

Повышение мощности и улучшение направленности излучения широкоапертурных гетеролазеров при оптимизации размеров брэгговской решетки

© Н.С. Гинзбург^{1,2}, А.С. Сергеев¹, Е.Р. Кочаровская^{1,2,¶}, А.М. Малкин^{1,2}, В.Ю. Заславский^{1,2}

¹ Федеральное исследовательское учреждение «Институт прикладной физики» Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

¶ E-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 9 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 19 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Исследована динамика гетеролазеров с планарными брэгговскими структурами. На основе анализа дисперсионного уравнения, описывающего распространение собственных волн в брэгговской структуре конечной ширины, дана физическая интерпретация механизма селекции мод, частоты которых расположены выше полосы запрещенной зоны. Показано, что стабильность повышается при использовании брэгговских структур с поперечными размерами, меньшими размеров активной зоны гетеролазеров с распределенной обратной связью, в результате чего режим одномодовой генерации поддерживается для большого диапазона уровней накачки и, соответственно, мощности излучения.

Ключевые слова: брэгговские резонаторы, дифракционные потери, связанные волны, селекция мод, одномодовая генерация.

DOI: 10.21883/FTP.2021.08.51132.08

1. Введение

Различные конфигурации периодических брэгговских структур [1–6] широко применяются в гетеролазерах для организации распределенной обратной связи (РОС). Очевидно, дальнейшее увеличение выходной мощности гетеролазеров предполагает использование широких активных сред с латеральными размерами в десятки и даже сотни длин волн (см., например, [6–9]). Соответственно, поддержание когерентности излучения ставит задачу улучшения селективности как по продольному, так и по поперечным индексам мод. Одним из путей решения такой задачи является использование дифракционной селекции в системе, открытой с боковых граней. Как показано в работах [10,11], в этом случае моды с большим числом вариаций по поперечной координате, имея значительные дифракционные потери, быстрее затухают и исключаются из генерации. Одновременно снимается вырождение по добротности между так называемыми низкочастотными (НЧ) и высокочастотными (ВЧ) модами, собственные частоты которых лежат соответственно ниже и выше полосы непрозрачности. При этом добротности НЧ-мод оказываются выше добротности ВЧ-мод и это различие возрастает по мере уменьшения ширины брэгговской структуры. В данной работе на основе анализа дисперсионного уравнения, описывающего распространение собственных волн в брэгговской структуре конечной толщины, дана физическая интерпретация механизма селекции ВЧ-мод.

Кроме этого, в предшествующих работах [10,11] анализ дифракционной селекции мод в планарных РОС-лазерах был проведен в предположении, что размер брэгговской структуры совпадает с размерами активной среды. В настоящей работе показано, что дальнейшее улучшение селективности широкоапертурных гетеролазеров может быть достигнуто в конфигурации, где ширина брэгговской структуры в несколько раз меньше ширины активной зоны (рис. 1).

2. Модель и основные уравнения

В работе исследуется двумерная модель, учитывающая дифракционные потери с торцов и боковых граней брэгговской структуры длиной l_z по продольной координате z и конечной ширины l_x по поперечной координате x . Брэгговская структура представляет собой диэлектрическую пластину с проницаемостью ε , на которую нанесена неглубокая синусоидальная гофрировка (рис. 1)

$$b(z) = b_0 + b_1 \cos(\bar{h}z), \quad (1)$$

где b_0 — средняя толщина пластины, b_1 — амплитуда гофрировки ($b_1 \ll b_0$), d — ее период, $\bar{h} = 2\pi/d$. В такой структуре поле в условиях брэгговского резонанса может быть представлено в виде двух встречных парциальных квазиоптических пучков:

$$E_{\pm} = \text{Re} [g_{\pm}(y)A_{\pm}(z, x, t) \exp(i(\omega_0 t \mp \bar{h}z/2))]. \quad (2)$$

