным уравнением:

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right), \quad (2)$$

где R — коэффициент отражения зеркала.

Большинство практических применений требует относительно высоких ($> 50\%$) значений η_D , для чего необходимо использовать либо сравнительно короткие диоды с ($L < 1$ мм), либо специальную конструкцию волновода, обеспечивающую малые внутренние потери, что достаточно сложно реализовать [7]. Как было показано ранее, уменьшение длины резонатора лазеров с активной областью на основе КТ приводит к сверхлинейному росту пороговой плотности тока, свидетельствуя о насыщении усиления [8, 9]. Таким образом, для практического применения лазеров на КТ актуальной является проблема преодоления насыщения усиления. Для ее решения необходимо понимание того, какие параметры системы с КТ являются наиболее значимыми, определяя экспериментально наблюдаемый характер зависимости усиления от плотности тока накачки.

Полное теоретическое моделирование данной зависимости является достаточно сложной задачей, требующей большого количества математических вычислений и знания порой экспериментально недоступных параметров, что обычно приводит к некоей оторванности теории от эксперимента [10]. Одна из первых попыток связать экспериментально определенные значения усиления в лазерах на КТ с энергетическими и излучательными характеристиками ансамбля КТ была предпринята в работе [11], однако сам вид зависимости усиления от накачки не был получен в аналитическом виде. В работе [12] для описания экспериментальных данных было предложено феноменологическое уравнение, использование которого позволяет, в частности, предсказать зависимость пороговых характеристик реально существующих лазеров от плотности массива КТ.

В настоящей работе, исходя из первых принципов эффекта лазерного усиления, мы развиваем простую модель, описывающую в аналитическом виде пороговые характеристики лазера на основе массива КТ. Для сопоставления теоретической модели и эксперимента используются экспериментальные данные, полученные для лазерных диодов на основе двух разных систем с КТ: (In,Ga)As в матрице (AlGa)As/GaAs и КТ InAs в матрице InGaAs/InP.

2. Теория

На рис. 1 схематически показаны зависимости усиления от тока накачки для двойной гетероструктуры [13], структуры с квантовой ямой [14] и структуры с идеальным массивом КТ. Под идеальными подразумеваются КТ, обладающие одинаковыми размерами и формой (отсутствие неоднородного уширения) и основным уровнем энергии, достаточно далеко удаленным от более высоко лежащих состояний.

Идеальный массив КТ представляет собой по сути двухуровневую систему, и зависимость модового усиления (g_{QD}) от плотности тока накачки (J_{QD}) может быть получена, исходя из хорошо известных уравнений [15]:

$$J_{QD} = \text{const} \times r_{sp}(E_{12}), \quad (3)$$

$$g_{QD} = \text{const} \times (E_{12})^2 \times r_{st}(E_{12}), \quad (4)$$

где r_{sp} — скорость спонтанной рекомбинации, r_{st} — скорость вынужденного излучения, E_{12} — энергия перехода электрона, локализованного в КТ из валентной зоны в зону проводимости.

При низких температурах, когда время связывания электрона и дырки в экситон много меньше времени захвата носителя заряда в КТ, имеет место коррелированный (экситонный) захват. В настоящее время окончательно не установлено, имеет ли место экситонный захват электрона и дырки в КТ и при больших температурах. С другой стороны, условие локальной электронейтральности указывает на то, что при рассмотрении процесса за-

хвата можно использовать экситонное приближение, т. е.

$$f_2 = 1 - f_1 \equiv f_0, \quad (5)$$

где f_1 (f_2) — вероятность того, что состояние E_1 (E_2) занято электроном, или, другими словами, f_0 — вероятность того, что КТ занята экситоном. Следовательно, скорости спонтанного и стимулированного излучений приобретают следующий вид:

$$r_{sp}(E_{12}) = \text{const} \times f_0, \quad (6)$$

$$r_{st}(E_{12}) = \text{const} \times [(f_1 - f_2)] = \text{const} \times (2f_0 - 1). \quad (7)$$

Тогда уравнения (3, 4) могут быть записаны как

$$J_{QD} = C_1 \times f_0, \quad (8)$$

$$g_{QD} = C_2 \times (2f_0 - 1), \quad (9)$$

где $C_{1(2)}$ — некие константы. Теперь, решая данную систему уравнений и переобозначая

$$\frac{C_1}{2} = J_0, \quad (10)$$

$$C_2 = g^{\text{sat}}, \quad (11)$$

получаем следующее выражение, связывающее модовое усиление (g_{QD}) с плотностью тока рекомбинации (J_{QD}) через состояния массива "идеальных" КТ:

$$g_{QD} = g^{\text{sat}} \frac{J_{QD} - J_0}{J_0}. \quad (12)$$

Из рис. 1, где представлена схематически данная зависимость, становится понятен физический смысл величин J_0 и g^{sat} . J_0 — плотность тока прозрачности, соответствующая нулевому усилению и необходимая для создания инверсной заселенности. При плотности тока накачки J_{QD} , равной J_0 , в каждой КТ находится один экситон, увеличение тока накачки приводит к тому, что все больше КТ начинают заполняться вторым экситоном и усиление линейно возрастает с током. При плотности тока равной $2J_0$ массив КТ достигает максимально возможного усиления.

На рис. 2 схематически показана плотность электронных (дырочных) состояний реальной системы с КТ. Отличие от идеального случая состоит, во-первых, в неоднородном уширении плотности состояний из-за разброса КТ по размерам, что приводит к снижению максимального усиления, а во-вторых, в относительной близости высоколежащих состояний (возбужденные состояния КТ, состояния смачивающего слоя и матрицы), что приводит к возрастанию тока прозрачности.

