

Динамика широкоапертурных гетеролазеров со сбоем фазы гофрировки брэгговской структуры

© Е.Р. Кочаровская^{1,2}, Н.С. Гинзбург^{1,2}, А.С. Сергеев¹, 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: katty@appl.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 2 марта 2022 г.

В окончательной редакции 25 марта 2022 г.

Принята к публикации 25 марта 2022 г.

С использованием метода связанных волн, дополненного квазиоптическим приближением, исследована динамика широкоапертурных гетеролазеров с планарными резонаторами с распределенной обратной связью (РОС) со сбоем фазы гофрировки. Для конфигураций, в которых ширина брэгговской структуры в несколько раз меньше ширины активной зоны или равна ей, показано, что дифракционные поперечные потери обеспечивают селекцию мод по поперечному индексу и одновременно подавляют генерацию на продольных модах, частоты которых расположены выше полосы запрещенной зоны. Стабильная одномодовая генерация РОС-гетеролазера возможна в широком интервале положений и величин фазы сбоя гофрировки, которые определяют уровень и отношение мощностей излучения с противоположных торцов лазера. Найдены условия, обеспечивающие практически однонаправленный вывод излучения.

Ключевые слова: брэгговский резонатор, дифракционные потери, связанные волны, селекция мод, одномодовая генерация, сбой фазы периодической структуры.

DOI: 10.21883/FTP.2022.08.53146.32

1. Введение

Периодические структуры (решетки), обеспечивающие распределенную обратную связь (РОС), традиционно используются в гетеролазерах с целью эффективной селекции мод по продольному индексу и обеспечения узкополосной генерации [1–7]. Однако в случае широкоапертурных лазеров большой мощности с латеральными размерами, достигающими десятков или сотен длин волн (см., например, [7–10]), возникает проблема обеспечения селекции мод по поперечной координате, связанная с возбуждением мод с различными поперечными индексами. Как было показано в работах [11–13], дифракционные потери в планарных брэгговских структурах конечной ширины позволяют обеспечить селекцию мод по поперечному индексу при одновременном подавлении генерации продольных мод с частотой выше брэгговской, т.е. высокочастотных мод (ВЧ). Заметим также, что традиционно анализ динамики планарных РОС-лазеров проводился в предположении о том, что поперечные размеры периодической структуры совпадают с размерами активной среды [3–12]. Вместе с тем в работе [13] было показано, что уменьшение в несколько раз поперечных (латеральных) размеров гофрировки по отношению к размерам активной зоны позволяет сохранить одномодовый режим при большей накачке и тем самым существенно повысить мощность стационарной генерации.

В данной работе дополнительно к перечисленным факторам вводится сбой фазы периодичности гофрировки,

что позволяет при сохранении высокой селективности достичь практически однонаправленного вывода излучения, при котором мощность, излучаемая с одного из торцов РОС-гетеролазера, значительно превышает мощность, излучаемую с противоположного торца.

Исследование динамики широкоапертурных РОС-гетеролазеров со сбоем фазы гофрировки проводится в рамках квазиоптического описания распространения волновых потоков, дополненных уравнениями Блоха для двухуровневой активной среды с однородным уширением линии и непрерывной накачкой (разд. 2). При этом в зависимости от типа гетеролазеров в активной среде могут усиливаться как волны ТЕ, так и ТМ поляризации [1–5]. В разд. 3 в предположении, что размеры периодической брэгговской структуры совпадают с размерами активной среды, определяется оптимальное положение дефекта периодичности, а также исследуется влияние величины сбоя фазы гофрировки на модовый состав, мощность и направленность излучения. Затем рассматривается модель с уменьшенной шириной брэгговской структуры. Разд. 4 содержит заключительные замечания и выводы.

2. Модель и основные уравнения

В рамках пространственно-временного подхода [12,13] исследуем связь и взаимное рассеяние встречных волновых потоков в периодической структуре с учетом поперечной дифракции излучения. Брэгговская структура

(рис. 1) нанесена на диэлектрическую пластину, имеющую толщину b_0 и диэлектрическую проницаемость ε , и заполняет прямоугольную область длиной l_z по продольной координате z и шириной l_x по поперечной координате x . Указанная структура представляет собой неглубокую гофрировку поверхности диэлектрического волновода с амплитудой $b_1 \ll b_0$ и периодом d , в которой в сечении $z = z_0$ имеется сбой фазы на величину ϕ :

$$b(z) = b_0 + b_1 \cdot \begin{cases} \cos(\bar{h}z), & 0 \leq z < z_0 \\ \cos(\bar{h}z + \phi), & z_0 \leq z \leq L_z \end{cases}, \quad (1)$$

где $\bar{h} = 2\pi/d$.