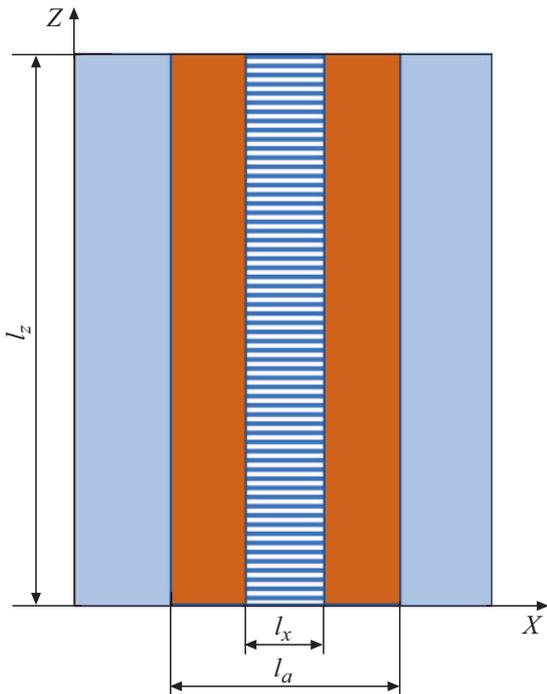


Рис. 1. Схема РОС-гетеролазера. Внутри диэлектрической пластины размещена активная среда с длиной l_z и шириной l_a , над которой нанесена периодическая гофрировка с шириной $l_x \leq l_a$.

Здесь ω_0 — брэгговская частота, выбранная в качестве несущей, $A_{\pm}(z, x, t)$ — медленно меняющиеся амплитуды волн, $\mathbf{g}_{\pm}(y)$ — вертикальные структуры полей, совпадающие с ТЕ-модами регулярного планарного диэлектрического волновода.

Возбуждение парциальных волн активной средой и их взаимное рассеяние на периодической структуре с учетом поперечной дифракции описывается системой уравнений параболического типа [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_+}{\partial \tau} + \frac{\partial a_+}{\partial Z} + i \frac{\partial^2 a_+}{\partial X^2} + i f(X) a_- &= i \rho(X) p_+, \\ \frac{\partial a_-}{\partial \tau} - \frac{\partial a_-}{\partial Z} + i \frac{\partial^2 a_-}{\partial X^2} + i f(X) a_+ &= i \rho(X) p_-. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь введены следующие нормированные переменные и параметры: $\tau = av_{gr}t$, $Z = az$ и $X = \sqrt{\alpha \hbar} x$ — время и координаты, v_{gr} — групповая скорость волн, $L_z = \alpha l_z$ и $L_x = \sqrt{\alpha \hbar} l_x$ — продольные и поперечные размеры гофрированной области. Коэффициент связи волн α может быть вычислен через поперечные структуры полей $\mathbf{g}_{\pm}(y)$. В частности, коэффициент связи ТЕ-мод задается соотношением [1,10]

$$\alpha = \frac{kb_1}{b_0 + 2(h^2 - k^2)^{-1/2}} \frac{\epsilon k^2 - h^2}{h^2}, \quad (4)$$

где $k = \omega_0/c$ и $h = \bar{h}/2$.

Следуя результатам работы [12], для описания двух-уровневой активной среды будем использовать уравнения Блоха [13,14], учитывающие динамику встречных волн поляризации

$$\begin{aligned} P(z, x, t) = \text{Re} [&P_+(z, x, t) \exp(i(\omega_0 t - \bar{h}z/2)) \\ &+ P_-(z, x, t) \exp(i(\omega_0 t + \bar{h}z/2))] . \end{aligned}$$

При этом инверсия населенностей уровней активной среды представляется в виде

$$\Delta N(z, x, t) = N_0 (n(z, x, t) + \text{Im} [n_z(z, x, t) \exp(i\bar{h}z/2)]),$$

где N_0 — эффективная объемная плотность активных центров в гетероструктуре, которая предполагается однородной по координатам x и z . Следует отметить, что возникающая из-за биений встречных волн поля решетка инверсии может оказывать заметное влияние на уровень и стабильность генерации [11,14].