Для того чтобы получить в простом аналитическом виде зависимость усиления от тока для КТ с учетом разброса размеров, мы предполагаем равенство матричного элемента (или силы осциллятора) для точек всех размеров, а также рассмотреть случай, когда функция

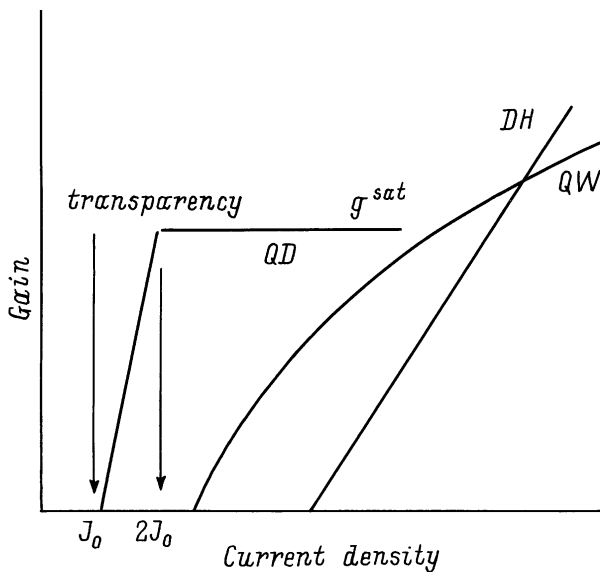


Рис. 1. Схематическое представление зависимости усиления от плотности тока для лазеров на основе двойной гетероструктуры (DH), квантовой ямы (QW) и массива идеальных квантовых точек (QD).

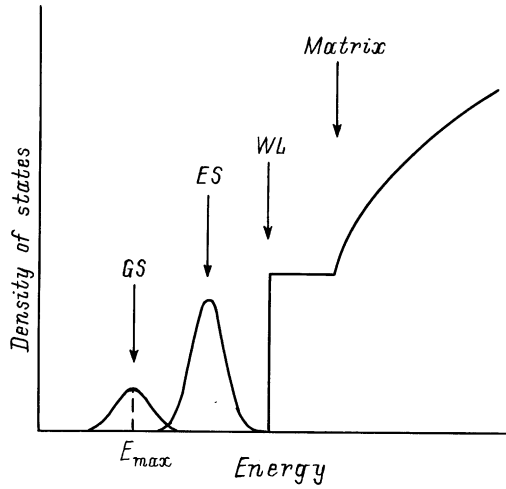


Рис. 2. Схематическое представление плотности состояний структуры с массивом самоорганизующихся квантовых точек, имеющих конечный разброс по размерам. Плотность состояний содержит неоднородно уширенные основное (GS) и возбужденное (ES) состояния квантовых точек, состояния смачивающего слоя (WL) и матрицы. E_{\max} — значение энергии, соответствующее максимуму плотности основного состояния.

теплового распределения незначительно меняется в пределах неоднородно уширенной плотности состояний (достаточно типичные случаи, когда kT больше неоднородного уширения или когда уровень Ферми расположен выше энергетических состояний КТ). Следовательно, можно считать, что максимальное усиление достигается в максимуме плотности состояний. В пренебрежении вышележащими состояниями получаем уравнения, аналогичные уравнениям (3, 4):

$$J_{QD} = \text{const} \times \int r_{sp}(E) dE, \quad (13)$$

$$g_{QD}^{\max} \equiv g_{QD} = \text{const} \times (E_{\max})^2 \times r_{st}(E_{\max}), \quad (14)$$

где E_{\max} — энергия фотона, соответствующая переходу для точек среднего размера или максимуму плотности состояний. (Отметим, что в формуле (13) и в последующих формулах пределы интегрирования выбираются в соответствии с рассматриваемыми состояниями). Уравнения (6) и (7) остаются без изменений:

$$r_{sp}(E) = \text{const} \times f_0(E), \quad (15)$$

$$r_{st}(E_{\max}) = \text{const} \times [2f_0(E_{\max}) - 1], \quad (16)$$

так как в отличие от случая КЯ или объемного материала при вычислении скоростей излучения не требуется интегрирования по всем переходам с данной энергией в пределах плотностей электронных и дырочных состояний, так как электрон может излучательно прорекомбинировать лишь с дыркой, находящейся в той же КТ. С математической точки зрения это требование аналогично введению правила отбора по k при рассмотрении переходов из непрерывной плотности состояний.

Считая, как допускалось выше, f_0 слабо изменяющейся величиной в диапазоне плотности энергий основного состояния, по аналогии с (8)–(11) получаем уравнение, идентичное уравнению (12). Основное отличие от идеального случая КТ состоит в том, что при той же плотности КТ неоднородное уширение приводит к уменьшению значения максимального усиления (g^{sat}), в то время как значение тока прозрачности (J_0) не изменяется, а зависимость усиления от тока сохраняет линейный вид.

Теперь рассмотрим влияние состояний смачивающего слоя (WL-wetting layer) и матрицы. Выражение для плотности тока, идущего на излучательную рекомбинацию в этих состояниях, может быть записано следующим образом:

$$J_{\text{WL+matrix}} = \text{const} \times \int r_{sp}^{\text{WL+matrix}}(E) dE. \quad (17)$$

В часто используемом при подобных оценках предположении симметричности электронной и дырочной плотностей состояний, равенства масс электронов и дырок, а также при учете правила отбора по импульсу скорость спонтанной рекомбинации в состояниях смачивающего слоя и матрицы может быть записана как

$$r_{sp}^{\text{WL+matrix}}(E) = \text{const} \times E \rho^2(E) f^2(E), \quad (18)$$

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-F}{kT}\right)}, \quad (19)$$

