

Спектральные характеристики многомодовых полупроводниковых лазеров с поверхностной дифракционной решеткой высших порядков

В.В.Золотарев, А.Ю.Лешко, Н.А.Пихтин, А.В.Лютецкий, С.О.Слипченко, К.В.Бахвалов, Я.В.Лубянский, М.Г.Растегаева, И.С.Тарасов

Исследованы спектральные характеристики многомодовых полупроводниковых лазеров с поверхностными дифракционными решетками высших порядков на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии ($\lambda = 1070$ нм). Экспериментально показано, что спектр генерации в температурном диапазоне $\pm 50^\circ\text{C}$ имеет ширину $\sim 5 \text{ \AA}$ и содержит тонкую структуру из продольных и поперечных мод. Установлено, что поверхностная дифракционная решетка высших порядков ($m = 15$) обеспечивает температурную стабильность спектра генерации $d\lambda/dT = 0.9 \text{ \AA/K}$ в указанном температурном диапазоне. Анализ тонкой структуры спектра генерации позволил установить межмодовое расстояние продольных мод и, таким образом, экспериментально определить эффективную длину дифракционной брэгговской решетки, которая в исследуемых образцах составляет ~ 400 мкм.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, распределенные брэгговские зеркала, высшие порядки дифракции.

1. Введение

Благодаря своим уникальным свойствам мощные полупроводниковые лазеры стали незаменимым базовым элементом в приборах и системах ряда прикладных направлений. Развитие современных технологий и создание концепции мощных полупроводниковых лазеров позволило достичь рекордных характеристик, а именно оптической мощности, КПД и долговечности [1, 2]. Однако наряду с колоссальными достоинствами, полупроводниковые лазеры обладают некоторыми свойствами, существенно ограничивающими их применение в научной и промышленной сферах. Одним из недостатков мощных полупроводниковых лазеров с резонатором Фабри–Перо является большая ширина спектра генерации и низкая температурная стабильность длины волны излучения. В «классических» полупроводниковых лазерах с резонатором Фабри–Перо вид и расположение спектра генерации в первую очередь определяется спектром усиления активной области (квантовой ямы). Широкий спектр обусловлен многомодовым характером излучения мощных полупроводниковых лазеров с широким полосковым контактом. Увеличение ширины спектра генерации с ростом тока накачки связано с фундаментальными процессами транспорта и захвата носителей заряда в квантово-размерную активную область [2, 3]. Смещение спектра в

длинноволновую область обусловлено разогревом активной области и, как следствие, изменением её ширины запрещенной зоны.

Для достижения более узкого и температурно стабильного спектра генерации можно использовать интегрированные элементы, обеспечивающие резкую спектральную зависимость потерь на выход (полезных потерь). Таким образом, ширина спектра генерации и его поведение с изменением тока инжекции и температуры будут зависеть от свойств данного элемента. Долгое время разрабатывались и исследовались одномодовые полупроводниковые лазеры с внутренними дифракционными решетками [4–6]. Поскольку создание дифракционных решеток, работающих в 1-м – 2-м порядках, в лазерах с шириной полоскового контакта ~ 100 мкм затруднительно по технологическим причинам, немаловажным было создание полупроводниковых многомодовых лазеров с поверхностной брэгговской решеткой большого периода (с порядком дифракции $m > 6$) [7–10]. Существенным преимуществом конструкции резонатора с поверхностной брэгговской решеткой с большим периодом перед другими возможными способами сужения и стабилизации спектра полупроводникового лазера является относительная простота технологического процесса изготовления. Вследствие сравнительно больших размеров всех элементов дифракционной брэгговской решетки изготовление происходит с помощью стандартной технологии фотолитографии и метода реактивного ионного травления.

Наши предыдущие работы в большей степени были посвящены теоретическому исследованию [7] и мощностным характеристикам [8] полупроводниковых лазеров с распределенными брэгговскими зеркалами (РБЗ). Цель настоящей работы – исследование спектров генерации полупроводниковых лазеров с РБЗ в широком температурном диапазоне.

