

Спектры электролюминесценции и поглощения полупроводниковых лазеров с низкими оптическими потерями на основе квантово-размерных гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs

© С.О. Слипченко[¶], А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич, Н.А. Рудова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов

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

(Получена 8 ноября 2010 г. Принята к печати 15 ноября 2010 г.)

Исследованы спектры спонтанного излучения оптических потерь и усиления в лазерной гетероструктуре с квантово-размерной активной областью InGaAs при различных уровнях оптической и электрической накачки. Показано, что накопление носителей заряда в активной области ведет к аннигиляции длинноволнового краевого пика в спектре поглощения. Установлено, что протекающий фототок препятствует накоплению фотогенерированных носителей заряда, в результате спектр поглощения сохраняет свою форму независимо от уровня оптической накачки. Продемонстрировано, что эффекты многочастичного взаимодействия носителей заряда приводят к нетемпературному сужению ширины запрещенной зоны квантово-размерной активной области InGaAs на величину до 30 мэВ и размытию длинноволнового края спектра усиления. В результате для лазерных диодов полосковой конструкции можно найти такой спектральный диапазон, в котором усиление в области полоскового контакта положительно, а потери в пассивных областях близки к нулю.

1. Введение

В основе современных мощных полупроводниковых лазеров лежит конструкция с полосковой геометрией электрического контакта. В этом случае лазерный кристалл представляет многосекционную структуру, включающую секцию усиления, образованную полосковым омическим контактом с *p*-стороны и ограниченную с обеих сторон электрически изолированными пассивными областями (рис. 1). При этом секция усиления и пассивные области являются оптически связанными, что редко принимается во внимание.

Цель данной работы заключалась в детальном исследовании спектральных характеристик коэффициентов поглощения и усиления пассивных и активных областей полупроводниковых лазеров, выполненных на основе наногетероструктур с низкими оптическими потерями. Первая часть работы посвящена исследованию спектров спонтанного излучения и оценке влияния концентрации инжектированных носителей заряда на зонную структуру активной области. Во второй части будут рассмотрены спектральные зависимости коэффициентов поглощения в пассивных областях при различных уровнях возбуждения. Третья часть посвящена исследованию спектров усиления активной области и сравнению со спектрами поглощения пассивных областей.

2. Экспериментальные образцы

Экспериментальные образцы изготавливались на основе асимметричной гетероструктуры InGaAs/AlGaAs/GaAs с широким волноводом. Гетероструктура была выращена методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений и включала широкозонные эмиттеры $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, волновод GaAs толщиной

1.7 мкм и квантово-размерную активную область. Активная область исследуемой гетероструктуры была сформирована слоем напряженного твердого раствора InGaAs толщиной 8 нм. На рис. 2 приведены результаты расчета положения уровней размерного квантования активной области. В расчете учитывались состав твердого раствора и величина напряжения рассогласования. Для лазерных диодов, изготовленных на основе исследуемой гетероструктуры, внутренние оптические потери и внутренний квантовый выход составили 0.8 см^{-1} и 99% соответственно. Полученные результаты говорят о высоком оптическом качестве слоев гетероструктуры и отсутствии каналов токовых утечек.

3. Спектры электролюминесценции квантово-размерной активной области в спонтанном режиме

Зонная структура активной области определяет излучательные характеристики лазерных диодов. Ток инжекции меняет условия в активной области, в частности

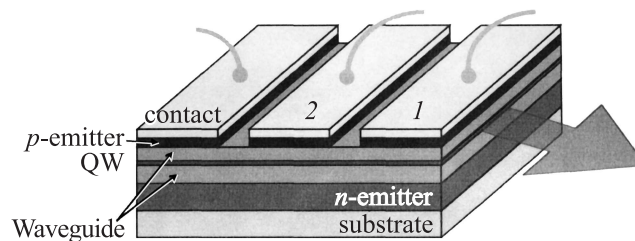


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальных образцов многосекционной конструкции. Все грани, кроме правой боковой, выполнены шероховатыми. 1 — крайняя секция, 2 — центральная секция.

