

Влияние асимметричных барьерных слоев в волноводной области на температурные характеристики лазеров на квантовой яме

© А.Е. Жуков[¶], Л.В. Асрян*, Ю.М. Шерняков⁺, М.В. Максимов⁺, Ф.И. Зубов, Н.В. Крыжановская, К. Yvind[◇], Е.С. Семенова[◇]

Санкт-Петербургский академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий
Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Virginia Polytechnic Institute and State University,
Blacksburg, Virginia 24061, USA

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

[◇] DTU Fotonik, Technical University of Denmark,
Kgs. Lyngby, DK-2800, Denmark

(Получена 18 января 2012 г. Принята к печати 23 января 2012 г.)

Исследована температурная чувствительность плотности порогового тока лазеров на квантовой яме и проанализированы факторы, определяющие характеристическую температуру и ее зависимость от оптических потерь. Показано, что введение асимметричных потенциальных барьеров (по одному с каждой стороны от квантовой ямы), препятствующих появлению биполярной заселенности носителей в волноводной области, приводит к ослаблению температурных зависимостей плотности тока прозрачности и параметра насыщения усиления и как следствие к повышению характеристической температуры в лазерных диодах как с длинным, так и коротким резонатором.

1. Введение

Характеристическая температура T_0 , описывающая скорость возрастания порогового тока с увеличением температуры, является одним из важнейших приборных параметров полупроводникового лазера. Теоретически было показано, что характеристическая температура лазера с активной областью на основе квантовой ямы в идеальном случае может быть равна рабочей температуре лазера, $T_0 = T$ [1], т.е. может быть весьма высокой при комнатной температуре. Однако на практике T_0 оказывается заметно ниже. Одной из причин невысоких значений T_0 является увеличение с ростом температуры вклада электронно-дырочной рекомбинации в волноводной области [2,3]. Для подавления паразитной рекомбинации в волноводе было предложено использовать асимметричные барьерные слои (АБС), располагаемые по разные стороны и в непосредственной близости от активной области. Каждый из этих двух слоев создает высокий потенциальный барьер для носителей заряда одного типа и близкий к нулю барьер для другого типа носителей [4]. В работе [5] с использованием расчетов зонной структуры было показано, что АБС, обладающие заметной степенью асимметрии, могут быть реализованы в лазерах, синтезируемых на подложках GaAs, с помощью упруго напряженных твердых растворов типа GaInAsP (со стороны n -эмиттера) и AlGaAsSb либо AlGaInAs (со стороны p -эмиттера).

В данной работе нами экспериментально исследована возможность повышения температурной стабильности

лазерных характеристик за счет использования асимметричных барьерных слоев в волноводной области, а также оценено влияние различных факторов на характеристическую температуру.

2. Эксперимент

Исследуемые лазерные структуры были синтезированы на подложках n^+ -GaAs (100) методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений. В качестве активной области использовалась одиночная квантовая яма GaAs толщиной 5 нм, ограниченная барьерными слоями $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ (длина волны лазерного излучения 0.83 мкм). В структуре первого типа активная область помещалась в волновод $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$, имеющий полную толщину около 0.3 мкм и ограниченный эмиттерными слоями $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$. Таким образом, структура первого типа представляет собой традиционный лазер на квантовой яме.

Вторая структура, обозначенная АБС, конструктивно отличается от традиционной структуры наличием двух АБС толщиной 5 нм, $Ga_{0.55}In_{0.45}P$ и $Al_{0.42}Ga_{0.36}In_{0.22}As$, располагающихся на расстоянии 5 нм от активной области со стороны n - и p -эмиттера соответственно. Рассчитанные значения потенциальных барьеров на гетерогранице $Ga_{0.55}In_{0.45}P/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ составили 240 мэВ для дырок и менее 1 мэВ для электронов, а на гетерогранице $Al_{0.42}Ga_{0.36}In_{0.22}As/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ — 69 и 25 мэВ для электронов и дырок соответственно. Расчет положения краев зон, учитывающий влияние как химического состава, так и упругих напряжений, был выполнен с использо-