где $\rho(E)$ — плотность электронных (дырочных) состояний WL или матрицы в зависимости от E ; F — квазиуровень Ферми для электронов (дырок).

$$J_{\text{WL+matrix}} = \text{const} \times \int E \times \frac{\rho^2(E)}{[1 + \exp\left(\frac{E-F}{kT}\right)]^2} dE. \quad (20)$$

Чтобы избежать численных расчетов, положим, что состояния смачивающего слоя и матрицы расположены выше квазиуровня Ферми. Тогда от распределения Ферми–Дирака мы можем перейти к распределению Больцмана, и уравнение (20) преобразуется к виду

$$J_{\text{WL+matrix}} = \text{const} \times \exp\left(\frac{2F}{kT}\right) \times \int E \rho^2(E) \exp\left(-\frac{2E}{kT}\right) dE. \quad (21)$$

Очевидно, что интеграл по энергии, входящий в данное выражение, сходится и представляет собой некую константу, т. е.

$$J_{\text{WL+matrix}} = \text{const} \times \exp\left(\frac{2F}{kT}\right), \quad (22)$$

$$\text{const} \equiv J_2. \quad (23)$$

С другой стороны,

$$f_0 = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{F}{kT}\right)}, \quad (24)$$

следовательно,

$$\exp\left(\frac{2F}{kT}\right) = \left(\frac{f_0}{1-f_0}\right)^2. \quad (25)$$

В свою очередь уравнение (12) может быть записано в виде

$$J_{QD} = J_0 \left(1 + \frac{g_{QD}}{g^{\text{sat}}}\right) \quad (26)$$

и, используя (8) и (10), получаем, что

$$f_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{g_{QD}}{g^{\text{sat}}}\right). \quad (27)$$

В итоге уравнение (22) приобретает вид

$$J_{\text{WL+matrix}} = J_2 \left(\frac{g^{\text{sat}} + g_{QD}}{g^{\text{sat}} - g_{QD}}\right)^2. \quad (28)$$

Таким образом, мы выразили ток, обусловленный рекомбинацией через высоколежащие состояния, через усиление, достигаемое на КТ. Суммарный ток накачки может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} J &= J_{QD} + J_{\text{WL+matrix}} \\ &= J_0 \left(1 + \frac{g_{QD}}{g^{\text{sat}}}\right) + J_2 \left(\frac{g^{\text{sat}} + g_{QD}}{g^{\text{sat}} - g_{QD}}\right)^2. \end{aligned} \quad (29)$$

Таким образом, наличие вышележащих состояний WL и матрицы приводит к возрастанию тока прозрачности и отклонению зависимости усиления от плотности тока от линейной.

В области малых усилений, когда $g_{QD} \ll g^{\text{sat}}$, суммарная плотность тока накачки приобретает вид

$$J = J_0 \left(1 + \frac{g_{QD}}{g^{\text{sat}}}\right) + J_2 \left(1 + 2\frac{g_{QD}}{g^{\text{sat}}}\right). \quad (30)$$

Отсюда мы можем получить выражение для усиления через плотность тока:

$$g_{QD} = g^{\text{sat}} \frac{J - (J_0 + J_2)}{J_0 + 2J_2}. \quad (31)$$

Вводя обозначение

$$J_{tr} = J_0 + J_2, \quad (32)$$

получаем следующую формулу, описывающую зависимость усиления от тока накачки в области малых усилений:

$$g_{QD} = g^{\text{sat}} \frac{J - J_{tr}}{J_{tr}} \gamma, \quad (33)$$

где

$$\gamma = \frac{J_{tr}}{J_{tr} + J_2}. \quad (34)$$

Таким образом, J_{tr} — плотность тока прозрачности, J_2 — доля плотности тока прозрачности, обусловленная излучательной рекомбинацией через "паразитные" состояния WL и матрицы, а коэффициент γ определяет относительный вклад этих состояний:

$$\gamma = 1 \quad \text{при} \quad J_2 = 0, \quad (35)$$

$$\gamma = 1/2 \quad \text{при} \quad J_2 \rightarrow \infty. \quad (36)$$

Выражение, аналогичное (33), было впервые предложено в [12] для описания линейного режима усиления. В настоящей работе мы вскрыли физический смысл параметра γ и указали возможный диапазон его изменений.

Кроме основного КТ могут содержать также возбужденные состояния. Как и при рассмотрении вклада WL и матрицы, допустим, что эти состояния лежат выше уровня Ферми, это приводит к появлению третьего члена в уравнении (30):

$$\begin{aligned} J &= J_{QD} + J_{QD}^{\text{ex}} + J_{\text{WL+matrix}} \\ &= J_0 \left(1 + \frac{g_{QD}}{g^{\text{sat}}}\right) + J_1 \left(\frac{g^{\text{sat}} + g_{QD}}{g^{\text{sat}} - g_{QD}}\right) \\ &\quad + J_2 \left(\frac{g^{\text{sat}} + g_{QD}}{g^{\text{sat}} - g_{QD}}\right)^2, \end{aligned} \quad (37)$$

где J_1 — доля плотности тока прозрачности, идущая на накачку возбужденных состояний КТ. При малых значениях усиления получаем уравнение, полностью идентичное уравнению (34), но плотность тока прозрачности теперь определяется выражением

$$J_{tr} = J_0 + J_1 + J_2, \quad (38)$$

а параметр γ остается без изменений. Данный факт весьма любопытен, так как из него следует, что наличие возбужденных состояний КТ не оказывает влияния на наклон зависимости усиления от плотности тока накачки, в отличие от состояний WL и матрицы.