В.В.Золотарев, А.Ю.Лешко, Н.А.Пихтин, А.В.Лютецкий, С.О.Слипченко, К.В.Бахвалов, Я.В.Лубянский, М.Г.Растегаева, И.С.Тарасов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: zolotarev.bazil@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 24 марта 2014 г., после доработки – 11 апреля 2014 г.

2. Экспериментальные образцы и основные методики исследований

Экспериментальные образцы были изготовлены из лазерной гетероструктуры, полученной методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений в системе твердых растворов GaAs/AlGaAs/InGaAs. Гетероструктура представляет собой асимметричную двойную гетероструктуру раздельного ограничения (ДГР РО): напряженная квантовая яма InGaAs толщиной 90 Å заключена в волноводный слой Al₂₀Ga₈₀As, который находится между n- и p-эмиттерами (Al₃₀Ga₇₀As и Al₂₅Ga₇₅As) [11]. На поверхности гетероструктуры стандартными методами фотоэпифакции и реактивного ионного травления была сформирована поверхностная брэгговская решетка (рис.1,*а*). Далее с использованием стандартных постростовых операций изготавливались многомодовые лазеры с широким мезаполосковым контактом [12]. Ширина полоскового контакта (апертура излучения) составляла 100 мкм. Период дифракционной решетки равнялся 2.4 мкм, что соответствовало 15-му порядку дифракции в условии Брэгга для длины волны излучения 1070 нм. На область решетки был нанесен диэлектрик, а на всей остальной области мезаполоски был сформирован омический контакт золото–цинк. Таким образом, лазерный чип состоял из двух секций: секция усиления (инжекции) с металлическим омическим контактом и пассивная секция отражения с дифракционной решеткой, через которую не течет ток (рис.1,*б*). Длина секции отражения составляла 800 мкм, длина секции усиления варьировалась от 1.5 до 3 мм. Лазерные чипы монтировались на медный теплоот-

вод р-контактом вниз. Торцевые грани чипа (зеркала резонатора Фабри–Перо) образовывались сколом.

Спектр генерации полупроводникового лазера с РБЗ регистрировался спектроанализатором Advantest Q8384. Все измерения проводились в непрерывном режиме генерации. Для измерения температурной зависимости спектра генерации теплоотвод с лазером помещался на термоэлемент Пельтье, находившийся на медном основании с внутренними каналами, через которые пропускались вода или пары жидкого азота. Измерения при отрицательных температурах (ниже температуры точки росы) проводились в атмосфере паров азота для предотвращения появления инея на лазерном чипе.

3. Исследования спектральных характеристик полупроводниковых лазеров с РБЗ

Спектр генерации полупроводникового лазера с РБЗ с широким контактом обладает характерной спектральной шириной и тонкой внутренней структурой (рис.2). Ширина спектра генерации лазера с РБЗ определяется в первую очередь параметрами дифракционной брэгговской решетки, к которым относятся контраст эффективного показателя преломления для электромагнитного излучения между канавкой и выступом штриха решетки и количество штрихов [13]. Чем меньше контраст, тем уже спектр отражения РБЗ, но при этом ниже «отражательная