[¶] E-mail: serghpl@mail.ioffe.ru

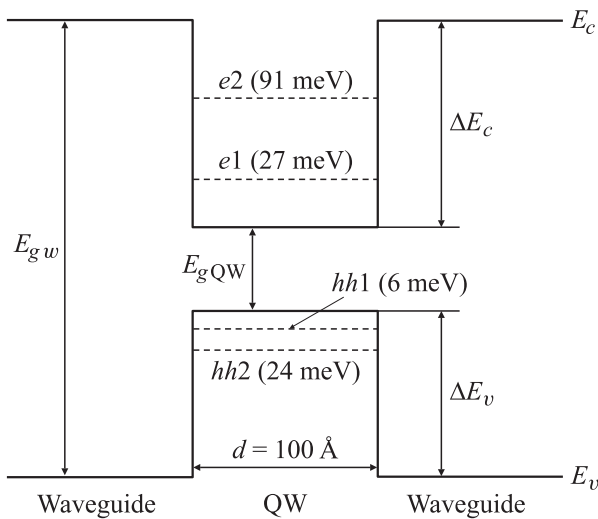


Рис. 2. Схематическая зонная диаграмма квантово-размерной активной области InGaAs лазерной гетероструктуры. E_{gw} , E_{gqw} — ширина запрещенной зоны волновода и активной области соответственно; E_v , E_c — положение валентной зоны (ВЗ) и дна зоны проводимости (ЗП); ΔE_v , ΔE_c — разрывы зон в ВЗ и ЗП между твердыми растворами, образующими волновод и активную область; положение первых двух уровней размерного квантования для тяжелых дырок и электронов относительно потолка валентной зоны и дна зоны проводимости, мэВ: $hh1$ — 6, $hh2$ — 24, $e1$ — 27, $e2$ — 91.

за счет накопления инжектированных носителей заряда. Важно определить влияние инжектированных в активную область носителей заряда на параметры ее зонной структуры.

Спектр электролюминесценции является одной из характеристик, отражающих зонную структуру материала. В рамках данной работы проводились исследования спектров электролюминесценции для образцов, изготовленных на основании описанной выше лазерной гетероструктуры. Исследуемые образцы изготавливались путем скальвания по плоскостям (110). Размеры инжекционных контактов составляли 200×700 мкм. С целью подавления обратной связи и многопроходного режима излучения три из четырех естественно сколотых граней делались шероховатыми. Излучение регистрировалось в направлении, перпендикулярном плоскости оставшейся зеркальной грани с апертурой 700 мкм (рис. 1). Для снижения эффекта перегрева активной области накачка образцов осуществлялась импульсным током (длительность импульса 3 мкс, частота 1 кГц). На рис. 3 показаны спектры электролюминесценции, полученные для различных значений плотности тока накачки. Максимумы спектров электролюминесценции нормированы к единице. На вставке рис. 3 показана зависимость интенсивности максимумов спектров от плотности тока накачки J . Для полученных спектров электролюминесценции характерно уширение линии излучения с ростом плотности тока накачки. Видно, что уширение линии излучения состоит из двух компонент. Первая — это

смещение коротковолновой границы, связанное с ростом концентрации носителей заряда в активной области. В результате с ростом плотности тока накачки проявляется второй коротковолновый экстремум, обусловленный переходом ($2e-2hh$) со 2-го электронного уровня на 2-уровень тяжелых дырок в квантовой яме (рис. 2). Вторая компонента уширения спектральной линии выражается в смещении длинноволновой границы спектра. Была сделана оценка вклада разогрева активной области в смещение длинноволновой границы спектра электролюминесценции. Установлено, что с уменьшением длительности импульса тока накачки при максимальном уровне возбуждения характер и положение спектра не изменяются. Это позволяет утверждать, что вклад теплового разогрева для исследуемого диапазона уровней возбуждения пренебрежимо мал.

Нетемпературный эффект смещения длинноволнового края спектра электролюминесценции был исследован в работах [1–4]. Фундаментальными причинами такого поведения являются внутризонное рассеяние носителей заряда и экранировка свободными носителями заряда атомного потенциала кристаллической решетки [5]. В результате с ростом концентрации свободных носителей заряда происходит сужение ширины запрещенной зоны квантовой ямы. На рис. 4 показана ширина длинноволнового плеча на уровне половины от максимальной интенсивности, отсчитанной относительно пика спектра при 7 A/cm^2 , в зависимости от плотности тока накачки. Другой особенностью спектров электролюминесценции является смещение максимума в высокоэнергетическую область с ростом плотности тока накачки (рис. 3). В исследуемом диапазоне токов накачки наблюдалось смещение максимума. Исключением являлись минимальные уровни возбуждения ($0-36 \text{ A/cm}^2$), когда положение максимума практически