В брэгговской структуре поле излучения можно представить как сумму двух встречных парциальных квазиоптических пучков:

$$\mathbf{E}_{\pm} = \text{Re}[\mathbf{g}_{\pm}(y)A_{\pm}(z, x, t) \exp(i(\omega_b t \mp \bar{h}z/2))], \quad (2)$$

где $A_{\pm}(z, x, t)$ — медленно меняющиеся амплитуды волн, $\mathbf{g}_{\pm}(y)$ — структуры полей мод по нормальной координате y , совпадающие со структурами ТЕ- или ТМ-мод регулярного планарного диэлектрического волновода [1,11,14]. В качестве несущей частоты в (2) удобно выбрать брэгговскую частоту ω_b , которая находится из условия брэгговского резонанса: $2h(\omega_b) = \bar{h}$. Здесь $h(\omega)$ — зависимость продольного волнового числа от частоты, которое находится из известных дисперсионных уравнений для собственных ТЕ- или ТМ-мод в регулярных диэлектрических волноводах [1,14].

С учетом поперечной дифракции связь и взаимное рассеяние парциальных волн на периодической решетке описывается уравнениями параболического типа с первой частью, определяемой активной средой [12,13]:

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

Здесь введены следующие нормированные переменные и параметры: $\tau = \alpha v_{gr} t$, $Z = \alpha z$ и $X = \sqrt{\alpha \bar{h}} x$ — время и координаты, v_{gr} — групповая скорость волн, $L_z = \alpha l_z$ и $L_x = \sqrt{\alpha \bar{h}} l_x$ — продольный и поперечный размеры гофрированной области. Продольный профиль коэффициента связи волн имеет дефект в виде ступеньки:

$$\beta(Z) = \alpha e^{i\varphi(Z)}, \quad \varphi(Z) = \begin{cases} 0, & 0 \leq Z < Z_0 \\ \phi, & Z_0 \leq Z \leq L_z \end{cases}, \quad (4)$$

Величина коэффициента связи определяется структурами полей парциальных волн $\mathbf{g}_{\pm}(y)$ [1]:

$$\alpha = q \frac{\varepsilon k_b^2 - h_b^2}{2h_b} \frac{b_1}{b_{\text{eff}}}. \quad (5)$$

Здесь $k_b = \omega_b/c$, $h_b = \pi/d$, b_{eff} — эффективная толщина волновода, равная

$$b_{\text{eff}} = b_0 + \frac{2}{\sqrt{h_b^2 - k_b^2}} \quad (6)$$

для ТЕ-мод и

$$b_{\text{eff}} = b_0 + \frac{2\varepsilon k_b^2}{(h_b^2 + \varepsilon h_b^2 - \varepsilon k_b^2) \sqrt{h_b^2 - k_b^2}} \quad (7)$$

для ТМ-мод. Параметр q для ТЕ-мод равен 1, а для ТМ-мод

$$q = \frac{\varepsilon^2 + 1}{2\varepsilon} \frac{h_b^2 - \varepsilon h_b^2 + \varepsilon k_b^2}{h_b^2 + \varepsilon h_b^2 - \varepsilon k_b^2}. \quad (8)$$

Поперечные профили решетки и активной зоны (см. рис. 1) описываются функциями $f(X)$ и $\rho(X)$ соответственно. Предполагается, что активная среда равномерно заполняет площадь (красная область на рис. 1) с размерами L_z и $L_x \geq L_z$. Для обеспечения согласования с регулярным диэлектрическим волноводом амплитуда гофрировки, практически постоянная вдоль всей поверхности, плавно спадает до нуля по всей ширине гофрировки L_x на масштабе, равном нескольким длинам волн.

На краях гофрированного участка по продольной координате в пренебрежении отражениями от торцов ставятся нулевые граничные условия:

$$a_+(X, \tau)|_{Z=0} = 0, \quad a_-(X, \tau)|_{Z=L_z} = 0. \quad (9)$$

По поперечной координате на некотором удалении от активной зоны и брэгговской структуры при $X = \pm L_b/2$, где $L_b > L_x \geq L_z$, используются излучательные граничные условия [11,12], которые соответствуют свободному дифракционному расплыванию парциальных волновых пучков через указанные границы.

Для описания динамики двухуровневой активной среды в предположении однородного уширения спектральной линии используются уравнения Блоха [12,13,15–19], учитывающие динамику как встречных волн поляризации

$$\begin{aligned} P(z, x, t) = \text{Re} \left[P_+(z, x, t) \exp(i(\omega_b t - \bar{h}z/2)) \right. \\ \left. + P_-(z, x, t) \exp(i(\omega_b t + \bar{h}z/2)) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

так и инверсии населенностей уровней активной среды

$$\Delta N(z, x, t) = N_0 (n(z, x, t) + \text{Im} [n_z(z, x, t) \exp(i\bar{h}z)]), \quad (11)$$

где N_0 — объемная плотность диполей (активных центров) в гетероструктуре, которая предполагается однородной по координатам x и z . Заметим, что решетка инверсии населенностей $n_z(z, x, t)$ с периодом $\lambda/2$, возникающая из-за биений встречных волн электромагнитного поля и поляризации, может оказывать заметное влияние на уровень и стабильность генерации [12,13,17–19].