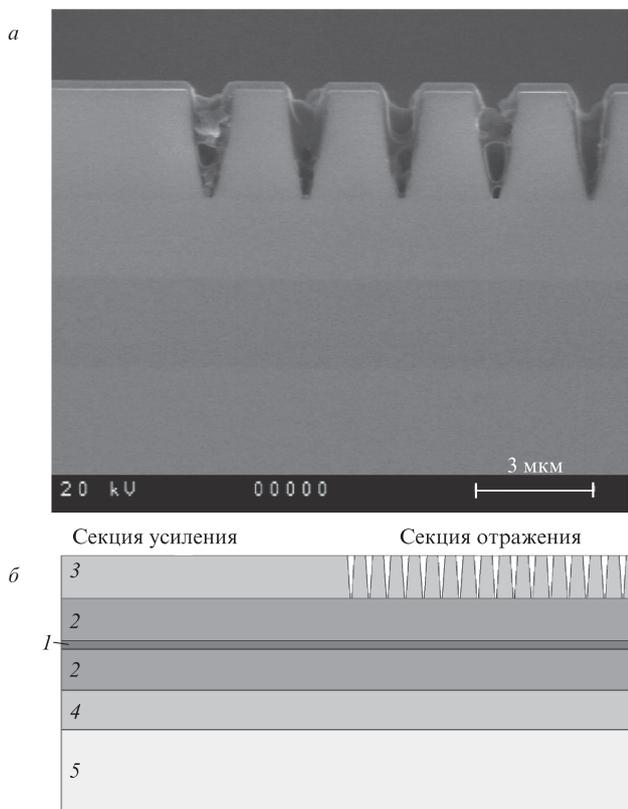


Рис.1. ТЕМ-изображение поверхностной брэгговской решетки на лазерной гетероструктуре (*а*) и схематичное изображение полупроводникового лазера с поверхностным РБЗ: 1 – активная область; 2 – волновод; 3 – р-эмиттер; 4 – n-эмиттер; 5 – подложка (*б*).

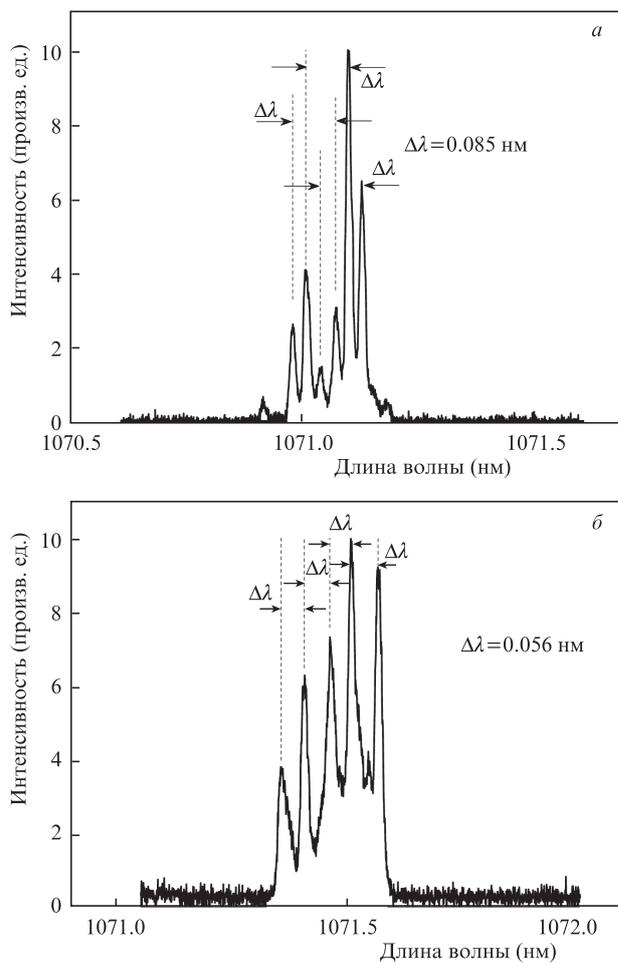


Рис.2. Спектры генерации полупроводникового лазера с поверхностным РБЗ с длиной секции отражения 0.8 мм и длинами секции усиления 1.6 (*а*) и 2.6 мм (*б*).

способность» отдельно взятого штриха решетки. Поэтому для уменьшения ширины спектра генерации целесообразно снижение контраста и увеличение длины РБЗ (увеличение количества штрихов). Однако последнее ведет к росту внутренних оптических потерь и к снижению дифференциальной квантовой эффективности. В исследуемых экспериментальных образцах полупроводниковых лазеров с РБЗ с поверхностной дифракционной решеткой 15-го порядка ширина спектра составляла $\sim 5 \text{ \AA}$.