3. Эксперимент

Для проверки справедливости приведенной выше модели мы исследовали характеристики усиления двух лазерных структур лазеров с КТ. Первая структура, обозначаемая в дальнейшем как QD-GaAs, выращивалась на подложке n^+ -GaAs (100). Активная область состояла из трех плоскостей КТ InGaAs, разделенных спейсерными слоями $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ толщиной 50 Å, и помещалась в середину волновода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.45 \div 0.15$), ограниченного эмиттерными слоями толщиной по 1.5 мкм. Вторая структура, QD-InP, была выращена на подложке n^+ -InP (100), которая также использовалась и в качестве нижнего эмиттера. Три слоя КТ InAs, разделенных 50 Å слоями InGaAs, помещались в середину волновода слоя InGaAs толщиной 0.6 мкм, ограниченного сверху эмиттерным слоем InAlAs толщиной 1.5 мкм. Измерения проводились при 300 К для структуры QD-GaAs

и 77 К для структуры QD-InP. Более подробно технологические режимы выращивания структур и изготовления лазерных диодов, а также методики электро- и фотолюминесцентных измерений описаны в работах [16] и [17, 18] соответственно.

4. Результаты и обсуждение

4.1. Зависимость усиления от плотности тока накачки

Экспериментальная зависимость усиления от плотности тока может быть получена из условия равенства модового усиления (g_{mod}) суммарным потерям на пороге генерации:

$$g_{\text{mod}}(J_{\text{th}}) = \alpha_m + \alpha_i. \quad (39)$$

В свою очередь внутренние потери α_i могут быть определены из экспериментально измеренной внешней квантовой эффективности в зависимости от длины полоска по формуле (1).

На рис. 3, *a* представлена зависимость модового усиления от плотности тока для лазерной структуры QD-GaAs, определенная по описанной выше методике. Отчетливо видно, что данная зависимость имеет два насыщающихся участка. Положение длины волны генерации в зависимости от пороговой плотности тока приведено на рис. 3, *b*. Сопоставление рисунков показывает, что начало второго участка в зависимости усиления от плотности тока в точности соответствует резкому смещению длины волны генерации в коротковолновую область.

Мы полагаем, что указанное поведение усиления и длины волны генерации связано с тем, что при низких плотностях тока заполнено только основное состояние (ОС)КТ. Увеличение тока накачки приводит, с одной стороны, к насыщению усиления на основном состоянии, а с другой — к постепенному увеличению заселения возбужденного состояния (ВС). В результате при некоторой плотности тока максимальное усиление, достигаемое на ВС, начинает превосходить максимальное усиление ОС, т.е. происходит резкий перескок длины волны генерации в коротковолновую сторону. При дальнейшем повышении накачки генерация происходит уже через ВС, усиление на котором также насыщается с ростом плотности тока, но на существенно более высоком уровне по сравнению с ОС.

Приведенный на рис. 3, *b* спектр фотолюминесценции данной структуры, записанный после удаления верхнего контактного слоя, состоит из двух отчетливых пиков, из которого длинноволновый пик соответствует основному состоянию КТ, а более коротковолновый — возбужденному состоянию КТ. Отметим, что длина волны генерации на первом участке лежит в пределах длинноволнового пика, а при генерации через возбужденное состояние — в пределах второго участка.

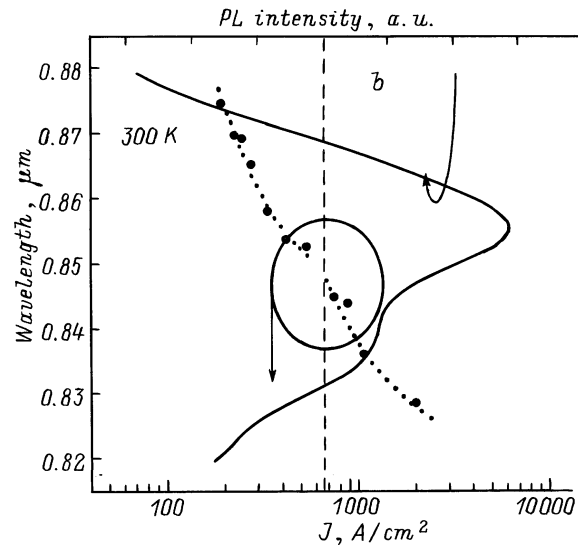
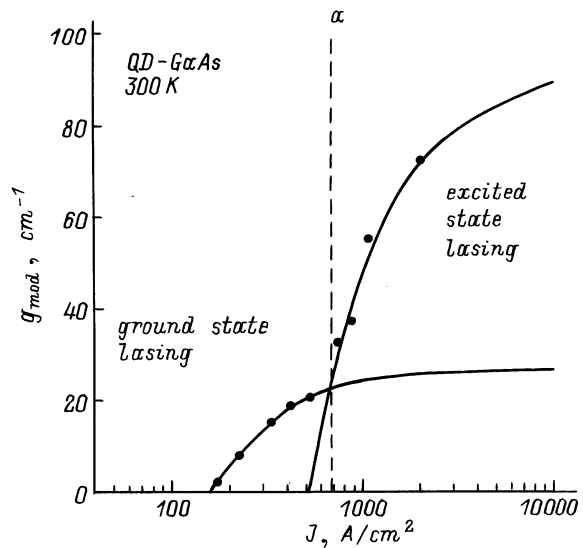


Рис. 3. Экспериментальные зависимости (точки) модового усиления (*a*) и длины волны лазерной генерации (*b*) от плотности тока накачки для структуры QD-GaAs при комнатной температуре. Сплошные кривые рассчитаны в соответствии с уравнениями (37) и (29) и подгонными параметрами, приведенными в табл. 1. Спектр фотолюминесценции данной структуры, записанный после удаления верхнего контактного слоя, приведен на рис. *b*.