[¶] E-mail: zhukov@beam.ioffe.ru

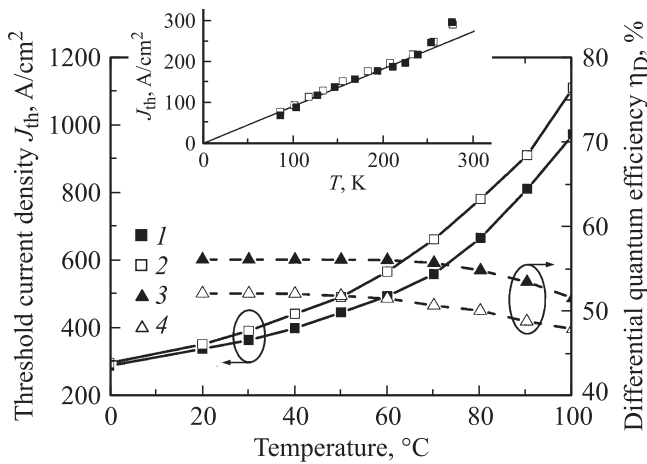


Рис. 1. Зависимости плотности порогового тока (1, 2) и внешней дифференциальной квантовой эффективности (3, 4) от температуры для лазерных диодов с длиной резонатора около 1 мм, изготовленных из АБС (1, 3) и традиционной структуры (2, 4). На вставке — температурная зависимость плотности порогового тока в диапазоне температур ниже 300 К.

ванием методики, приведенной в работе [6]. Из эпитаксиальных структур были изготовлены лазерные диоды различной длины, имеющие ширину полоска 100 мкм. Ватт-амперные характеристики были измерены при импульсной накачке при различных температурах вплоть до 100°C.

На вставке к рис. 1 показаны температурные зависимости плотности порогового тока J_{th} , измеренные в области $T < 300$ К, для лазеров обоих типов, имеющих длину резонатора около 1 мм. Как видно из вставки, вплоть до 240 К температурные зависимости J_{th} для обеих лазерных структур практически совпадают. При этом J_{th} линейно возрастает с температурой. Температурные зависимости J_{th} в области более высоких температур показаны на основной части рис. 1. Также на рисунке приведены зависимости внешней дифференциальной квантовой эффективности η_D от температуры. Как видно из рисунка, лазерные диоды, изготовленные из АБС-структуры, обладают меньшей плотностью порогового тока в области повышенных температур (например, 560 против 660 А/см² при 70°C) и более высокой дифференциальной эффективностью (55.6 против 50.6% при 70°C) по сравнению с диодами, изготовленными из традиционной структуры. Аналогичное поведение было обнаружено и для других длин резонатора.

Зависимости η_D от длины L лазерного резонатора, измеренные при различных температурах, были использованы для определения температурно-зависимых значений внутренних оптических потерь α_{in} и внутренней дифференциальной эффективности η_{in} . С этой целью экспериментальные значения подгонялись к выражению

$$\frac{1}{\eta_D} = \left[1 + \frac{\alpha_{in} L}{\ln(1/R)} \right] \frac{1}{\eta_{in}}. \quad (1)$$

Было обнаружено, что обе структуры обладают близкими значениями η_{in} (0.7 при 20°C и 0.66 при 100°C). В то же время внутренние потери в лазерах с АБС оказываются ниже, чем в лазерах традиционной конструкции (2.4 против 3.4 см⁻¹ при 20°C). Более того, с ростом температуры внутренние потери в АБС-структуре остаются практически неизменными, тогда как в традиционной структуре возрастают до 3.8 см⁻¹ при 100°C.

Пороговый коэффициент усиления G_{th} в лазерных диодах различной длины и типа был оценен как сумма потерь на вывод излучения $\alpha_m = (1/L) \ln(1/R)$, которые полагались не зависящими от температуры, и температурно-зависимых внутренних потерь α_{in} . На рис. 2 приведены зависимости G_{th} от J_{th} , полученные вышеуказанным способом при различных температурах для лазеров обоих типов. Как видно из рисунка, зависимость G_{th} от J_{th} может быть описана с помощью феноменологического выражения, предложенного в работе [7],

$$G_{th} = G_0 \ln \left(\frac{J_{th}}{J_0} \right), \quad (2)$$

где J_0 и G_0 — плотность тока прозрачности и параметр насыщения усиления соответственно, которые могут зависеть как от типа структуры, так и от температуры. На рис. 3 показаны температурные зависимости G_0 и J_0 для обеих структур. Как видно из рисунка, с ростом температуры G_0 уменьшается, а J_0 возрастает, причем в АБС-структуре обе эти зависимости выражены слабее, чем в традиционной структуре.