Тонкая структура спектра генерации полупроводникового лазера с РБЗ определяется наличием как продольных, так и поперечных (латеральных) мод резонатора полупроводникового лазера. В спектре существует доминирующая мода, интенсивность которой превышает интенсивность остальных мод резонатора (рис.2). Большое количество продольных мод в спектре генерации полупроводникового лазера с РБЗ обусловлено большой длиной резонатора. Требование увеличения длины резонатора лазера с РБЗ связано с тем, что базой для него служит гетероструктура раздельного ограничения с малыми внутренними потерями, для достижения нужного усиления в которой и необходимо увеличение длины резонатора [14]. Наличие поперечных мод в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры, определяется параметрами волновода ДГС РО. В нашем случае лазер работает на одной поперечной моде – фундаментальной. Это подтверждается измерением картины дальнего поля в направлении, перпендикулярном эпитаксиальным слоям гетероструктуры. Большое количество латеральных мод в плоскости, параллельной эпитаксиальным слоям лазерной гетероструктуры, объясняется шириной полоскового контакта лазера (100 мкм), существенно превышающей длину волны излучения.

Таким образом, как уже отмечалось выше, сузить ширину спектра лазера с РБЗ можно, оптимизировав параметры дифракционной брэгговской решетки. Для этого нужно принять во внимание еще один параметр (помимо длины и контраста эффективного показателя преломления) – её эффективную длину. Поскольку вблизи максимума отражения изменение фазы электромагнитной волны можно считать линейным, представим РБЗ дискретным зеркалом, расположенным на расстоянии эффективной длины от начала решетки [15]. Таким образом, спектральное расстояние между соседними продольными модами определяется суммой длины секции усиления и эффективной длины решетки:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL_{\Delta\lambda}}, \quad (1)$$

$$L_{\text{eff}} = L_{\Delta\lambda} - L_{\text{gs}} = \frac{\lambda^2}{2n\Delta\lambda} - L_{\text{gs}}, \quad (2)$$

где $\Delta\lambda$ – спектральное расстояние между соседними продольными модами; λ – длина волны генерации; n – эффективный показатель преломления среды; L_{gs} – длина секции усиления; $L_{\Delta\lambda}$ – расчетная суммарная длина резонатора; L_{eff} – эффективная длина брэгговской решетки.

Мы экспериментально определили эффективную длину дифракционной решетки, для чего измерили межмодовое расстояние для полупроводниковых лазеров с различной длиной секции усиления. В экспериментальных образцах секция отражения имела стандартную длину 0.8 мм, а длина секции усиления составляла 1.6, 2.2 и 2.6 мм. На рис.2 представлены характерные спектры генерации

Табл.1. Параметры исследованных лазеров с РБЗ.

Длина секции усиления (мм)	Межмодовое расстояние (нм)	Расчетная длина резонатора (мм)	Эффективная длина брэгговской решетки (мм)
1.648	0.085	2.054	0.406
2.240	0.065	2.631	0.391
2.600	0.056	3.012	0.412

экспериментальных образцов полупроводниковых лазеров с РБЗ. В табл.1 приведены значения межмодового расстояния, расчетной длины резонатора, длины секции усиления и эффективной длины РБЗ. Для всех типов полупроводниковых лазеров с РБЗ L_{eff} составляет ~ 400 мкм. Необходимо отметить, что большое количество латеральных мод (особенно в лазерах с РБЗ с малыми длинами резонатора) затрудняло определение межмодового расстояния, поскольку в некоторых спектрах генерации невозможно было выделить набор продольных мод, равноотстоящих друг от друга (рис.2,а).

