

Анализ пороговых условий генерации замкнутой моды в полупроводниковых лазерах Фабри–Перо

© С.О. Слипченко[¶], А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов

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

(Получена 1 ноября 2010 г. Принята к печати 8 ноября 2010 г.)

Проведен анализ пороговых условий генерации замкнутой моды в кристалле полупроводникового лазера Фабри–Перо с квантово-размерной активной областью. Установлено, что основными параметрами, влияющими на значение порога генерации замкнутой моды для выбранной лазерной гетероструктуры, являются: оптические потери в пассивной области, фактор оптического ограничения замкнутой моды в области усиления и расстройка материального усиления. Найдены соотношения, определяющие пороговые условия генерации замкнутой моды через оптические и геометрические характеристики полупроводникового лазера. Показано, что вследствие нулевых потерь на выход для замкнутой моды пороговые условия могут быть выполнены при меньшем значении материального усиления по сравнению с модой резонатора Фабри–Перо.

1. Введение

Разработка новых подходов к конструированию мощных полупроводниковых лазеров позволила существенно улучшить оптические параметры гетероструктур. Для современных полупроводниковых лазеров внутренние оптические потери составляют величину менее 1 см^{-1} при внутреннем квантовом выходе, близком к 100% [1,2]. Высокое оптическое совершенство лазерных гетероструктур и низкие оптические потери позволяют достигать непрерывных и импульсных уровней возбуждения более 20 и 150 А соответственно. В результате излучаемые мощности с апертуры 100 мкм в непрерывном режиме генерации превышают 15 Вт [3,4], а в импульсном 140 Вт [5,6]. Следствием таких изменений характеристик лазерных гетероструктур и уровней возбуждения является появление новых эффектов, ряд из которых ведет к насыщению ватт-амперной характеристики и падению максимальной выходной мощности излучения [6–8]. Так, в работе [9] нами экспериментально было исследовано явление обратимого падения интенсивности оптического излучения мощных полупроводниковых лазеров на основе асимметричных гетероструктур с низкими оптическими потерями, названное „срывом генерации“. Аналогичный эффект ранее наблюдался нами в одномодовых лазерах [10], а также авторами работы [11] в менее мощных многомодовых лазерах. В работе [9] нами экспериментально установлено, что причиной „срыва генерации“ является выполнение пороговых условий для замкнутой моды (ЗМ) при токах накачки, превышающих порог генерации мод Фабри–Перо резонатора (ФПМ). Настоящая работа посвящена анализу пороговых условий генерации ЗМ в полупроводниковых лазерах мезаполосковой конструкции.

2. Основная часть

Известно, что порог генерации лазерной моды достигается при выполнении двух условий: равенство усиления суммарным потерям и наличие обратной связи. В общем виде пороговое условие генерации можно записать как

$$G_{\text{mod}} = \alpha_i + \alpha_{\text{out}}, \quad (1)$$

где G_{mod} — модальное усиление, α_i — внутренние оптические потери и α_{out} — потери, связанные с выходом лазерного излучения из резонатора. Модальное усиление выражается через материальное усиление (g_{mat}) и фактор оптического ограничения моды (Γ) в активной области, определяющий долю энергии лазерной моды, приходящуюся на усиливающую область:

$$G_{\text{mod}} = \Gamma \cdot g_{\text{mat}}. \quad (2)$$

В общем виде фактор оптического ограничения в области усиления можно выразить через электрическое поле моды лазерного кристалла $E(x, y, z)$ [12]:

$$\Gamma = \frac{\int_{V_g} E(x, y, z) E^*(x, y, z) dV}{\int_{V_m} |E(x, y, z)|^2 dV}, \quad (3)$$

где V_g — объем области усиления, V_m — объем лазерного кристалла. Для случая, когда поле моды может быть представлено в виде произведения независимых функций [12]

$$E(x, y, z) = E_X(x) E_Y(y) E_Z(z), \quad (4)$$

выражение для фактора оптического ограничения моды в области усиления лазерного кристалла можно выразить через три независимые составляющие: Γ_X , Γ_Y и Γ_Z (рис. 1):

$$\Gamma = \Gamma_X \cdot \Gamma_Y \cdot \Gamma_Z. \quad (5)$$

В лазерном кристалле полосковой конструкции, когда ширина активного полоска (w) существенно превышает