Аналогичные зависимости усиления и длины волны генерации от плотности тока накачки демонстрирует и QD-InP-лазер (рис. 4). Вновь наблюдается ярко выраженный переход генерации с основного состояния на возбужденное. Более того, при плотности тока порядка 400 А/см² генерация переключается на состояние двумерного смачивающего слоя и зависимость усиление–ток становится строго логарифмической, что характерно для лазеров на основе КЯ [14] (см. рис. 1).

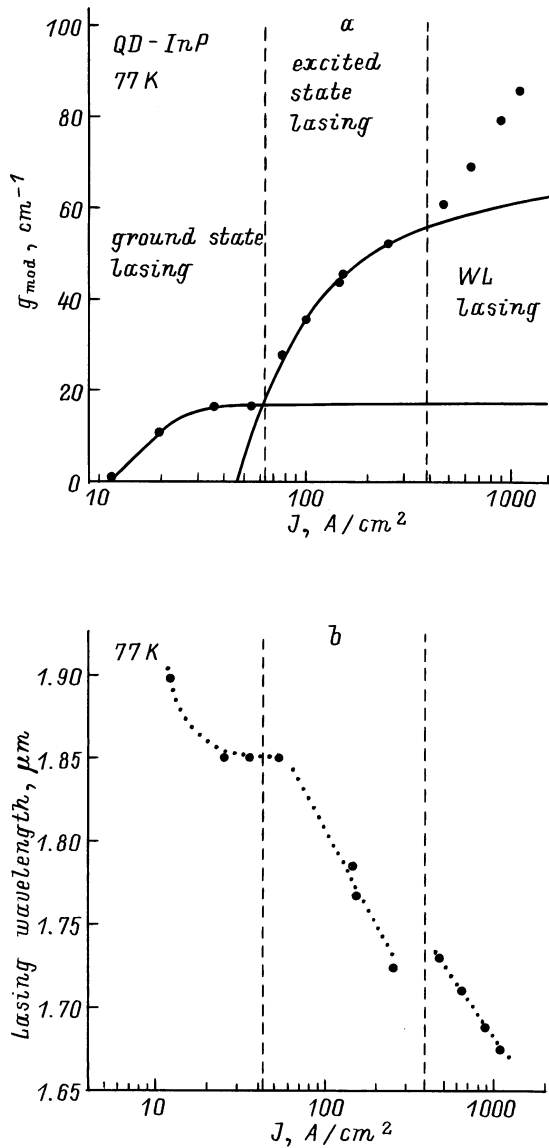


Рис. 4. Зависимость модового усиления (а) и длины волны лазерной генерации (б) для структуры *QD-InP* при 77 К. Сплошные линии рассчитаны в соответствии с уравнениями (37) и (29) и подгонными параметрами, приведенными в табл. 1.

Для обеих структур участок зависимости усиления от тока, соответствующий основному состоянию, хорошо аппроксимируется выражением (37) при определенных параметрах J_0 , J_1 , J_2 , g^{sat} , а участок, соответствующий возбужденному состоянию, — уравнением (29), так как в данном случае параметр J_0 относится уже к возбужденному состоянию. Значения соответствующих параметров для исследуемых структур приведены в табл. 1. Хорошее соответствие экспериментальных и теоретических данных позволяет говорить о справедливости предложенного подхода для широкого диапазона материальных параметров, поскольку нами были исследованы две различные системы КТ.

Стоит заметить, что соотношения между величинами подгонных параметров соответствуют их физическому смыслу. Так, например, доля тока прозрачности, идущая на рекомбинацию носителей через состояния смачивающего слоя (J_2) в случае, когда генерация происходит через основное состояние, пренебрежимо мала по сравнению со случаем генерации через возбужденные состояния. Данный эффект объясняется тем, что в последнем случае уровень накачки значительно выше, а следовательно, большее количество носителей находится в смачивающем слое.

Представляется полезным рассмотреть более подробно отношения насыщенных усиления, g^{sat} , а также параметров J_0 достигаемых при генерации через ВС и ОС:

$$R_{g^{\text{sat}}} = \frac{g^{\text{sat}}(\text{excited})}{g^{\text{sat}}(\text{ground})}, \quad (40a)$$

$$R_{J_0} = \frac{J_0(\text{excited})}{J_0(\text{ground})}. \quad (40b)$$

Значения этих параметров для обеих лазерных структур приведены в табл. 2.

Из приведенных данных следует, что как в *QD-GaAs*, так и в *QD-InP*-лазерах насыщенное усиление, достигаемое на ВС, приблизительно в 4 раза выше соответствующего усиления для ОС.

Чтобы объяснить близость данных значений к 4 рассмотрим энергетический спектр КТ. В простейшем приближении атома водорода [19] в спектре КТ присутствуют одно двукратно-вырожденное по спину основное $1s$ -состояние, а также $2s$ - и три $2p$ -состояния, обладающие одинаковой энергией. Таким образом, на возбужденном уровне может аккумулироваться в 4 раза больше носителей, а следовательно, отношение насыщенных усиления должно быть порядка 4, если предположить, что рекомбинация через основное и возбужденное состояние происходит с одинаковой силой осциллятора. Вообще говоря, расщепление между $2s$ - и $2p$ -состояниями вследствие того, что потенциальная яма КТ не описывается кулоновским потенциалом, а также расщепление самих $2p$ -состояний вследствие несферической формы КТ

Таблица 1. Параметры усиления лазеров на КТ

Структура	Состояние	g^{sat}	J_0	J_1	J_2	γ
КТ InGaAs в матрице AlGaAs	ОС	27	126	36	0	1
	ВС	102	480	—	33	0.93
КТ InAs в матрице InGaAs/InP	ОС	17.1	10.2	0.6	0	1
	ВС	69	42	—	3.6	0.9

Таблица 2. Отношения параметров усиления для возбужденного и основного состояния лазеров на КТ

Структура	$R_{g^{\text{sat}}}$	R_{J_0}
КТ InGaAs в матрице AlGaAs	3.8	3.8
КТ InAs в матрице InGaAs/In	4	4.1

должны приводить к снятию вырождения возбужденного уровня. Однако указанное расщепление значительно меньше неоднородного уширения плотности состояний КТ, связанного с разбросом по размерам, и приведенные выше качественные рассуждения остаются в силе.