Значения характеристической температуры T_0 исследуемых лазеров, оцененные из экспериментальных зависимостей J_{th} от T вблизи 40°C, показаны на рис. 4 в зависимости от обратной длины резонатора. Точки на зависимостях, соответствующие $1/L = 0$, описывают

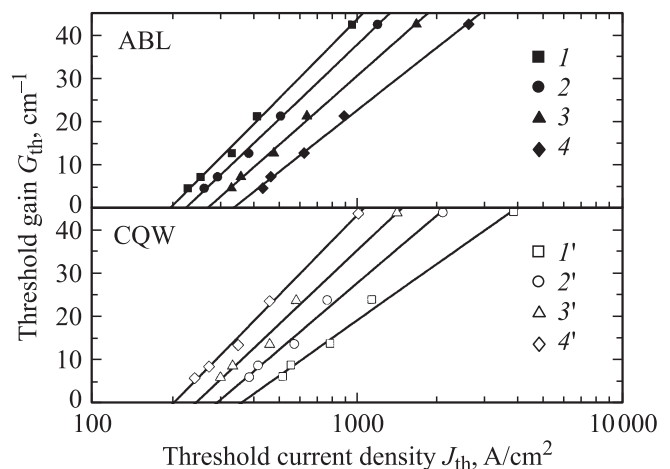


Рис. 2. Зависимости порогового коэффициента усиления от плотности порогового тока для АБС (1–4) и традиционной структур (1'–4') при различных температурах, °С: 1, 1' — 20, 2, 2' — 40, 3, 3' — 60, 4, 4' — 80. Линии — подгонка по соотношению (2).

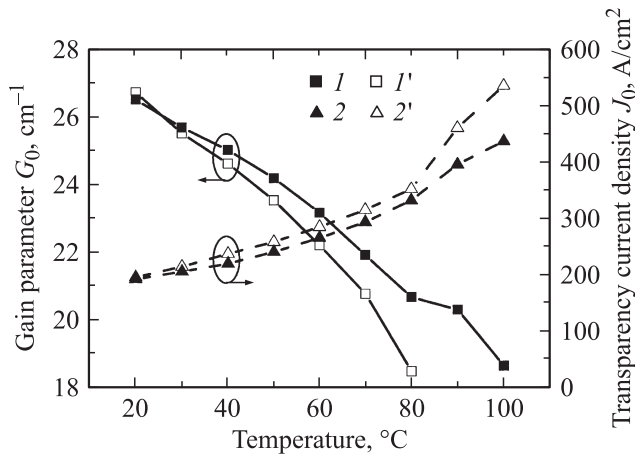


Рис. 3. Зависимости параметра усиления (I, I') и плотности тока прозрачности ($2, 2'$) от температуры для АБС ($1, 2$) и традиционной структур ($I', 2'$).

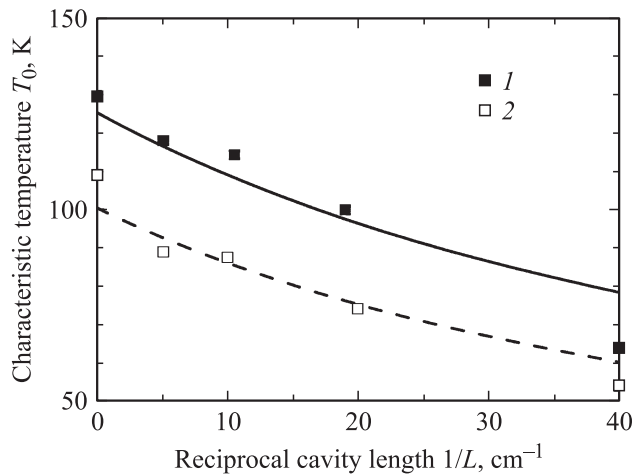


Рис. 4. Экспериментальные (символы) и расчетные (кривые) зависимости характеристической температуры от обратной длины резонатора для АБС (1 , сплошная линия) и традиционной структур (2 , штриховая линия).

температурную чувствительность плотности тока прозрачности J_0 . Как видно из рисунка, АБС-структура характеризуется более слабой температурной чувствительностью плотности порогового тока по сравнению с традиционной структурой. Например, при длине резонатора около 2 мм значение T_0 составило 118 К в АБС-структуре против 89 К в традиционной структуре. Значение T_0 , описывающее температурную чувствительность плотности тока прозрачности J_0 , составило 130 К в АБС-структуре против 109 К в традиционной структуре (точки на рисунке, соответствующие $1/L = 0$).