[¶] E-mail: serghpl@mail.ioffe.ru

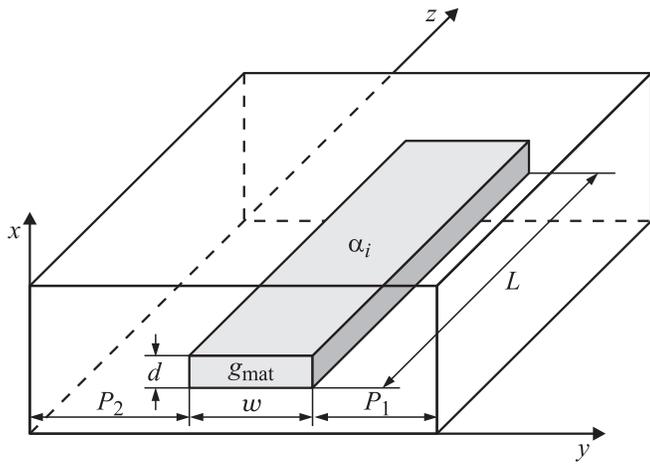


Рис. 1. Лазерный кристалл с активной областью, характеризующейся коэффициентом материального усиления g_{mat} . w — ширина полоскового контакта, P_1 и P_2 — ширины пассивных областей, d — толщина активной области, L — длина Фабри–Перо резонатора, α_i — внутренние оптические потери.

длину волны генерации и эффектами шпотования и растекания можно пренебречь, ФПМ полностью локализована в области, ограниченной размерами активного полоска. В этом случае можно считать, что $\Gamma_Y^{FP} = 1$. Аналогична ситуация со значением Γ_Z^{FP} . Составляющая фактора оптического ограничения Γ_X^{FP} зависит от конструкции лазерной гетероструктуры. Для большинства лазерных гетероструктур Γ_X^{FP} является фактором оптического ограничения волноводной моды в активной области Γ_{QW} . Принимая во внимание спектральную зависимость материального усиления, пороговое условие генерации (1) для ФПМ может быть переписано как

$$\Gamma_{QW} \cdot g_{mat}^{FP} = \alpha_i + \alpha_{out}^{FP}, \quad (6)$$

где g_{mat}^{FP} — материальное усиление моды Фабри–Перо, α_{out}^{FP} — потери на выход моды Фабри–Перо, а α_i — внутренние оптические потери, связанные с поглощением на свободных носителях заряда.

Чтобы записать пороговые условия для ЗМ, необходимо оценить условия ее распространения в лазерном кристалле. В [9] экспериментально показано, что в отличие от ФПМ замкнутая мода (ЗМ) захватывает весь объем кристалла (мы рассматриваем случай ненарушенных зеркальных поверхностей всех естественно сколотых граней), включая пассивные области. Также показано, что для ЗМ характерно смещение линии генерации в длинноволновую область спектра по сравнению с ФПМ. Рассмотрим качественное представление спектральных зависимостей материального усиления и внутренних оптических потерь ФПМ и ЗМ в лазерном кристалле. Подробные экспериментальные результаты изложены в работе [13]. На рис. 2 показаны качественные зависимости от длины волны материального усиления в

активной области (g_{mat}) и потерь на межзонное поглощение (α_{BGL}) в пассивных областях. ФПМ с максимальным значением материального усиления g_{mat}^{FP} на длине волны генерации λ_{FP} соответствует достаточно высокое значение потерь на межзонное поглощение в пассивных областях α_{BGL}^{FP} . Как следствие, область распространения ФПМ ограничена только активным полоском. Из рис. 2 видно, что смещение в длинноволновую область спектра относительно длины волны генерации ФПМ одновременно ведет к снижению материального усиления в активной области и падению значения потерь на межзонное поглощение в пассивных областях. Таким образом, вследствие нулевых потерь на выход для ЗМ даже в условиях меньшего значения материального усиления g_{mat}^{CM} для ЗМ может быть достигнут порог генерации. Можно заметить, что именно характер спектральной зависимости оптических потерь (рис. 2) в пассивной области определяет положение линии генерации ЗМ в длинноволновой области спектра относительно ФПМ.