Динамика активной среды в предположении однородного уширения спектральной линии опишется уравнениями:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 + i\delta \right] p_+ &= I (ina_+ + n_z a_- / 2), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 + i\delta \right] p_- &= I (ina_- - n_z^* a_+ / 2), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] (n - n_p) &= I \text{Im} (a_+ p_+^* + a_- p_-^*), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] n_z &= I (a_+^* p_- - a_- p_+^*). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $a_{\pm} = A_{\pm} \alpha v_{gr} / (2\pi \omega_0 d_a N_0)$ и $p_{\pm} = P_{\pm} / d_a N_0$ — амплитуды поля и поляризации, n_p — инверсия активных центров, создаваемая постоянной накачкой. ω_{21} — частота перехода между уровнями с дипольным моментом d_a , соответствующая центру спектральной линии активной среды, $\delta = (\omega_{21} - \omega_0) / (\alpha v_{gr})$ — ее нормированная отстройка от брэгговской частоты, $I = \omega_c^2 / (\alpha v_{gr})^2$, $\omega_c = \sqrt{2\pi d_a^2 N_0 \omega_{21} / \hbar \epsilon}$ — кооперативная частота, $\Gamma_{1,2} = (\alpha v_{gr} T_{1,2})^{-1}$ — безразмерные скорости релаксации инверсии населенностей и оптических дипольных колебаний в активном центре ($T_{1,2}$ — соответствующие времена релаксации). Функции $f(X)$ и $\rho(X)$ описывают поперечный профиль решетки и активной зоны соответственно (см. рис. 1). Для простоты рассматривается случай, когда амплитуда гофрировки постоянна вдоль всей поверхности, но плавно падает до нуля (в масштабе нескольких длин волн) на краях $X = \pm L_x / 2$, тем самым обеспечивается согласование с продолжающимся регулярным диэлектрическим волноводом.

По продольной координате на краях гофрированного участка в пренебрежении отражениями от торцов ставятся традиционные граничные условия, соответствующие отсутствию волн, падающих на систему извне:

$$a_+(X, \tau)|_{Z=0} = 0, \quad a_-(X, \tau)|_{Z=L_z} = 0. \quad (6)$$

По поперечной координате при $X = \mp L_b/2$ на некотором удалении от активной зоны и брэгговской структуры используются излучательные граничные условия [10,11], которые соответствуют свободному дифракционному расплыванию парциальных волновых пучков через указанные границы.

3. Дисперсионные характеристики собственных волн брэгговского волновода

Для интерпретации механизма электродинамической селекции мод исследуем распространение волн в безграничном в продольном направлении Z брэгговском волноводе ширины L_x . В отсутствие активной среды такой волновод описывается уравнениями (3) с нулевой правой частью. Пусть поперечный профиль гофрировки задается функцией

$$f(X) = \begin{cases} 1, & |X| < L_x/2; \\ 0, & |X| > L_x/2. \end{cases} \quad (7)$$

Собственные волны брэгговского волновода представим в виде

$$a_{\pm} = \bar{a}_{\pm}(X) \exp(i\Omega\tau - iHZ). \quad (8)$$

Их поперечные структуры $\bar{a}_{\pm}(X)$ делятся на два класса, симметричные и антисимметричные относительно центра волновода (плоскости $X = 0$). При $|X| = L_x/2$ решения для поля внутри периодической структуры сшиваются с решениями для свободного пространства на основе излучательных граничных условий

$$\begin{aligned} \left. \frac{da_+}{dX} \right|_{X=\pm L_x/2} &= \mp i\sqrt{\Omega - H} \bar{a}_+, \\ \left. \frac{da_-}{dX} \right|_{X=\pm L_x/2} &= \mp i\sqrt{\Omega + H} \bar{a}_- \end{aligned} \quad (9)$$

(здесь и далее полагаем $\text{Re} \sqrt{\Omega \mp H} \geq 0$). Тогда поля симметричных волн задаются соотношениями внутри структуры ($|X| < L_x/2$):

$$\begin{aligned} \bar{a}_+(X) &= W_+ \cos(q_1 X) + \cos(q_2 X), \\ \bar{a}_-(X) &= \left(H + \sqrt{H^2 + 1} \right) (W_- \cos(q_1 X) + \cos(q_2 X)), \end{aligned} \quad (10)$$

и вне ее ($|X| > L_x/2$):

$$\begin{aligned} \bar{a}_+(X) &= (W_+ \cos(q_1 L_x/2) + \cos(q_2 L_x/2)) \\ &\quad \times \exp(-iq_+(|X| - L_x/2)), \\ \bar{a}_-(X) &= \left(H + \sqrt{H^2 + 1} \right) (W_- \cos(q_1 L_x/2) \\ &\quad + \cos(q_2 L_x/2)) \exp(-iq_-(|X| - L_x/2)). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь

$$W_{\pm} = \frac{q_2 \sin(q_2 L_x/2) - iq_{\pm} \cos(q_2 L_x/2)}{iq_{\pm} \cos(q_1 L_x/2) - q_1 \sin(q_1 L_x/2)}, \quad (12)$$

$$q_{1,2} = \sqrt{\Omega \pm \sqrt{H^2 + 1}}, \quad q_{\pm} = \sqrt{\Omega \mp H} \quad (13)$$