3. Обсуждение

Тот факт, что в области температур ниже 300 К плотности порогового тока растут линейно с темпера-

турой (см. вставку на рис. 1), свидетельствует о том, что в этом температурном диапазоне доминирует излучательная рекомбинация непосредственно в активной области [8]. Совпадение зависимостей J_{th} от T в обеих лазерных структурах позволяет нам сделать заключение о том, что введение дополнительных потенциальных барьеров (АБС) не оказывает существенного влияния на рекомбинационные процессы внутри и вне квантовой ямы при таких температурах.

При высоких температурах вклад рекомбинации в волноводной области возрастает с уменьшением как числа квантовых ям в активной области лазера [9], так и энергии локализации носителей в ямах [8]. Исследуемые в данной работе лазерные структуры содержат одиночную квантовую яму. Кроме того, различие между шириной запрещенной зоны волноводной области и энергией лазерного перехода невелико (около 170 мэВ). По этим причинам можно ожидать, что при высоких температурах рекомбинация в волноводной области в наших структурах будет играть более существенную роль. Меньшие значения J_{th} в АБС-структуре по сравнению с традиционной структурой при температурах 20–100 °С (рис. 1) могут быть объяснены уменьшением концентрации носителей в волноводной области АБС-структуры. Компонента порогового тока, связанная с рекомбинацией в волноводной области, растет экспоненциально с ростом температуры [10]. В то же время компонента порогового тока, связанная с рекомбинацией в квантовой яме, растет линейно с ростом температуры. Таким образом, доля тока рекомбинации в волноводной области в пороговом токе увеличивается с ростом температуры. Следствием этого и является увеличение различия в значениях J_{th} между АБС и традиционными структурами при повышении температуры (рис. 1).

Другим фактором, приводящим к уменьшению плотности порогового тока в АБС-структуре, является снижение в ней внутренних оптических потерь, а именно уменьшение поглощения света на свободных носителях вследствие снижения их концентрации в волноводной области. Близость значений внутренней дифференциальной эффективности в двух структурах указывает на то, что дополнительные потенциальные барьеры в АБС-структуре не снижают эффективность инжекции носителей заряда в активную область.

Пользуясь определением характеристической температуры,

$$\frac{1}{T_0} = \frac{d \ln J_{th}}{dT}, \quad (3)$$

а также учитывая, что температура зависимость порогового коэффициента усиления G_{th} обусловлена ростом внутренних оптических потерь с повышением температуры, из (2) можно получить следующее выражение, описывающее относительный вклад различных факторов в характеристическую температуру [11]:

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{T_{J_0}} + \left(\frac{\alpha_{in}}{G_0}\right) \frac{1}{T_{\alpha_{in}}} + \left(\frac{G_{th}}{G_0}\right) \frac{1}{T_{G_0}}, \quad (4)$$

Характеристические температуры T_{J_0} , $T_{\alpha_{in}}$ и T_{G_0} , входящие в (4)–(7)

Тип лазерной структуры	T_{J_0} , К	$T_{\alpha_{in}}$, К	T_{G_0} , К
Традиционная АБС	109	680	240
	130	$> 10^3$	330

где

$$\frac{1}{T_{J_0}} = \frac{d \ln(J_0)}{dT}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{T_{\alpha_{in}}} = \frac{d \ln(\alpha_{in})}{dT}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{T_{G_0}} = -\frac{1}{G_0} \frac{dG_0}{dT} = \left| \frac{d \ln G_0}{dT} \right|. \quad (7)$$

Здесь T_{J_0} , $T_{\alpha_{in}}$ и T_{G_0} — характеристические температуры плотности тока прозрачности, внутренних потерь и параметра насыщения усиления соответственно. В выражении (7) для T_{G_0} учтено, что параметр насыщения усиления G_0 уменьшается с ростом температуры (см. рис. 3).

Значения характеристических температур T_{J_0} , $T_{\alpha_{in}}$ и T_{G_0} , вычисленные с использованием обсуждавшихся выше температурных зависимостей J_0 , α_{in} и G_0 , приведены в таблице. Как видно из таблицы, АБС-структура обладает более высокой по сравнению с традиционной структурой температурной стабильностью каждого из факторов, влияющих на T_0 . Для обоих типов лазерных структур выполняются соотношения $T_{J_0} < T_{G_0} < T_{\alpha_{in}}$, другими словами, влияние температурного роста внутренних потерь на характеристическую температуру пренебрежимо мало. Значение характеристической температуры в лазерах с длинным резонатором (когда имеет место неравенство $G_{th} \ll G_0$) определяется температурным ростом плотности тока прозрачности ($T_0 \approx T_{J_0}$). С ростом G_{th} (в коротких резонаторах) характеристическая температура уменьшается, что обусловлено влиянием температурной чувствительности параметра насыщения усиления, описываемой T_{G_0} . На рис. 4 кривыми показаны зависимости T_0 от $1/L$, рассчитанные с использованием выражений (4)–(7). Как видно из рисунка, имеет место хорошее согласие между экспериментальными данными и результатами расчетов с использованием феноменологического выражения (4).