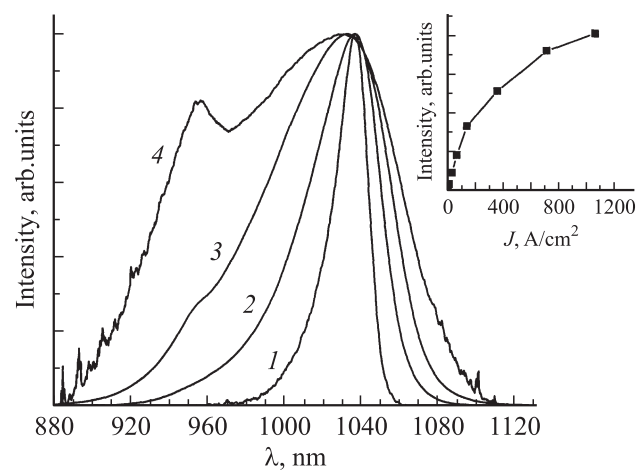


Рис. 3. Спектры спонтанного излучения квантово-размерной активной области (нормированные) InGaAs для различных плотностей тока накачки J , A/cm^2 : 1 — 7, 2 — 71, 3 — 357, 4 — 1070. На вставке — зависимость амплитуды максимума спектра спонтанного излучения от плотности тока накачки.

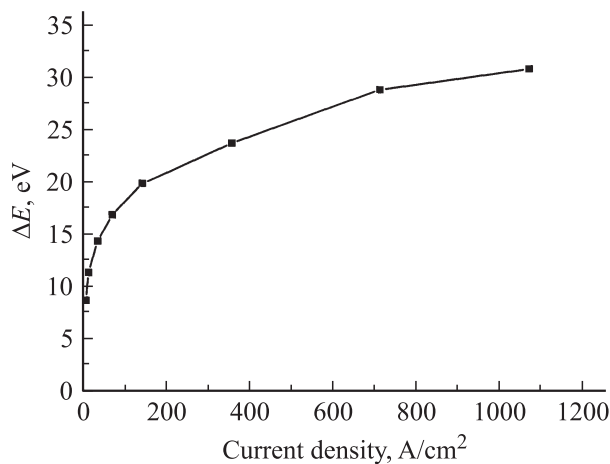


Рис. 4. Зависимость ширины длинноволнового плеча спектра спонтанного излучения квантово-размерной активной области InGaAs от плотности тока накачки.

зафиксировано. При увеличении плотности тока накачки от 36 до 1000 А/см² максимум смещается на величину порядка 10 мэВ в высокоэнергетическую область со средней скоростью 0.008 нм/(А/см²).

4. Спектры поглощения

Экспериментально наблюдаемые спектры электролюминесценции являются результирующей двух процессов: межзонных излучательной рекомбинации и поглощения. Связь спектров электролюминесценции и поглощения описывается через известное соотношение [6,7]. В рамках данной работы были проведены прямые измерения коэффициентов поглощения в лазерных гетероструктурах с активной областью на основе квантовой ямы при различных интенсивностях оптического возбуждения и электрической накачки. Используемая методика измерений спектров поглощения основывалась на кристаллах трехсекционной конструкции (рис. 1). Секции имели оптическую связь через единый оптический волновод и одновременно были электрически изолированы друг от друга. Это позволяло проводить независимую накачку каждой секции в отдельности. Электрическая изоляция реализовывалась за счет протравленной со стороны *p*-эмиттера мезаканавки шириной 10 мкм. Размеры секций были одинаковы и составляли 200 × 700 мкм каждая. Как и в случае с образцами для измерений спектров электролюминесценции, только одна грань оставалась зеркальной (рис. 1). Измерение коэффициентов поглощения проходило в два этапа. На первом этапе при различных значениях плотности токов накачки измерялись спектры электролюминесценции крайней секции, одна из сторон которой ограничивалась зеркальной гранью. Характер полученных спектров повторял зависимости, приведенные на рис. 3. На втором этапе измерялись спектры пропускания крайней секции (крайняя секция