поперечные волновые числа внутри и вне структуры (для определенности знаки корней выбраны следующим образом: $\text{Re} q_{1,2} > 0$, $\text{Re} q_{\pm} > 0$). С учетом граничных условий (9) волновые числа (13) связаны дисперсионным соотношением

$$\begin{aligned} \left(H + \sqrt{H^2 + 1} \right) \cdot \frac{q_+ - iq_2 \text{tg}(q_2 L_x/2)}{iq_1 \text{tg}(q_1 L_x/2) - q_+} \\ = \left(H - \sqrt{H^2 + 1} \right) \cdot \frac{q_- - iq_2 \text{tg}(q_2 L_x/2)}{iq_1 \text{tg}(q_1 L_x/2) - q_-}. \end{aligned} \quad (14)$$

Из уравнения (14) при фиксированном действительном Ω можно найти дискретный набор продольных волновых чисел $H(\Omega)$. Каждое из них соответствует одной из собственных волн брэгговского волновода — решений на действительной частоте с комплексными, вообще говоря, постоянными распространения, а также различными поперечными профилями.

Заметим, что в случае достаточно широкого (в пределе — бесконечного) по оси X волновода поперечные волновые числа $q_{1,2}$ стремятся к нулю, и дисперсионное уравнение (14) приобретает хорошо известный в теории брэгговских структур вид [1–3]

$$\Omega = \pm \sqrt{H^2 + 1}. \quad (15)$$

Радиационные потери в волноводе отсутствуют ($\text{Im} H = 0$) и решение имеет две ветви, высокочастотную и низкочастотную, расположенные соответственно выше и ниже полосы запираания.

На рис. 2 для различных ширин брэгговской структуры приведена зависимость сдвига частоты Ω для низших симметричных НЧ- и ВЧ-волн от отстройки их волнового числа $\text{Re} H$, построенная на основании уравнения (14). В достаточно широком волноводе $L_x = 20$ такие волны распространяются практически без потерь, и их характеристики близки к асимптотике (15) (кривые 1, 2 на рис. 2).

В волноводе меньшей ширины (кривые 3–5 на рис. 2) появляется существенное различие между ВЧ- и НЧ-волнами. Дисперсионные характеристики ВЧ-волн лежат выше вакуумных характеристик $\Omega = \pm H$, и эти волны, согласно (11), являются вытекающими в поперечном направлении X . Вне брэгговской структуры их амплитуды экспоненциально растут в направлении от границы (кривая 2 на рис. 3). Таким образом, у ВЧ-волн появляются радиационные потери, растущие с уменьшением ширины волновода. Напротив, характеристики НЧ-волн остаются ниже характеристик $\Omega = \pm H$, их поперечные волновые числа q_{\pm} являются чисто

мнимыми, а пространственный профиль вне структуры соответствует экспоненциально прижатой неоднородной волне (кривая 1 на рис. 3). Поэтому НЧ-волны в брэгговском волноводе конечной ширины распространяются без потерь ($\text{Im } H = 0$).

В предельном случае узкого волновода, когда $L_x \ll 1$, имеется единственная симметричная НЧ-волна, распространяющаяся без потерь. При этом решения (14) переходят в дисперсионную характеристику прижатой к гофрированной поверхности волны

$$\Omega = -\sqrt{H^2 + \frac{L_x^2}{16}}. \quad (16)$$

Уравнение (16) аналогично дисперсионному уравнению, полученному в работе [15] для описания распространения поверхностной волны над металлической плоскостью с мелкой гофрировкой.

Важно подчеркнуть, что возникновение у ВЧ-волн радиационных потерь приводит к снятию вырождения по добротности ВЧ- и НЧ-мод в брэгговских резонаторах конечной длины L_z . Таким образом реализуется механизм селекции ВЧ-мод, описанный в работе [10,11].