Рассмотрим пороговые условия генерации (1) для ЗМ в кристалле мезаполосковой конструкции. Так как ЗМ захватывает весь объем кристалла, фактор оптического ограничения ЗМ для области усиления (Γ_{CM}) переписывается как

$$\Gamma_{CM} = \Gamma_{QW} \cdot \Gamma_Y^{CM}. \quad (7)$$

В представленном выражении считается, что ЗМ имеет однородное распределение в плоскости YZ и $\Gamma_Z^{CM} = 1$.

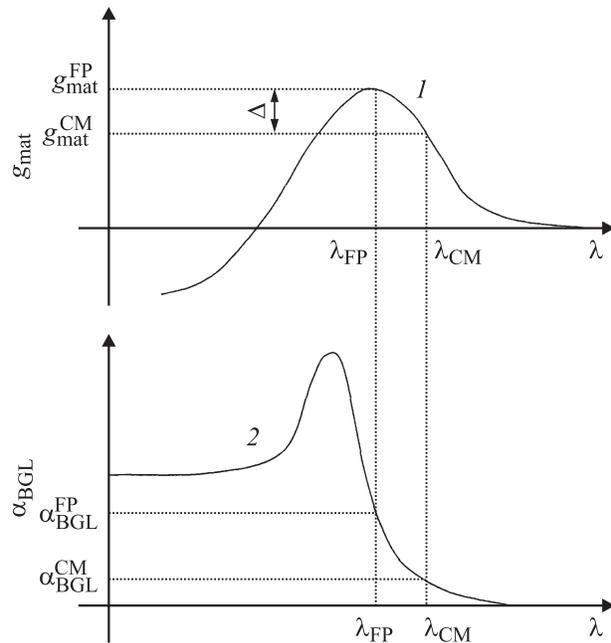


Рис. 2. Качественные зависимости материального усиления в активной области под полосковым контактом (1) и потерь в пассивной области (2) от длины волны; λ_{FP} и λ_{CM} — длины волн генерации ФПМ и ЗМ, g_{mat}^{FP} и g_{mat}^{CM} — материальное усиление ФПМ и ЗМ, α_{BGL}^{FP} и α_{BGL}^{CM} — потери на межзонное поглощение в пассивных областях для ФПМ и ЗМ.

Как показано выше (и подтверждено экспериментально в [9]), длина волны генерации ЗМ (λ_{CM}) смещена в низкоэнергетическую область спектра относительно ФПМ. В результате материальное усиление ЗМ ($g_{\text{mat}}^{\text{CM}}$) может быть представлено как

$$g_{\text{mat}}^{\text{CM}} = g_{\text{mat}}^{\text{FP}} - \Delta, \quad (8)$$

где Δ — расстройка материального усиления, определяемая как разность между материальными усилениями ФПМ и ЗМ. Оптические потери для ЗМ α_{CM} можно выразить как

$$\alpha_{\text{CM}} = \alpha_i + (1 - \Gamma_Y^{\text{CM}}) \cdot \Delta\alpha, \quad (9)$$

величина $\Delta\alpha$ учитывает потери, связанные с рассеянием излучения на неоднородностях (α_{SC}) и межзонным поглощением (α_{BGL}) в пассивной области. Наличие множителя $1 - \Gamma_Y^{\text{CM}}$ в выражении (9) отражает факт распространения ЗМ в областях, характеризующихся различными значениями внутренних оптических потерь. В данном рассмотрении принято приближение равенства потерь на свободных носителях заряда α_i для ФПМ и ЗМ, а также одинаковых значений внутренних оптических потерь в области полоскового контакта и пассивных областях. Такая оценка является верхней границей доли потерь на свободных носителях заряда для ЗМ. Это связано с тем, что оптические потери на свободных носителях заряда в пассивных областях могут быть меньше, чем в области, ограниченной полосковым контактом, из-за отсутствия инжектированных носителей заряда в волноводе и меньшей концентрации свободных носителей в активной области. Характерной особенностью ЗМ является то, что она распространяется под углами, большими, чем угол полного внутреннего отражения. В результате оптические потери на выход излучения для замкнутой моды стремятся к нулю и в выражении (9) они не учитываются.