выполняла роль секции поглощения). Для этого осуществлялась накачка только средней секции. Измерения проводились при тех же уровнях возбуждения, что и на первом этапе. Это позволяло точно знать спектральный состав излучения на входе секции поглощения. Использование средней секции позволило существенно снизить вклад переотраженного от шероховатых поверхностей излучения и повысить точность расчетов. Далее, используя закон Бугера–Ламберта–Бера:

$$I = I_0 \exp(\alpha L), \quad (1)$$

где I — интенсивность, I_0 — начальная интенсивность, α — коэффициент поглощения или усиления, L — длина, рассчитывались спектры поглощения. Полученные зависимости приведены на рис. 5. Длинноволновому краю спектра поглощения соответствует ярко выраженный максимум шириной около 7 мэВ и пиковым значением 140 см⁻¹. Положение данного максимума не зависит от уровня возбуждения. В ряде работ аналогичные пики на краю спектра поглощения связывают с экситонным механизмом поглощения [8–10]. Важной особенностью полученных спектров (рис. 5) является то, что с увеличением интенсивности оптической накачки секции поглощения происходит постепенная аннигиляция краевого пика поглощения. Таким образом, можно выделить механизм влияния фотогенерированных носителей заряда на характер длинноволнового края спектра поглощения. Условия накопления в квантовой яме фотогенерированных носителей заряда можно изменить, замкнув коротко цепь для фототока в секции поглощения. На рис. 6 показаны спектры поглощения, полученные для одинаковых интенсивностей оптической накачки при замкнутой и разомкнутой цепи для фототока секции поглощения. Видно, что фототок препятствует накоплению фотогенерированных носителей заряда в квантовой яме. Даже

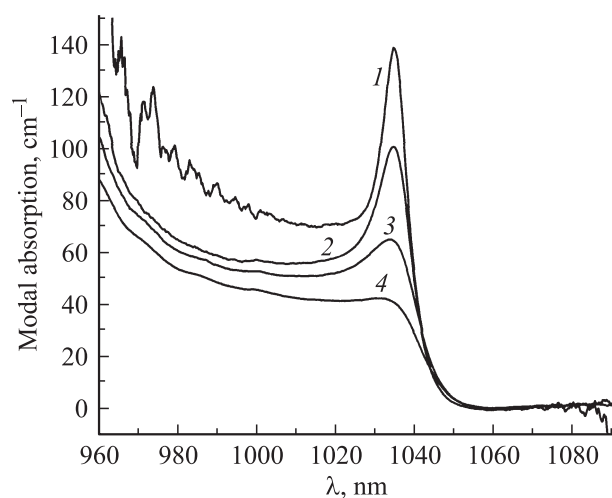


Рис. 5. Спектры поглощения квантово-размерной активной области InGaAs в зависимости от интенсивности оптической накачки, соответствующей плотностям тока J , А/см²: 1 — 14, 2 — 71, 3 — 357, 4 — 1070.

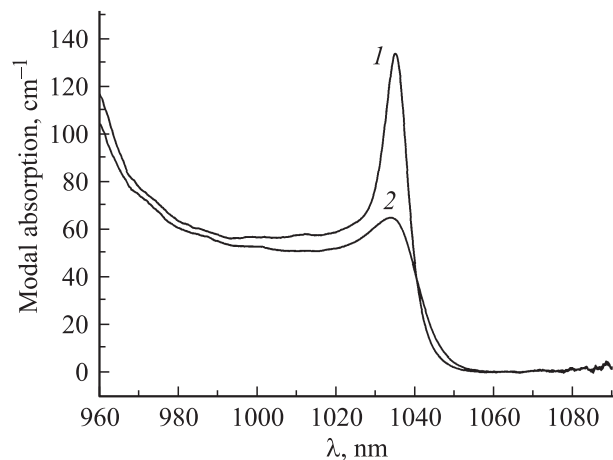


Рис. 6. Спектры поглощения квантово-размерной активной области InGaAs при оптической накачке, соответствующей плотности тока $J = 357 \text{ A/cm}^2$: 1 — цепь фототока замкнута накоротко, 2 — цепь фототока разорвана.