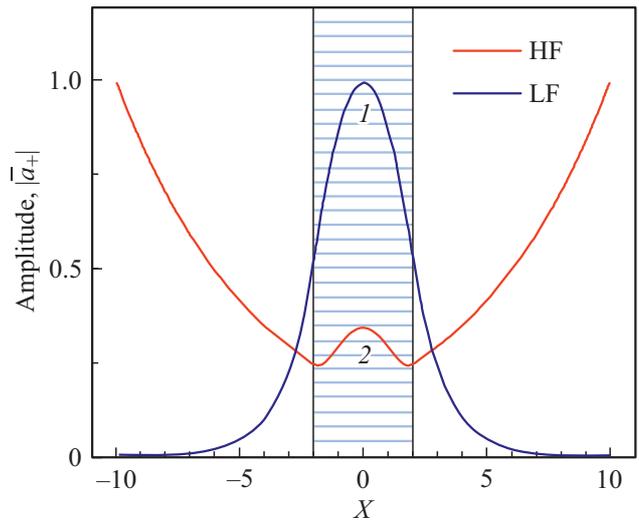


Рис. 3. Поперечный профиль поля собственных мод брэгговского волновода шириной $L_x = 4$: 1 — НЧ-волна; 2 — ВЧ-волна (область гофрировки показана горизонтальной штриховкой).

Этот же эффект используется далее для подавления генерации указанных мод при добавлении активной среды.

4. Оптимизация ширины брэгговской структуры с целью повышения интегральной мощности излучения

Моделирование динамики гетеролазеров проводилось на основе самосогласованной системы уравнений (3) и (5). В качестве начальных условий рассматривались шумы в поляризации активной среды. В продолжении исследования, начатого в работе [11], рассматривался РОС-гетеролазер со следующими параметрами брэгговского резонатора: период гофра $d = 0.5$ мкм, амплитуда $b_1 = 0.3$ мкм, продольный размер $l_z = 1$ мм, латеральный — $l_x \sim 60$ мкм. Для диэлектрической проницаемости волноводного слоя $\epsilon \approx 12$ брэгговская частота ω_0 соответствует вакуумной рабочей длине волны $\lambda = 3.8$ мкм квантово-каскадного лазера, описанного в работе [13]. Коэффициент связи волн при этом равен $\alpha = 53.5 \text{ см}^{-1}$. Для определенности были взяты параметры активной среды, близкие к указанным в работе [11,13], а именно времена релаксации поляризации и инверсии ~ 400 фс и 2 пс, кооперативная частота $\omega_c \approx \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. При определенном выше коэффициенте связи волн это соответствует нормированным параметрам активной среды: скорости релаксации поляризации и инверсии $\Gamma_2 = 5.1$, $\Gamma_1 = 1$, ширине $L_a = 8.3$ и длине $L_z = 5.3$, $I = 5.6$.

Как было показано в работе [11] в РОС-гетеролазере с указанными параметрами при совпадающих размерах активной среды и периодической структуры устойчивость режима одномодовой одночастной генерации