На основании вышесказанного пороговые условия для замкнутой моды примут вид

$$\Gamma_{\text{QW}} \cdot \Gamma_Y^{\text{CM}} (g_{\text{mat}}^{\text{FP}} - \Delta) = \alpha_i + (1 - \Gamma_Y^{\text{CM}}) \cdot \Delta\alpha. \quad (10)$$

Таким образом, на пороговые условия генерации ЗМ влияют величины расстройки материального усиления Δ , компоненты оптических потерь $\Delta\alpha$ и фактора оптического ограничения Γ_Y^{CM} . Рассмотрим верхний предел выполнения пороговых условий для ЗМ. В этом случае считаем, что $\Delta\alpha$ существенно меньше α_i , а величина расстройки материального усиления равна нулю, тогда выражение (10) можно переписать:

$$\Gamma_{\text{QW}} \cdot \Gamma_Y^{\text{CM}} \cdot g_{\text{mat}}^{\text{FP}} = \alpha_i. \quad (11)$$

Выразим значение Γ_Y^{CM} через ширину полоскового контакта W и суммарную ширину пассивных областей P , используя приближение однородного распределения моды в плоскости XY :

$$\Gamma_Y^{\text{CM}} = Q/(Q + 1), \quad (12)$$

где $Q = W/P$. Тогда, принимая во внимание соотношение (3) и выражения (11), (12), можно записать

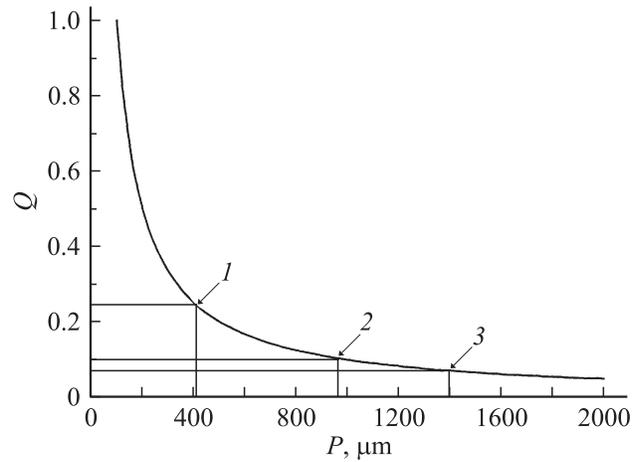


Рис. 3. Зависимость фактора Q от суммарной ширины пассивных областей P для ширины полоскового контакта 100 мкм. Область над кривой соответствует области выполнения пороговых условий для ЗМ. Для значений параметров в отношении $\alpha_i/\alpha_{\text{out}}^{\text{FP}}$: 1 — 0.6/2.4, 2 — 0.6/6, 3 — 0.6/8.

следующее неравенство, характеризующее выполнение пороговых условий ЗМ:

$$Q \leq \alpha_i/\alpha_{\text{out}}^{\text{FP}}. \quad (13)$$

Неравенство (13) определяет верхнюю границу пороговых условий для ЗМ, полученную на основании геометрических характеристик кристалла и оптических потерь для ФПМ. На рис. 3 показано положение границы области выполнения пороговых условий для ЗМ в зависимости от ширины пассивной области, полученное на основании (13) (зависимость фактора Q). Видно, что потери на выход для ФПМ существенным образом влияют на допустимый диапазон геометрических размеров лазерного кристалла (величин W и $P_1 + P_2$ (см. рис. 1)), при которых выполняются пороговые условия генерации ЗМ. Так, при внутренних оптических потерях 0.36 см^{-1} пороговые условия ЗМ выполняются, когда ширина пассивной области менее 1600 и 800 мкм для длин резонатора 2 и 4 мм соответственно (коэффициенты отражения зеркал резонатора Фабри–Перо 30%).