при максимальной интенсивности оптической накачки в условиях замкнутой накоротко цепи для фототока секции поглощения длинноволновый край пика в спектре поглощения сохранял форму (в отличие от данных, приведенных на рис. 5). Из рис. 6 видно, что в результате накопления фотогенерированных носителей заряда в активной области при разорванной цепи фототока длинноволновое плечо спектра поглощения смещается в низкоэнергетическую область. Наблюдаемое поведение длинноволновой части спектра поглощения можно объяснить следующим образом. При оптической накачке секции поглощения появляются фотогенерированные носители заряда. В связи с тем что электрическая цепь разорвана, фотогенерированные носители заряда накапливаются в квантовой яме и волноводных слоях гетероструктуры и переизлучаются с характерными временами, соответствующими скорости спонтанной рекомбинации. Из-за фиксированного (конечного) значения времени спонтанной рекомбинации концентрация фотогенерированных носителей заряда становится отличной от нуля и тем больше, чем выше уровень засветки секции поглощения. Рост концентрации носителей заряда в активной области ведет к появлению хвостов плотности состояний в запрещенной зоне и в результате к уменьшению ширины запрещенной зоны.

Было исследовано влияние накопленных в активной области носителей заряда на характер спектра поглощения. Для этого на втором этапе проводились измерения спектров пропускания в условиях, когда крайняя секция накачивалась постоянным током различной амплитуды. Это позволило управлять значением концентрации носителей заряда в активной области. Результаты измерений приведены на рис. 7. Из полученных зависимостей видно, что увеличение концентрации носителей заряда в активной области ведет к снижению интенсивности максимума краевого пика поглощения, так что при

плотности тока накачки 16 A/cm^2 наблюдается его полная аннигиляция. Накопленные носители заряда также снижают поглощение в коротковолновой части спектра.

Таким образом, результатом засветки секции поглощения может быть ее частичное просветление за счет аннигиляции краевого пика поглощения, связанной с накоплением фотогенерированных носителей заряда в условиях разорванной цепи для фототока. Протекающий фототок препятствует накоплению фотогенерированных носителей заряда. В результате спектр поглощения сохраняет свою форму независимо от уровня засветки.

Описанная закономерность может использоваться для управления значением коэффициента краевого пикового поглощения. Управление может реализовываться через модуляцию сопротивления в цепи фототока секции поглощения.

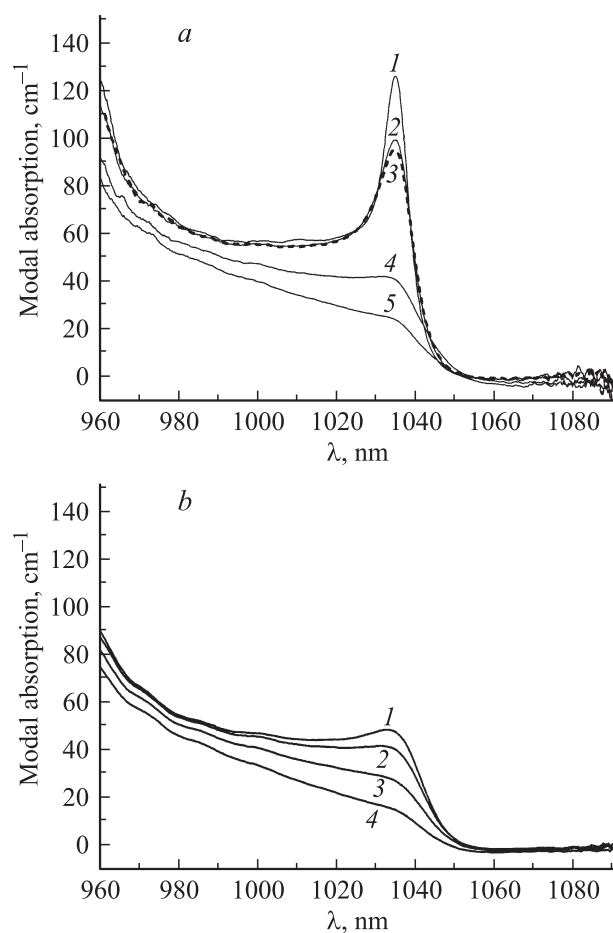


Рис. 7. Спектры поглощения квантово-размерной активной области InGaAs для различных режимов возбуждения секции поглощения: *a* — оптическая накачка секции поглощения соответствует плотности тока 71 A/cm^2 ; 1 — цепь фототока в секции поглощения разорвана, 2 — цепь фототока в секции поглощения замкнута накоротко; секция поглощения возбуждается при плотности тока, A/cm^2 : 3 — 0,4, 4 — 16, 5 — 40. *b* — оптическая накачка секции поглощения соответствует плотности тока 714 A/cm^2 ; секция поглощения возбуждается при плотности тока, A/cm^2 : 1 — 0,4, 2 — 4, 3 — 16, 4 — 40.