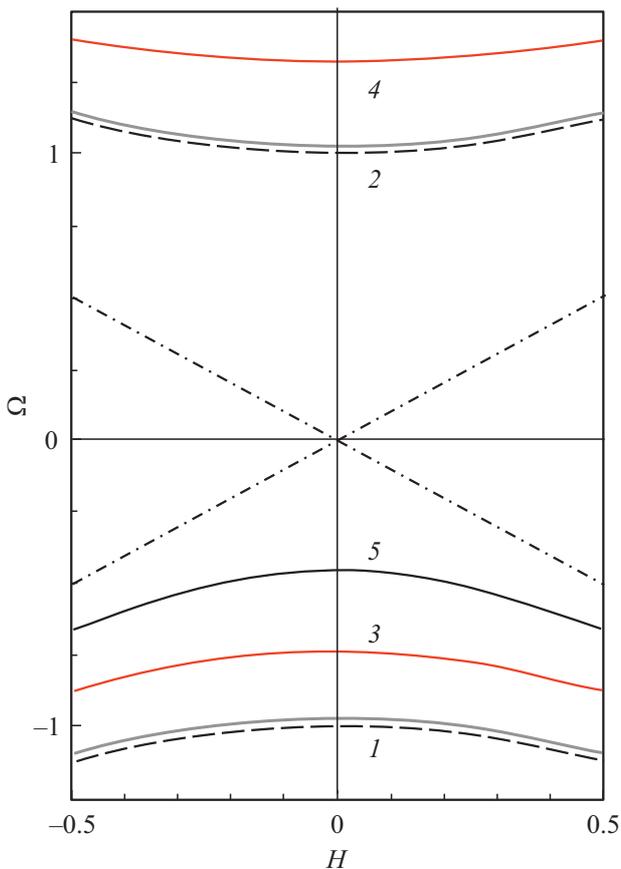


Рис. 2. Дисперсионные зависимости низко- и высокочастотных симметричных мод для брэгговских структур различной ширины L_x : 20 (кривые 1,2), 4 (кривые 3,4), 2 (кривая 5). Штриховые линия соответствуют асимптотике (16), а штрихпунктирные вакуумному закону дисперсии $\Omega = \pm H$.

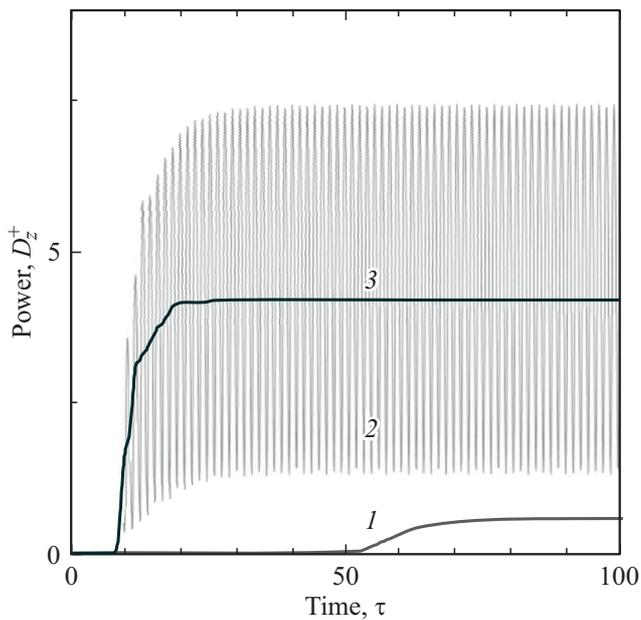


Рис. 4. Временные зависимости мощности излучения РОС-гетеролазера. Режимы генерации РОС-лазера с равными латеральными размерами активной зоны и брэгговской структуры $L_x = 8.3$: 1 — одночастотная генерация при уровне накачки $n_p = 0.2$ и 2 — многомодовая генерация при максимальном уровне накачки $n_p = 1$. Установление стационарного режима генерации при максимальном уровне накачки за счет уменьшения ширины брэгговской структуры до $L_x = 4$ (3). Параметры активной среды: нормированная длина $L_z = 5.3$ и латеральный размер $L_a = 8.3$, времена релаксации поляризации $\Gamma_2 = 5.1$ и инверсии $\Gamma_1 = 1$, фактор $I = 5.6$.

может быть обеспечена подстройкой частоты перехода активной среды к частоте НЧ-моды (т.е. изменением параметра δ). Однако в таких условиях второй лазерный порог [16], при котором реализуется многочастотная генерация, наступает при достаточно низком уровне накачки порядка $n_p = 0.2$. Дальнейшее увеличение интенсивности накачки приводит к усложнению профиля поля и расширению спектра генерации за счет одновременного возбуждения НЧ- и ВЧ-мод (ср. кривые 1 и 2 на рис. 4). Вместе с тем уменьшение поперечного размера периодической структуры до $L_x = 4$ при сохранении размеров активной зоны обеспечивает стабильную одномодовую генерацию даже при максимальном уровне накачки $n_p = 1$, не требуя дополнительной частотной подстройки (ср. кривые 2 и 3 на рис. 4). Естественно, избыточное сокращение ширины брэгговской структуры вследствие снижения добротности брэгговского резонатора будет приводить к падению интегральной мощности излучения (см. рис. 5, *a*). С другой стороны, если ширина брэгговской структуры превышает некоторое предельное значение (в данном случае ~ 5.5), то подавление паразитной ВЧ-моды возможно только при уменьшении уровня накачки, что также ведет к потере мощности генерации. Таким образом, существует оптимальное значение ширины брэгговской структуры, которое позволяет значительно поднять мощность генерации при сохранении ее когерентных свойств. Характерные поперечные профили излучаемого поля при фиксированном уровне накачки и различных ширинах брэгговской структуры показаны на рис. 5, *b*.