Можно показать, что при нулевой температуре, когда тепловое размытие функции распределения носителей по энергии отсутствует, значение параметра R_{J_0} должно быть равно 6, а при бесконечно большой температуре, когда тепловое распределение носителей не изменяется в пределах колокола плотности состояний КТ, оно должно равняться 1. Экспериментально определенные значения параметра R_{J_0} (см. табл. 2) составляют 3.8 и 4.1 для лазеров на основе GaAs и InP соответственно и лежат в теоретически предсказанных пределах. Близость значений этого параметра для обоих лазеров может быть объяснена тем, что, хотя температура измерений QD-GaAs-лазера составляла 300 К, а структуры QD-InP — 77 К, помимо температуры, значение параметра R_{J_0} определяется также энергетическим расстоянием между основным и возбужденным состоянием, оно примерно в 3 раза меньше для QD-InP-лазера по сравнению с QD-GaAs-лазером и компенсирует эффект температуры. Следовательно, R_{J_0} должно быть примерно одинаковым, что и наблюдается экспериментально.

4.2. Влияние квантовых точек на характеристики лазеров на их основе

Уравнение (37) позволяет получить зависимость пороговой плотности тока от концентрации КТ. Полная поверхностная плотность массива КТ может быть, например, увеличена с помощью многократного осаждения нескольких рядов точек, либо посредством применения специальных режимов осаждения [16], позволяющих изменять концентрацию КТ в каждом из рядов. Каким бы образом не произошло N -кратное изменение плотности КТ, в уравнении (37) это приводит к N -кратному масштабированию насыщенного усиления, а также вкладов в ток прозрачности, обусловленный ОС (J_0) и ВС (J_1), в предположении неизменности электронной структуры и излучательных характеристик КТ. Так как состояния WL лежат ниже состояний матрицы, основной вклад в третье слагаемое в уравнении (37) дают именно они. Тогда, если N -кратное изменение общей концентрации КТ произошло за счет изменения количества осажденных слоев КТ, то в случае лазерной генерации через основное состояние КТ, исходя из уравнения (37), мы можем записать следующее выражение:

$$J = NJ_0 \left(1 + \frac{g_{QD}}{N g^{\text{sat}}} \right) + NJ_1 \left(\frac{N g^{\text{sat}} + g_{QD}}{N g^{\text{sat}} - g_{QD}} \right) + NJ_2 \left(\frac{N g^{\text{sat}} + g_{QD}}{N g^{\text{sat}} - g_{QD}} \right)^2, \quad (41a)$$

а в случае, если изменена непосредственно поверхностная концентрация КТ при сохранении количества

осажденных плоскостей с КТ, то необходимое уравнение имеет следующий вид:

$$J = NJ_0 \left(1 + \frac{g_{QD}}{N g^{\text{sat}}} \right) + NJ_1 \left(\frac{N g^{\text{sat}} + g_{QD}}{N g^{\text{sat}} - g_{QD}} \right) + J_2 \left(\frac{N g^{\text{sat}} + g_{QD}}{N g^{\text{sat}} - g_{QD}} \right)^2. \quad (41b)$$

Единственное отличие в уравнениях (41a) и (41b) состоит в том, что в первом случае доля тока прозрачности, идущая на накачку состояний WL, масштабируется с N , а во втором нет. Еще раз отметим, что при генерации через возбужденное состояние данные уравнения не содержат второе слагаемое и параметр J_0 относится к возбужденному состоянию.

Для того чтобы экспериментально проверить справедливость приведенных выше рассуждений, сравним пороговые характеристики двух лазерных структур, отличающихся поверхностной концентрацией КТ в активной области. Первая из них, рассмотренный выше лазер QD-GaAs обладает поверхностной плотностью КТ, приведенной на один слой, точек порядка $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в одном слое, что в 4 раза выше типичного значения $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ для КТ InGaAs/AlGaAs, которым характеризуется предлагаемый для сравнения лазер QD-GaAs-LD.

На рис. 5, а точками показаны экспериментальные данные зависимости усиления от плотности тока накачки для обеих структур, приведенные на один слой КТ. Сплошные кривые на данном рисунке представляют собой зависимости, описываемые уравнениями (37) и (29) с подгоночными параметрами, определенными выше для лазера QD-GaAs. В то же время штриховые кривые получены исходя из уравнения (41b) при тех же значениях параметров и при $N = \frac{1}{4}$. Видно хорошее соответствие экспериментальных данных с теоретически предсказанным поведением усиления от накачки для структуры QD-GaAs-LD, что говорит о возможности применения данного подхода при конструировании активной области лазера на КТ.