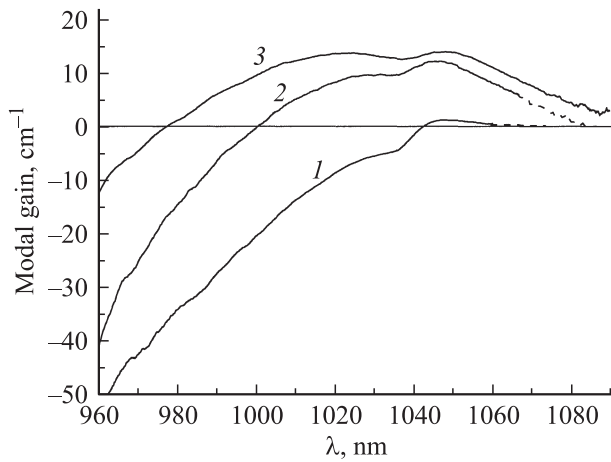


Рис. 8. Спектральные зависимости модельного усиления квантово-размерной активной области InGaAs для различных плотностей тока, A/cm^2 : 1 — 143, 2 — 357, 3 — 1071. Штриховыми линиями изображены части кривых после сглаживания шумов.

5. Спектры усиления

Спектральная зависимость материального усиления является характеристикой, определяющей диапазон длин волн, для которого могут быть выполнены пороговые условия генерации лазерных диодов. Спектральные зависимости коэффициента усиления для квантово-размерных активных областей подробно описаны в [5,7,11,12]. В данной работе проводились измерения спектров усиления с целью наиболее полного описания условий генерации в лазерном кристалле полосковой конструкции, выполненном на основе гетероструктуры с низкими оптическими потерями. Оценка спектров усиления основывалась на методике, представленной в работе [13].

Экспериментальные образцы имели те же конструктивные параметры, что и при исследовании спектров поглощения. В этом случае интенсивность регистрируемого излучения может быть представлена как

$$I_{sp} = e^{GL} \frac{Rsp\beta sp}{G} [e^{GL} - 1], \quad (2)$$

где G — модальное усиление, L — ширина секции, Rsp — скорость спонтанной рекомбинации, βsp — коэффициент, определяющий долю фотонов, попадающих в фотоприемник. Используя приближение об однородности локальной интенсивности спонтанного излучения и величины βsp , спектральную зависимость модального усиления можно определить из отношения интенсивностей спонтанного излучения, полученных для секций с разными длинами:

$$\frac{I_{sp1}}{I_{sp2}} = \frac{e^{GL_1} - 1}{e^{G(L_1+L_2)} - 1}, \quad (3)$$

где L_1 и L_2 — ширины секций. Рассчитанные из соотношения (3) спектры модального усиления показаны на

рис. 8. Видно, что при токовой накачке, обеспечивающей положительное усиление, в спектрах присутствует узкий локальный минимум. Данная особенность связана с конструктивными характеристиками исследуемых образцов. Использование отношения (3) подразумевает регистрацию спектров спонтанного излучения, полученных при накачке одной и той же плотностью тока секций различной длины. Изменение длины области накачки реализовывалось за счет использования многосекционной конструкции. Для электрической изоляции секций между ними вытравливалась мезаканавка шириной 10 мкм. Вытравленные мезаканавки образовывали непрокачиваемые области, выполняющие функции поглотителя. Действительно, видно, что спектральное положение локального минимума в области положительного усиления не меняется с уровнем возбуждения (рис. 8) и совпадает с положением краевого максимума в спектрах поглощения (рис. 5).

Как показано выше, эффекты многочастичного взаимодействия носителей заряда приводят к нетемпературному сужению ширины запрещенной зоны и размытию длинноволнового края спектра усиления [5]. В результате для лазерных диодов полосковой конструкции можно найти такой спектральный диапазон, в котором усиление в области полоскового контакта положительно, а потери в пассивных областях близки к нулю.