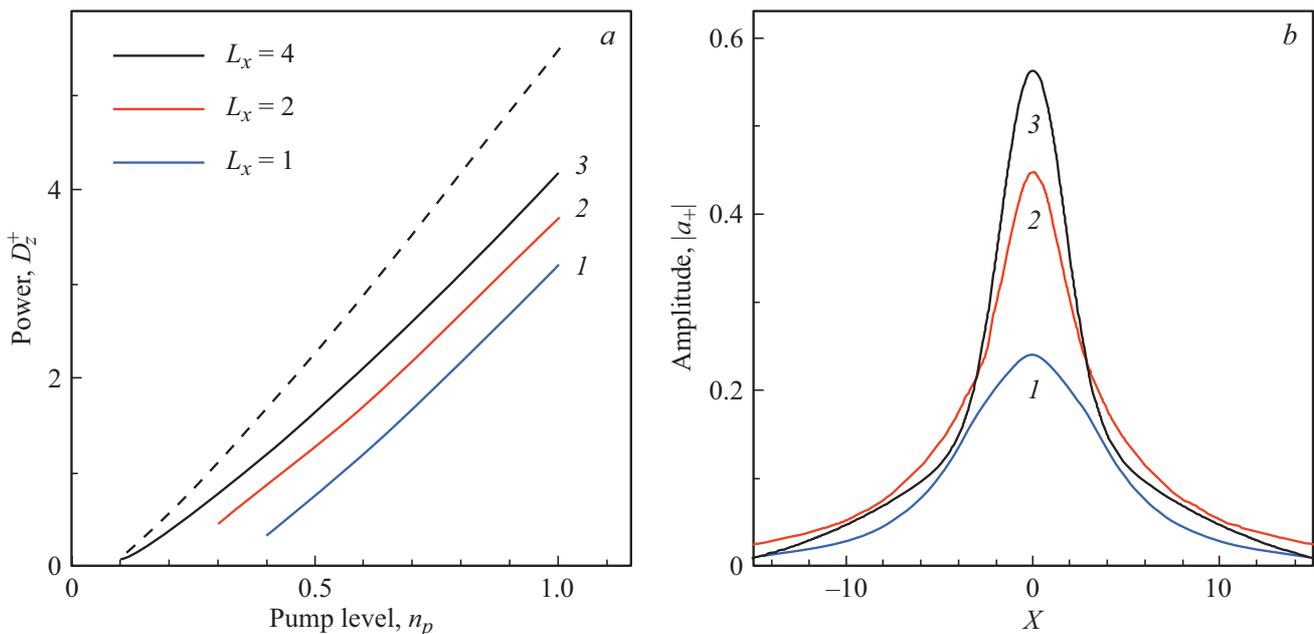


Рис. 5. *a* — зависимость мощности стационарной одночастотной генерации от уровня накачки при различной ширине брэгговской структуры L_x : 1 (1), 2 (2), 4 (3). *b* — соответствующие профили поля при уровне накачки $n_p = 0.4$. Параметры активной среды те же, что и на рис. 4. Для варианта 3 штриховой линией показана генерация в отсутствие решетки инверсии.

Отметим, что излучаемые мощности

$$D_z^\pm(\tau) = \int_{-L_a/2}^{L_a/2} |a_\pm|^2 dX \Big|_{z=0, L_c}$$

одинаковы для левого и правого торцов лазера. Кроме того, важно подчеркнуть, что при высоких мощностях генерации решетка инверсии, порожденная биениями встречных волн, может оказывать заметное влияние, снижая мощность выходного излучения на $\sim 20\%$ (см. пунктирную кривую на рис. 5, а, построенную в пренебрежении решеткой инверсии).

5. Заключение

Таким образом, проведенный анализ показывает, что для повышения когерентности и мощности широкоапертурных РОС-гетеролазеров можно использовать брэгговские структуры планарной геометрии с поперечными размерами, в несколько раз меньшими латеральных размеров активной среды. При этом за счет поперечных дифракционных потерь может быть осуществлена эффективная селекция мод как по поперечному, так и по продольному индексу. В частности, снимается вырождение между ВЧ- и НЧ-модами, частоты которых лежат выше и ниже полосы запертия.