В действительности, как показывает выражение (10), пороговые условия ЗМ имеют гораздо более сложный вид. Перепишем соотношение (10) с учетом (3):

$$\frac{1}{\Gamma_{\text{QW}}} (\alpha_i + \alpha_{\text{out}}^{\text{FP}}) - \Delta = \frac{\alpha_i}{\Gamma_{\text{QW}} \cdot \Gamma_Y^{\text{CM}}} + \frac{(1 - \Gamma_Y^{\text{CM}}) \cdot \Delta\alpha}{\Gamma_{\text{QW}} \cdot \Gamma_Y^{\text{CM}}}. \quad (14)$$

Тогда для выполнения пороговых условий ЗМ должно быть удовлетворено следующее неравенство:

$$\frac{\Gamma_Y^{\text{CM}}}{1 - \Gamma_Y^{\text{CM}}} (\alpha_{\text{out}}^{\text{FP}} - \Delta_{\text{mod}}) - \alpha_i \geq \Delta\alpha, \quad (15)$$

где $\Delta_{\text{mod}} = \Gamma_{\text{QW}} \cdot \Delta$ — модальная расстройка усиления. На рис. 4 приведены зависимости граничных значений $\Delta\alpha$, при которых выполняются пороговые условия

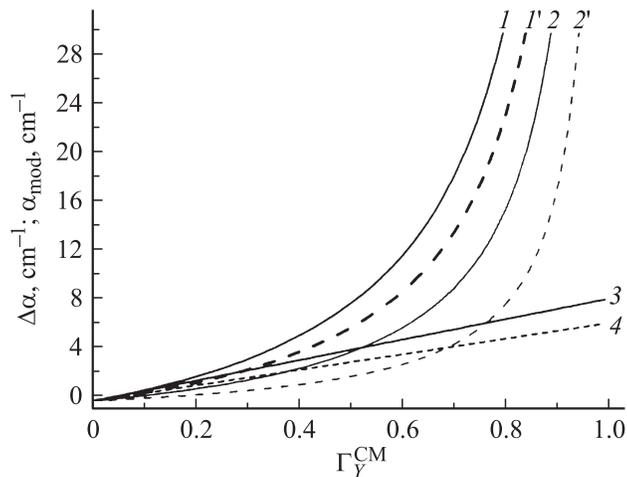


Рис. 4. Зависимости значений оптических потерь $\Delta\alpha$ (1, 1', 2, 2') и модальных потерь α_{mod} (3, 4) в пассивной области, при которых выполняются пороговые условия генерации ЗМ, от фактора оптического ограничения ЗМ в области усиления Γ_Y^{CM} . Значения потерь на вывод излучения ФПМ из резонатора α_{out} (cm^{-1}) и модальной расстройки Δ_{mod} (cm^{-1}) соответственно: 1 — 8 и 0, 1' — 8 и 2, 2 — 4 и 0, 2' — 4 и 2, 3 — 8 и 0, 4 — 8 и 2. Внутренние оптические потери $\alpha_i = 0.36 \text{ cm}^{-1}$.

генерации для ЗМ, от латеральной компоненты фактора оптического ограничения ЗМ в области усиления Γ_Y^{CM} . Резкий рост потерь в пассивных областях, при которых выполняются пороговые условия ЗМ, объясняется снижением фактора оптического ограничения ЗМ для пассивной области. Также видно, что появление модальной расстройки Δ_{mod} смещает пороговые условия ЗМ в область меньших значений потерь в пассивных областях.

Оценка модальных потерь для ЗМ в пассивных областях

$$\alpha_{\text{mod}} = \Delta\alpha (1 - \Gamma_Y^{\text{CM}}) \quad (16)$$

показывает, что их значение не может превысить потерь на выход для ФПМ (рис. 4). В полученных зависимостях есть участок с отрицательным $\Delta\alpha$. Эта область соответствует минимальной локализации ЗМ в области усиления. В результате, несмотря на возможность получения таких низких внутренних оптических потерь, как 0.36 cm^{-1} , выполнение пороговых условий для ЗМ становится возможным только при положительном усилении в пассивных областях.