6. Заключение

Проведены экспериментальные исследования спектральных характеристик электролюминесценции, а также коэффициентов поглощения и усиления пассивных и активных областей соответственно полупроводниковых лазеров, выполненных на основе квантово-размерных гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs с низкими оптическими потерями. Показано, что увеличение концентрации инжектированных в активную область носителей заряда приводит к нетемпературному сужению ширины запрещенной зоны. При плотностях тока накачки $1 kA/cm^2$ смещение длинноволновой границы достигает 30 мЭВ. Для полученных спектров оптических потерь характерно наличие интенсивного краевого пика модального поглощения в длинноволновой области спектра шириной 7 мЭВ и амплитудой $140 cm^{-1}$. Установлено, что рост концентрации как инжектированных, так и фотогенерированных носителей заряда ведет к снижению амплитуды краевого пика в спектре поглощения.

Показано, что для лазерных диодов полосковой конструкции можно найти такой спектральный диапазон, в котором усиление в области полоскового контакта положительно, а потери в пассивных областях близки к нулю.

Работа выполнена при поддержке грантов Министерства образования и науки Российской Федерации ГК № П2319. С.О. Слипченко выразит благодарность за финансовую поддержку правительству Санкт-Петербурга в рамках субсидии для молодых кандидатов наук за 2010 г.

Список литературы

- [1] P. Blood, S. Colak, A.I. Kucharka. IEEE J. Quant. Electron., **24**, 1593 (1988).
- [2] S. Park, J.I. Shim, K. Kudo, M. Asada. J. Appl. Phys., **72** (1), 279 (1992).
- [3] D.A. Kleinman, R.C. Miller. Phys. Rev. B, **32**, 2266 (1985).
- [4] A. Tomita, A. Suzuki. IEEE J. Quant. Electron., **QE-23**, 1155 (1987).
- [5] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (N.Y., John Wiley & Sons, Inc., 1995).
- [6] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1987) т. 1.
- [7] P. Blood, A.I. Kucharska, J.P. Jacobs. J. Appl. Phys., **70**, 1144 (1991).
- [8] D.S. Chemla, D.A.B. Miller. J. Opt. Soc. Amer. B, **2**, 1155 (1985).
- [9] J.P. Reithmaier, R. Hoyer, H. Riechert. Phys. Rev. B, **43**, 4933 (1991).
- [10] G. Livescu, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, M. Ramaswamy, T.Y. Chang, N. Sauer, A.C. Gossard, J.H. English. IEEE J. Quant. Electron., **QE-24**, 1677 (1988).
- [11] J. Hader, J.V. Moloney, S.W. Koch. IEEE J. Quant. Electron., **QE-35**, 1878 (1999).
- [12] J. Stohs, D.J. Bossert, D.J. Gallant, S.R.J. Brueck. IEEE J. Quant. Electron., **QE-37**, 1449 (2001).
- [13] Н.А. Пихтин, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, В.Б. Халфин, Н.В. Шувалова, Ю.В. Ильин, И.С. Тарасов. *Письма ЖТФ*, **23**, 10 (1997).

Редактор Т.А. Полянская

The electroluminescence and absorption spectra of semiconductor lasers based on quantum-dimensional InGaAs/AlGaAs/GaAs heterostructures with low optical loss

S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, N.A. Pikhtin, A.L. Stankevich, N.A. Rudova, A.Y. Leshko, I.S. Tarasov

loffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Spontaneous emission, optical loss and gain spectra of laser heterostructure with InGaAs quantum-dimensional active region have been studied at different optical and electrical pump levels. It has been shown, that an accumulation of photogenerated charge carriers under open circuit condition for photocurrent results in annihilation of long wavelength edge peak in the absorption spectrum. It has been established, that the flowing photocurrent prevents an accumulation of photogenerated charge carriers. Consequently the absorption spectrum holds its shape irrespectively to optical pump levels. It has been demonstrated that the effects of manyparticle interaction of charge carriers lead to the nontemperature 30 meV bandgap shirinkage of InGaAs quantum-dimensional active region and tailing of long wavelength edge of gain spectrum. As a result, for mesastripe diode laser construction it could be found such spectra range where the gain in the region under the stripe contact is positive and losses in passive regions are close to zero.