4. Исследования температурных спектральных характеристик полупроводниковых лазеров с РБЗ

Одним из недостатков полупроводникового лазера полосковой конструкции с резонатором Фабри–Перо является смещение спектра генерации при пропускании тока накачки и разогреве кристалла лазерного диода. Это обусловлено в основном зависимостью спектра усиления от температуры. В системе твердых растворов Al^3V^5 с повышением температуры ширина запрещенной зоны уменьшается, и, как следствие, спектр генерации сдвигается в длинноволновую область. Скорость смещения для различных систем полупроводниковых твердых растворов составляет $3\text{--}5 \text{ \AA}/\text{K}$.

Спектры остальных параметров (внешние и внутренние оптические потери), входящих в выражение, которое определяет порог генерации, не зависят или слабо зависят от температуры:

$$g = \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{out}}, \quad (3)$$

где g – модальное усиление; α_{int} – внутренние оптические потери; α_{out} – полезные потери на выход.

В полупроводниковых лазерах с РБЗ наблюдается относительно слабая температурная зависимость спектра генерации. Она определяется температурной зависимостью спектра отражения дифракционной брэгговской решетки. Условие Брэгга, которое определяет длину волны генерации лазера с РБЗ, имеет следующий вид:

$$\lambda = \frac{2n\Lambda}{m}. \quad (4)$$

В это условие входят эффективный показатель преломления волноводного слоя лазерной гетероструктуры n и период дифракционной решетки Λ , которые зависят от температуры. Для $\text{Al}_{30}\text{Ga}_{70}\text{As}$ изменение показателя преломления $\partial n/\partial T = 2.5 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [16]. Для твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ коэффициент линейного расширения $\Lambda^{-1}\partial\Lambda/\partial T = (5.73 - 0.53x) \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [17, 18]. Таким образом, можно оценить температурное смещение спектра отражения распределенного брэгговского зеркала, изготовленного

на поверхности многомодового полупроводникового лазера:

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{\lambda}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial T} + n \Lambda^{-1} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \approx 0.86 \text{ \AA/K}.$$

На рис.3 представлены спектры генерации полупроводникового лазера с РБЗ при различных температурах. С увеличением температуры происходит смещение спектра в длинноволновую область. Ширина спектра генерации не превышает 5 Å во всем диапазоне температур. На рис.4 показана температурная зависимость положения главного максимума спектра генерации лазера с РБЗ в диапазоне температур 25 – 40 °С. Смещение максимума происходит со скоростью ~1 Å/К. При достижении частоты собственной моды края спектра отражения РБЗ происходит скачок, и главным максимумом становится другая продольная мода. В некоторых случаях наблюдается конкуренция нескольких продольных мод, особенно часто это происходит в лазерах с малыми длинами резонатора.

На рис.5 представлена температурная зависимость длинноволнового края спектра генерации. Измерения проводились в диапазоне температур ±60 °С. Генерация в

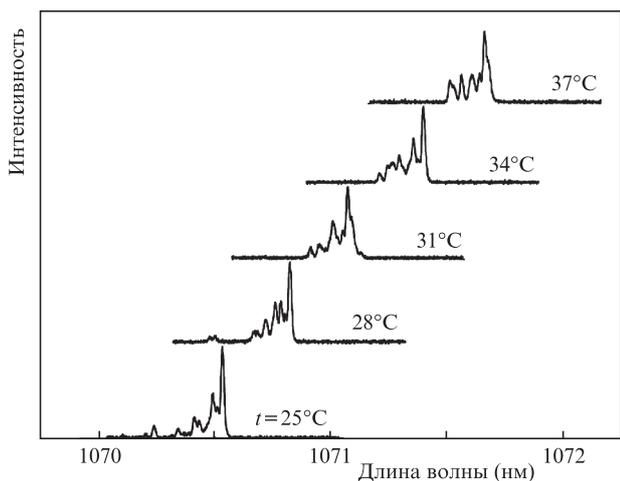


Рис.3. Спектры генерации полупроводникового лазера с поверхностным РБЗ при различных температурах.