Например, используя уравнения (41), мы можем определить оптимальную плотность КТ, соответствующую минимальной пороговой плотности тока, J_{th} при заданном пороговом значении усиления, которое должно быть достигнуто на пороге лазерной генерации, G_{th} :

$$J_{\text{th}}(N) = NJ_0 \left(1 + \frac{G_{\text{th}}}{N g^{\text{sat}}} \right) + NJ_1 \left(\frac{N g^{\text{sat}} + G_{\text{th}}}{N g^{\text{sat}} - G_{\text{th}}} \right) + NJ_2 \left(\frac{N g^{\text{sat}} + G_{\text{th}}}{N g^{\text{sat}} - G_{\text{th}}} \right)^2, \quad (42a)$$

$$J_{\text{th}}(N) = NJ_0 \left(1 + \frac{G_{\text{th}}}{N g^{\text{sat}}} \right) + NJ_1 \left(\frac{N g^{\text{sat}} + G_{\text{th}}}{N g^{\text{sat}} - G_{\text{th}}} \right) + J_2 \left(\frac{N g^{\text{sat}} + G_{\text{th}}}{N g^{\text{sat}} - G_{\text{th}}} \right)^2. \quad (42b)$$

На рис. 5, *b* показана зависимость J_{th} от концентрации КТ при различных уровнях порогового усиления, описываемая уравнением (42б). Параметры J_0 , J_1 , J_2 и g^{sat} взяты из подгоночных кривых, соответствующих приведенной на один слой КТ зависимости усиления от плот-

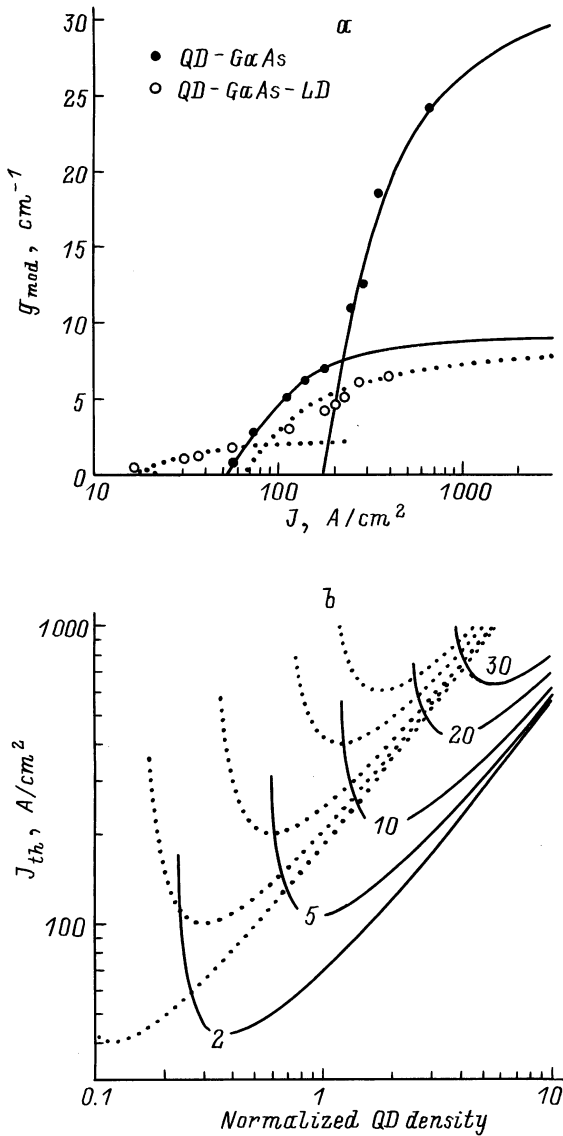


Рис. 5. *a* — приведенная на один слой квантовых точек зависимость модового усиления от плотности тока накачки для двух структур на основе InGaAs КТ в матрице AlGaAs с различной поверхностной концентрацией КТ. Темные точки соответствуют структуре QD-GaAs с поверхностной плотностью $\sim 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, светлые точки — структуре QD-GaAs-LD с поверхностной концентрацией КТ $\sim 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Сплошные линии рассчитаны в соответствии с уравнениями (37) и (29), с подгоночными параметрами, приведенными в табл. 1, пунктирные кривые получены с помощью уравнения (41б) при $N = \frac{1}{4}$; *b* — зависимость пороговой плотности тока от концентрации КТ для генерации через основное (сплошные кривые) и возбужденное (пунктирные линии) состояния. Цифры у кривых соответствуют уровню порогового усиления (см^{-1}). N — нормированная на $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ концентрация КТ.

ности тока для структуры QD-GaAs. Концентрация КТ нормирована на значение поверхностной концентрации КТ в данной структуре ($2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Хорошо видно, что зависимость J_{th} от плотности КТ качественно такая же, как и зависимость порогового тока от количества квантовых ям для лазеров на их основе. Существует оптимальная плотность КТ (N_{opt}), которая соответствует минимальному значению J_{th} при определенном уровне порогового усиления. J_{th} уменьшается при увеличении N вплоть до N_{opt} , а затем начинает возрастать. Если необходимое пороговое усиление слишком велико, то при определенной плотности КТ лазерная генерация может быть не достигнута на основном состоянии, однако она может быть реализована через возбужденные состояния. Как отмечалось ранее, в большинстве практических применений используются лазеры с высокими потерями на вывод излучения, так необходимы достаточно высокие значения дифференциальной эффективности. Таким образом, как следует из рис. 5, *b*, более плотные массивы КТ желательны на практике для достижения малых пороговых токов при высоком уровне потерь.

Для того чтобы не перегружать рисунок, мы не стали приводить зависимость J_{th} от N для случая изменения плотности КТ за счет увеличения числа рядов, содержащих массивы КТ (42а). В этом случае зависимости J_{th} для основного состояния вообще не изменятся, а для возбужденного состояния J_{th} незначительно возрастет при $N > 1$ и уменьшится при $N < 1$. Также отметим, что в данном случае не все ряды с КТ попадут в максимум световой волны, а следовательно, экспериментально J_{th} будет несколько выше.