3. Заключение

Проведен анализ пороговых условий генерации замкнутой моды в полупроводниковых Фабри–Перо лазерных диодах полосковой конструкции. Показано, что в полупроводниковых лазерах с квантово-размерной активной областью могут быть выполнены пороговые условия генерации замкнутой моды. На основании экспериментальных данных получено выражение, связывающее пороговые условия генерации замкнутой моды

с оптическими и геометрическими характеристиками лазерного диода. Определены основные параметры, влияющие на значение порога генерации ЗМ для выбранной лазерной гетероструктуры: $\Delta\alpha$, Γ_Y^{CM} и Δ . Показано, что верхняя граница пороговых условий ЗМ определяется отношением внутренних оптических потерь к потерям на выход излучения из резонатора Фабри–Перо. Установлено, что вследствие нулевых потерь на выход для замкнутой моды пороговые условия могут быть выполнены при меньшем значении материального усиления по сравнению с модой резонатора Фабри–Перо.

Работа выполнена при поддержке грантов Министерства образования и науки Российской Федерации ГК № П2319, Федерального агентства по науке и инновациям ГК 02.740.11.0445 и программы фундаментальных исследований ОФН РАН „Полупроводниковые лазеры на гетероструктурах с предельными параметрами“. С.О. Слипченко выражает благодарность за финансовую поддержку правительству Санкт-Петербурга в рамках субсидии для молодых кандидатов наук за 2010 г.

Список литературы

- [1] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **38**, 1477 (2004).
- [2] G. Erbert, F. Bugge, J. Fricke, P. Ressel, R. Staske, B. Sumpf, H. Wenzel, M. Weyers, G. Trankle. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **11**, 1217 (2005).
- [3] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. ФТП, **39**, 388 (2005).
- [4] P. Crump, G. Blume, K. Paschke, R. Staske, A. Petrzak, U. Zeimer, S. Einfeldt, A. Ginolas, F. Bugge, K. Hausler, P. Ressel, H. Wenzel, G. Erbert. Proc. SPIE, **7198**, 719814 (2009).
- [5] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, А.В. Рожков, Н.А. Рудова, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, К.С. Боршев, И.С. Тарасов. ПЖТФ, **32**, 47 (2006).
- [6] X. Wang, P. Crump, A. Petrzak, C. Schultz, A. Klehr, T. Hoffmann, A. Liero, A. Ginolas, S. Einfeldt, F. Bugge, G. Erbert, G. Trankle. Proc. SPIE, **7198**, 71981G (2009).
- [7] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Боршев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. ФТП, **40**, 1017 (2006).
- [8] H. Wenzel, P. Crump, A. Petrzak, C. Roder, X. Wang, G. Erbert. IEEE J. Quant. Electron., **41**, 645 (2009).
- [9] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. ФТП, **43**, 1409 (2009).
- [10] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, Е.Г. Голикова, Ю.А. Рябоштан, И.С. Тарасов. ФТП, **36**, 1393 (2002).

- [11] G.I. Ryabtsev, T.V. Bezyazychnaya, M.V. Bogdanovich, V.V. Parastchuk, A.I. Yenzhyieuski, L.I. Burov, A.S. Gorbatshevich, A.G. Ryabtsev, M.A. Shchemelev, V.V. Bozotosnyi, K.A. Shore, S. Banerjee. *Appl. Phys. B*, **90**, 471 (2008).
- [12] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (N.Y., John Wiley & Sons, 1995).
- [13] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, А.Ю. Лешко, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов. *ФТП*, **45**, (2011).

Редактор Л.В. Беляков

Analysis of the threshold conditions for the generation of a closed mode in a Fabry–Perot semiconductor laser

S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, N.A. Pikhtin, Z.N. Sokolova, A.Y. Leshko, I.S. Tarasov

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

Abstract Analysis of closed mode threshold conditions in Fabry–Perot semiconductor laser with quantum-dimensional active region have been studied. It is established, that the following parameters affect the value of closed mode threshold current for given laser heterostructure: optical loss in passive region, optical confinement factor of closed mode in gain region and material gain detuning. The equations determining the closed mode threshold conditions through optical and geometrical properties of semiconductor laser have been obtained. It has been shown, that owing to zero output losses of closed mode its threshold conditions could be achieved at less material gain than that of Fabry–Perot mode.