Усредненные уравнения Блоха в безразмерных переменных представим в следующем виде:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 + i\delta \right] p_+ &= I(in a_+ + n_z a_- / 2), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 + i\delta \right] p_- &= I(in a_- - n_z^* a_+ / 2), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] (n - n_p) &= \text{Im}(a_+ p_+^* + a_- p_-^*), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] n_z &= I(a_+^* p_- - a_- p_+^*). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $a_{\pm} = A_{\pm} \alpha v_{gr} / (2\pi \omega_b / \mu N_0)$ и $p_{\pm} = P_{\pm} / \mu N_0$ — нормированные амплитуды поля и поляризации, n_p — инверсия населенностей уровней активных центров, создаваемая постоянной накачкой, ω_{21} и μ — частота перехода и дипольный момент между рабочими уровнями, $\delta = (\omega_{21} - \omega_b) / (\alpha v_{gr})$ — нормированная отстройка от брэгговской частоты, параметр $I = \omega_c^2 / (\alpha v_{gr})^2$, $\omega_c = \sqrt{2\pi \mu^2 N_0 \omega_{21} / \hbar \varepsilon}$ — 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).

3. Оптимизация положения и величины сбоя фазы периодичности брэгговской структуры

Динамика широкоапертурных РОС-лазеров исследовалась на основе самосогласованной системы уравнений (3) и (12). Предполагалось, что геометрические размеры брэгговской структуры совпадают с размерами активной среды или в несколько раз уменьшены в латеральном направлении. При моделировании параметры активной среды были выбраны близкими к реализованным в квантово-каскадных лазерах (ККЛ) с большими латеральными размерами активной среды [18,19,20–25]. Для определенности были выбраны следующие размеры: длина активной среды $l_z = 1$ мм, ширина $l_x = 35$ мкм. Согласно данным работ [19,23–25], времена релаксации инверсии населенностей между рабочими уровнями варьируются в пределах от 0.3 до 3 пс; для расчетов взято значение $T_1 = 2$ пс. Времена некогерентной релаксации оптических дипольных колебаний активных центров при комнатной температуре по оценкам [18,19] составляют от 80 до 140 фс, а при снижении температуры до гелиевой и ниже можно получить значение ~ 1 пс, например, $T_2 = 400$ фс, используемое в расчетах. Активными центрами ККЛ являются двухуровневые состояния инжектируемых током накачки электронов в большом числе одинаковых активных квантовых ям полупроводниковой гетероструктуры. Для этих центров типичная

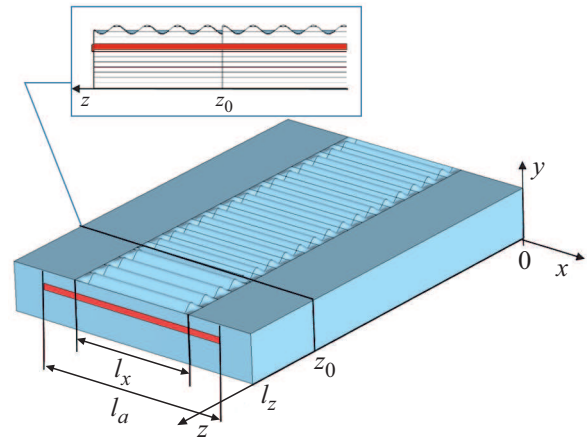


Рис. 1. Схема рабочей зоны РОС-гетеролазера. Внутри диэлектрической пластины размещена активная среда длиной l_z и шириной l_a (красная область), над которой нанесена периодическая гофрировка шириной $l_x \leq l_a$, имеющая в сечении $z = z_0$ сбой фазы на величину ϕ . Сбой фазы гофрировки изображен на вставке сверху. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

величина дипольного момента μ составляет $7.2 \cdot 10^{-19}$ (ед. СГСЭ), а их характерная концентрация зависит от инжектируемого тока и для расчетов может быть оценена величиной $N_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Указанные значения дают кооперативную частоту $\omega_c \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

При диэлектрической проницаемости волноводного слоя $\varepsilon \approx 12$ брэгговская частота ω_b соответствует вакуумной рабочей длине волны $\lambda = 3.8$ мкм квантово-каскадного лазера, описанного в работах [18,25]. При возбуждении ТМ-мод в указанном лазере для брэгговской структуры с периодом и амплитудой гофрировки $d = 0.55$ мкм и $b_1 = 0.05$ мкм соответственно, согласно (5), (7) и (8) коэффициент связи равен $\alpha = 53.7 \text{ см}^{-1}$. При этом нормированные скорости релаксации поляризации и инверсии населенностей равны $\Gamma_2 = 5.2$ и $\Gamma_1 = 1$ соответственно, параметр $I = 6.8$. Для указанных выше геометрических размеров активная среда РОС-гетеролазера характеризуется параметром Френеля $N_F = l_a^2 / (\lambda_w l_z) \equiv L_a^2 / (4\pi L_z) = 1$, где λ_w — волноводная длина волны, $L_z = 5.3$ и $L_a = 8.6$ — нормированные значения длины и ширины. Предполагается, что в брэгговской структуре в сечении Z_0 имеется сбой периодичности (см. рис. 1).