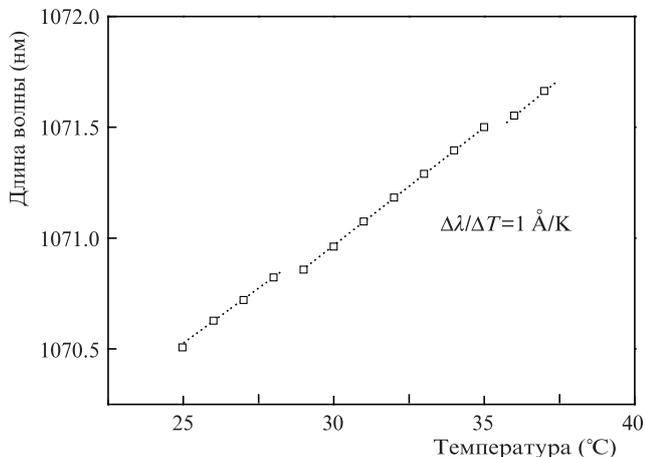


Рис.4. Температурная зависимость главного максимума спектра генерации полупроводникового лазера с поверхностным РБЗ (точки – эксперимент, пунктирные линии – аппроксимация).

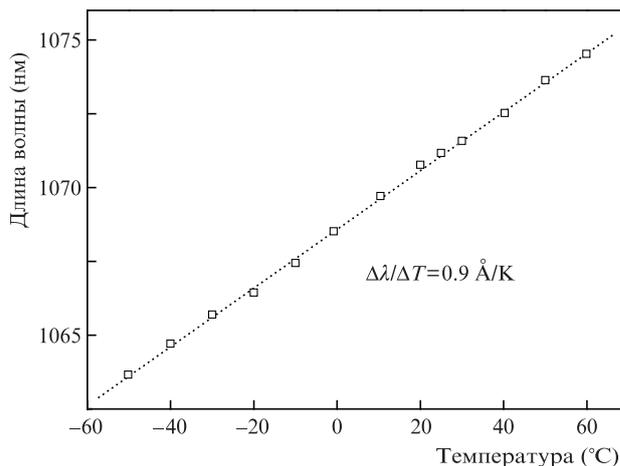


Рис.5. Температурная зависимость длинноволнового края спектра генерации полупроводникового лазера с поверхностным РБЗ (точки – эксперимент, пунктирная линия – аппроксимация).

лазере с РБЗ наблюдалась в диапазоне температур ±50 °С, увеличение или снижение температуры за этими пределами приводило к срыву генерации. Это обусловлено тем, что скорости температурного смещения спектра усиления активной области и спектра отражения РБЗ различны. При достижении критических температур происходит такое снижение усиления, что генерация срывается. Зависимость является линейной и угол наклона составляет $d\lambda/dT = 0.9 \text{ \AA/K}$, что достаточно хорошо согласуется с приведенными расчетами и по порядку величины совпадает с другими экспериментальными данными [19].

Наши экспериментальные образцы были изготовлены таким образом, что максимум спектра усиления активной области совпадал со спектром отражения РБЗ при комнатной температуре и низких токах инжекции. Для уровня возбуждения ~ 6I_{th} (I_{th} – пороговый ток) генерация пропадала при температурах ниже -50 °С и выше +50 °С. Таким образом, для данного вида лазерной гетероструктуры температурный диапазон, в котором осуществляется работа лазера с РБЗ, составляет ~100 °С.