Финансирование работы

Работа поддержана в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме № 0035-2019-0001 и проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 18-48-520022.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н. Когельник. *Theory of dielectric waveguides*. In: *Integrated Optics* (Springer, Berlin–Heidelberg, 1979) v. 7.
- [2] А. Яриу. *Quantum Electronics* (N. Y., Wiley, 1975).
- [3] S. Akiba. *Encyclopedic Handbook of Integrated Optics* (CRC Press-Taylor & Francis Group, 2005).
- [4] H. Ghafouri-Shiraz. *Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters* (N. Y., Wiley, 2003).
- [5] N.S. Ginzburg, V.R. Baryshev, A.S. Sergeev, A.M. Malkin. *Phys. Rev. A*, **91**, 053806 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.114801
- [6] Г.С. Соколовский, В.В. Дюделев, И.М. Гаджиев, С.Н. Лосев, А.Г. Дерягин, В.И. Кучинский, Э.У. Рафаилов, В. Сиббет. *Письма ЖТФ*, **31**, 28 (2005). DOI: 10.1134/1.2121827

- [7] А.П. Богатов, А.Е. Дракин, А.А. Стратонников, В.П. Коняев. *Квант. электрон.*, **30**, 401 (2000). DOI: 10.1070/QE2000v030n05ABEH001732
- [8] Д.В. Батрак, А.П. Богатов. *Квант. электрон.*, **37**, 745 (2007). DOI: 10.1070/QE2007v037n08ABEH013648
- [9] В.Я. Алешкин, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, Вл.В. Кочаровский. *ФТП*, **39**, 171 (2005). DOI: 10.1134/1.1852667
- [10] N.S. Ginzburg, A.S. Sergeev, E.R. Kocharovskaya, A.M. Malkin, E.D. Egorova, V.Yu. Zaslavsky. *Phys. Lett. A*, **384**, 126219 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2019.126219>
- [11] Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, Е.Р. Кочаровская, А.М. Малкин, Е.Д. Егорова, В.Ю. Заславский. *ФТП*, **54**, 974 (2020). DOI: 10.21883/FTP.2020.09.49842.38
- [12] P.K. Jakobsen, J.V. Moloney, A.C. Newell, R. Indik. *Phys. Rev. A*, **45**, 8129 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.45.8129>
- [13] T.S. Mansuripur, C. Vernet, P. Chevalier, G. Aoust, B. Schwarz, F. Xie, C. Caneau, K. Lascola, Chung-en Zah, D.P. Caffey, T. Day, L.J. Missaggia, M.K. Connors, C.A. Wang, A. Belyanin, F. Capasso. *Phys. Rev. A*, **94**, 063807 (2016).
- [14] Вл.В. Кочаровский, В.В. Железняков, Е.Р. Кочаровская, В.В. Кочаровский. *УФН*, **187**, 367 (2017).
- [15] N.S. Ginzburg, A.M. Malkin, A.S. Sergeev, S.E. Fil'chenkov, V.Y. Zaslavsky. *Phys. Lett. A*, **382**, 925 (2018). DOI: 10.1016/j.physleta.2018.01.029
- [16] Я.И. Ханин. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, 1999).

Редактор А.Н. Смирнов

Increasing the power and coherence of radiation of wide-aperture heterolasers by optimizing the width of the Bragg grating

N.S. Ginzburg^{1,2}, A.S. Sergeev¹, E.R. Kocharovskaya¹, A.M. Malkin¹, V.Yu. Zaslavsky^{1,2}

¹ Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia
² Lobachevsky State University, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract We investigate the dynamics of heterolasers with finite-length planar Bragg structures. Based on the analysis of the dispersion equation describing the eigenwaves propagation in a Bragg structure, we present a physical interpretation of selection of modes with frequencies higher than the stopband. We demonstrate the improvement of stability by using the Bragg structures with transverse dimensions lower than the width of the active area of DFB heterolasers. As a result, the single-mode oscillation regime is sustained over a wider range of pump levels, and, correspondingly, of the output radiation power.

Продолжение публикации материалов Симпозиума см. в № 9.