Дифференцируя (42) по N и приравнявая $\frac{dJ_{th}}{dN}$ к нулю, можно получить зависимость N_{opt} от порогового усиления G_{th} . Рассматривая генерацию через основное состояние, когда, как следует из табл. 1, можно пренебречь вкладом WL ($J_2 = 0$), получаем

$$\frac{dJ_{th}}{dN} = J_0 + J_1 \left(1 - \frac{2G_{th}^2}{(N_{opt}g^{sat} - G_{th})^2} \right) = 0. \quad (43)$$

Отчетливо видно, что зависимость N_{opt} от G_{th} , удовлетворяющая уравнению (43), должна представлять собой линейную функцию. Отметим, что в случае, если генерация идет через возбужденное состояние, когда нельзя пренебречь WL, данная зависимость перестает быть линейной.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе предложена модель, позволяющая получить аналитический вид зависимости усиления от плотности тока накачки для лазеров на основе КТ. Для сопоставления теории с экспериментом рассмотрены две различные системы самоорганизующихся КТ: InGaAs в матрице AlGaAs, выращенные на подложке GaAs, и КТ InAs в матрице InGaAs, решеточно согласованной к подложке InP. Показано,

что предложенная модель позволяет описать пороговые характеристики лазеров на КТ, в том числе переход генерации с основного на возбужденное состояние КТ. Четырехкратное вырождение возбужденного состояния приводит к четырехкратному увеличению насыщенного усиления по сравнению с основным состоянием КТ. Теоретически изучено влияние поверхностной плотности КТ на пороговые характеристики. Менее плотный массив КТ демонстрирует меньшее значение тока прозрачности, а следовательно, и J_{th} в области малых пороговых усиленных, в то время как ансамбль КТ с более высокой концентрацией проявляет большее значение насыщенного усиления, что приводит к меньшим значениям J_{th} в области больших пороговых усиленных. Указанные эффекты как качественно, так и количественно находятся в хорошем соответствии с экспериментом.

Авторы выражают искреннюю благодарность М.А. Однородову за полезные дискуссии.

Работа выполнялась при поддержке проекта INTAS-96-0467 и программы "Физика твердотельных наноструктур" (проекты 97-1090, 98-1096).

Список литературы

- [1] J.P. van der Ziel, R. Dingle, R.C. Miller, Wiegmann, W.A. Nordland, Jr. Appl. Phys. Lett., **26**, 463 (1975).
- [2] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40**, 939 (1982).
- [3] L. Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G.Le Roux. Appl. Phys. Lett., **47**, 1099 (1985).
- [4] P.M. Petroff, S.P. DenBaars. Superlat. Microstruct., **15**, N 1, 15 (1994).
- [5] V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, M.V. Maksimov, A.F. Tsatsul'nikov, N.Yu. Gordeev, S.V. Zaitsev, Yu.M. Shernyakov, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, J. Bohrer, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner, and U. Gosele. J. Cryst. Growth, **175/176**, 689 (1997).
- [6] Ж.И.Алфёров, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.Э. Луценко, Б.Я. Мельцер, М.И. Неменов, В.М. Устинов, С.В. Шапошников. ФТП, **24**, 152 (1990).
- [7] L.J. Mawst, A. Bhattacharya, J. Lopez, D. Botez, D.Z. Garbuzov, L.DeMarco, J.C. Connolly, M. Jansen, F. Fang, R.F. Nabiev. Appl. Phys. Lett., **69**, N 11, 1532 (1996).
- [8] O.G. Schmidt, N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M.H. Mao, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Y. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Electron. Lett., **32**, N 14, 1302 (1996).
- [9] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, Yu.M. Sherniakov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, N. Kirstaedter, D. Bimberg. Superlat. Microstruct., **21**, 559 (1997).
- [10] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron., **3**, N 2, 148 (1997).
- [11] D. Bimberg, N. Kristaedter, N.N. Ledentsov, Zh.I. Alferov, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov. IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron., **3**, N 2, 196 (1997).

- [12] 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 (в печати Semicond. Sci. Technol.).
- [13] F. Stern. IEEE J. Quant. Electron., **QE-9**, 290 (1973).
- [14] P.W. McIlroy, A. Kurobe, Y. Uematsu. IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 1958 (1985).
- [15] Х. Кейси, М. Паниш. Лазеры на гетероструктурах (М., Мир, 1981) с. 211.
- [16] А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, А.Ф. Цацуньников, Б.В. Воловик, А.В. Лунев, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 1114 (1998).
- [17] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, V.I. Kopchatov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, P.S. Kop'ev, Z.I. Alferov, S.S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, D. Bimberg. Electron. Lett., **34**, N 7, 670 (1998).
- [18] А.Ж. Жуков, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, В.И. Копчатов, А.В. Лунев, А.Ф. Цацуньников, Б.В. Воловик, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев. ФТП, **32**, 892 (1998).
- [19] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. т. 3. Квантовая механика. Нерелятивистская теория (М., Наука, 1989) с. 300.
- [20] A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, N.N. Ledentsov, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, Yu.M. Shernyakov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. J. Electron. Mater., **27**, N 3, 106 (1998).

Редактор В.В. Чалдышев

Features of the optical gain of injection lasers based on self-organized quantum dots

A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, P.S. Kop'ev

A.F. Ioffe Physicotechnical institute,
Russian Academy of Sciences,
26 Politekhnicheskaya,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract We propose a simple theoretical model to describe analytically current density dependence of the optical gain in the lasers based on self-organized quantum dots (QDs). The model is shown to be in reasonable agreement with the experimental data obtained for the laser diodes based on InGaAs QDs in AlGaAs/GaAs and InAs QDs in InGaAs/InP. Previously observed effects of the gain saturation and ground-excited state lasing transition are studied in this work. Effect of the QD density on threshold characteristics is considered in the framework of the model proposed.