5. Выводы

Интеграция многомодовых полупроводниковых лазеров раздельного ограничения со сверхнизкими внутренними оптическими потерями [2, 14] и поверхностных дифракционных брэгговских решеток высших порядков (в нашем случае $m = 15$) [7–10, 19] позволила снизить ширину спектра генерации до 5 Å, а спектральную температурную стабильность $d\lambda/dT$ довести до 0.9 Å/К. При этом температурный диапазон, в котором спектр усиления полупроводникового лазера и спектр отражения РБЗ совпадают настолько, что обеспечивают выполнение пороговых условий, составил ±50 °С. Поскольку многомодовые полупроводниковые лазеры имеют большой набор продольных и поперечных (латеральных) мод, их спектр генерации характеризуется тонкой внутренней модовой структурой, избавиться от которой невозможно. Однако подбирая контраст и эффективную длину дифракционной решетки и снижая внутренние оптические потери лазерной гетероструктуры раздельного ограничения, можно существенно оптимизировать характеристики РБЗ и снизить спектральную ширину спектра генерации полупроводникового лазера с РБЗ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы III-7 Отделения физических наук РАН.

1. Crump P., Erbert G., Wenzel H., Frevert C., Schultz C.M., Hasler K.-H., Staske R., Sumpf B., Maaßdorf A., Bugge F., Knigge S., Tränkle G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **19** (4), 1501211 (2013).
2. Pikhlin N.A., Slipchenko S.O., Sokolova Z.N., Stankevich A.L., Vinokurov D.A., Tarasov I.S., Alferov Zh.I. *Electron. Lett.*, **40** (22), 1413 (2004).
3. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **45** (11), 1553 (2011).
4. Hofstetter D., Zappe H.P., Epler J.E., Sochtig J. *Electron. Lett.*, **30** (22), 1858 (1994).
5. Roh S.D., Hughes J.S., Lammert R.M., Osowski M.L., Beernink K.J., Papen G.C., Coleman J.J. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **9** (3), 258 (1997).
6. Nguyen T.-P., Schiemangk M., Spießberger S., Wenzel H., Wicht A., Peters A., Erbert G., Tränkle G. *Appl. Phys. B*, **108** (4), 767 (2012).
7. Васильева В.В., Винокуров Д.А., Золотарев В.В., Лешко А.Ю., Петрунов А.Н., Пихтин Н.А., Растегаева М.Г., Соколова З.Н., Шашкин И.С., Тарасов И.С. *ФТП*, **46** (2), 252 (2012).
8. Золотарев В.В., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Арсентьев И.Н., Вавилова Л.С., Бахвалов К.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **47** (1), 124 (2013).
9. Fricke J., Wenzel H., Matalla M., Klehr A., Erbert G. *Semicond. Sci. Technol.*, **20** (11), 1149 (2005).
10. Fricke J., John W., Klehr A., Ressel P., Weixelbaum L., Wenzel H., Erbert G. *Semicond. Sci. Technol.*, **27** (5), 055009 (2012).
11. Слипенченко С.О., Подоскин А.А., Винокуров Д.А., Бондарев А.Д., Капитонов В.А., Пихтин Н.А., Копьев П.С., Тарасов И.С. *ФТП*, **47** (8), 1082 (2013).
12. Винокуров Д.А., Зорина С.А., Капитонов В.А., Мурашова А.В., Николаев Д.Н., Станкевич А.Л., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Налет Т.А., Пихтин Н.А., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Фетисова Н.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **39** (3), 388 (2005).
13. Agrawal G.P., Dutta N.K. *Semiconductor Lasers* (New York: New York Press, 1993).
14. Слипенченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алферов Ж.И. *ФТП*, **38** (12), 1477 (2004).
15. Coldren L.A., Corzine S.W. *Diode Lasers, Photonic Integrated Circuits* (New York: John Wiley & Sons Inc., 1995).
16. Gehrsitz S., Reinhart F.K., Gourgon C., Herres N., Vonlanthen A., Sigg H. *J. Appl. Phys.*, **87**(11), 7825 (2000).
17. Новикова С.И. *Тепловое расширение твердых тел* (М.: Наука, 1974).
18. Adachi S. *J. Appl. Phys.*, **58** (3), R1 (1985).
19. Fricke J., Bugge F., Ginolas A., John W., Klehr A., Matalla M., Ressel P., Wenzel H., Erbert G. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **22** (5), 284 (2010).