В случае полного подавления электронно-дырочной рекомбинации в волноводной области можно ожидать близкого к 300 К значения T_{J_0} и бесконечно большого значения T_{G_0} . Заметное расхождение экспериментальных температурных характеристик наших АБС-лазеров от характеристик идеального АБС-лазера [8] может быть обусловлено как неполным подавлением биполярной заселенности носителей в волноводной области (ввиду недостаточной высоты и/или малой толщины потенциальных барьеров), так и другими факторами, например, усилением с ростом температуры роли безызлучательной (в частности, Оже) рекомбинации [3,12].

4. Заключение

Экспериментально продемонстрировано, что использование асимметричных потенциальных барьеров (по одному с каждой стороны от квантовой ямы), препятствующих появлению биполярной заселенности носителей в волноводной области, позволяет снизить пороговый ток лазера и его температурную чувствительность в диапазоне температур 20–100°С. Определяющим фактором для улучшения характеристик лазера является возрастание характеристической температуры плотности тока прозрачности, а в коротких лазерах также и возрастание характеристической температуры параметра насыщения усиления.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 годы, Мероприятие 1.5, контракт № 02.740.11.5161 „Достижение высокой температурной стабильности лазеров за счет подавления рекомбинации носителей вне квантово-размерной активной области“, а также РФФИ и Программы фундаментальных исследований РАН. ЕСС также благодарит Европейскую Комиссию за финансирование в рамках Программы Marie Curie IIF (грант № 252890).

Список литературы

- [1] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40** (11), 939 (1982).
- [2] H. Kurakake, T. Uchida, T. Yamamoto, T. Higashi, S. Ogita, M. Kobayashi. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **3** (2), 632 (1997).
- [3] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, P.-K. Lau, T. Makino. Semicond. Sci. Technol., **15**, 1131 (2000).
- [4] L.V. Asryan, S. Luryi. Sol. St. Electron., **47** (2), 205 (2003).
- [5] А.Е. Жуков, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, М.М. Павлов, Ф.И. Зубов, Л.В. Асрян. ФТП, **45** (4), 540 (2011).
- [6] M.P.C.M. Krijn. Semicond. Sci. Technol., **6** (1), 27 (1991).
- [7] P.W.A. McIlroy, A. Kurobe, Y. Uematsu. IEEE J. Quant. Electron., **21** (12), 1958 (1985).
- [8] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov. Semicond. Sci. Technol., **26** (5), 055 025 (2011).
- [9] M. Dion, Z.-M. Li, D. Ross, F. Chatenoud, R.L. Williams, S. Dick. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **1** (2), 230 (1995).
- [10] Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. ФТП, **38** (1), 3 (2004).
- [11] T. Higashi, T. Yamamoto, S. Ogita, M. Kobayashi. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **3** (2), 513 (1997).
- [12] B. Witzigmann, M.S. Hybertsen. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **9** (3), 807 (2003).

Редактор Т.А. Полянская

Effect of asymmetric barrier layers in the waveguide region on the temperature characteristics of quantum-well lasers

*A.E. Zhukov, L.V. Asryan**, *Yu.M. Shernyakov*⁺,
M.V. Maximov⁺, *F.I. Zubov, N.V. Kryzhanovskaya,*
K. Yvind[◇], *E.S. Semenova*[◇]

St. Petersburg Academic University — Nanotechnology
Research and Education Centre,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Virginia Polytechnic Institute and State University,
Blacksburg, Virginia 24061, USA

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

[◇] DTU Fotonik, Technical University of Denmark,
Kgs. Lyngby,
DK-2800 Denmark

Abstract The temperature sensitivity of the threshold current density in quantum-well lasers is studied and the factors affecting the characteristic temperature and its dependence on the optical loss are analyzed. It is shown that the inclusion of asymmetric potential barriers (one on each side of a quantum well), which prevent the formation of a bipolar carrier population in the waveguide region, results in weakening of the temperature dependences of the transparency current density and the gain saturation parameter and, consequently, leads to a higher characteristic temperatures both in long- and short-cavity laser diodes.