Для указанных параметров РОС-гетеролазера при уровне накачки $n_p = 0.1$, близком к пороговому значению, анализировались условия реализации различных режимов генерации в зависимости от положения и величины сбоя фазы гофрировки. Известно (см., например, [3]), что наличие сбоя фазы, расположенного в центре структуры $Z_0 = L/2$, улучшая селекцию мод по продольному индексу, сохраняет симметричный профиль поля, так что мощности излучения $P_{\pm}(\tau) = \int_{-L_a/2}^{L_a/2} |a_{\pm}|^2 dX \Big|_{Z=L_z,0}$ из противоположных тор-

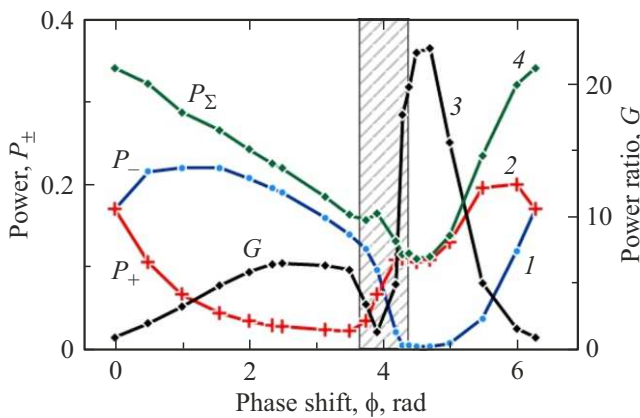


Рис. 2. Мощности излучения на левом P_- (синяя линия 1) и правом P_+ (красная линия 2) торцах РОС-гетеролазера в зависимости от величины сбоя фазы гофрировки ϕ при уровне накачки $n_p = 0.1$. Черной линией 3 показано отношение G мощностей излучения на левом и правом торцах, зеленой линией 4 — полная мощность излучения $P_\Sigma = P_+ + P_-$. Заштрихованная область — зона многомодовой генерации. Размеры брэгговской структуры и активной среды совпадают и равны $L_a = 8.6$ и $L_z = 5.3$ вдоль осей X и Z соответственно, скорости релаксации поляризации $\Gamma_2 = 5.2$ и инверсии населенностей $\Gamma_1 = 1$, параметр $I = 6.8$.

цов лазера остаются равными. Для обеспечения однонаправленного вывода излучения требуется сместить положение дефекта гофрировки к одному из концов структуры. При фиксированной величине сбоя фазы гофрировки существует оптимальный сдвиг от центра структуры, при котором достигается наибольшее отношение мощностей $G = \max[P_\pm/P_\mp]$, высвечиваемых с противоположных концов. При дополнительном подборе величины сбоя фазы можно добиться практически однонаправленной генерации. На рис. 2 показаны мощности излучения из левого P_- и правого P_+ торцов РОС-гетеролазера в зависимости от величины сбоя фазы гофрировки ϕ , расположенного в сечении $Z_0 = 4$. Почти при всех величинах сбоя фазы ϕ генерация является одномодовой, за исключением небольшого заштрихованного интервала $3.6 < \phi < 4.3$, в котором к основной низкочастотной моде добавляется генерация на высокочастотной моде. Черной линией 3 показано отношение мощностей G , зеленой линией 4 — полная мощность излучения гетеролазера, высвечиваемая в продольном направлении. Латеральные размеры активной среды и брэгговской решетки в данном случае совпадают: $L_a = L_x = 8.3$.

Для такой геометрии на рис. 3 показано пространственное распределение амплитуд парциальных волн $|a_\pm(Z, X)|$ в режиме стационарной генерации при величине сбоя фазы гофрировки $\phi = 3\pi/2$ в сечении $Z_0 = 4$. Очевидно, имеет место практически однонаправленный вывод излучения парциальной волной a_+ ($G = 20$). При этом указанная волна имеет на выходе колоколообраз-

ную поперечную структуру по оси X , быстро спадая вне активной зоны.

Как показано в работе [13], уменьшение латеральных размеров брэгговской структуры позволяет сохранить устойчивый режим одномодовой генерации гетеролазера

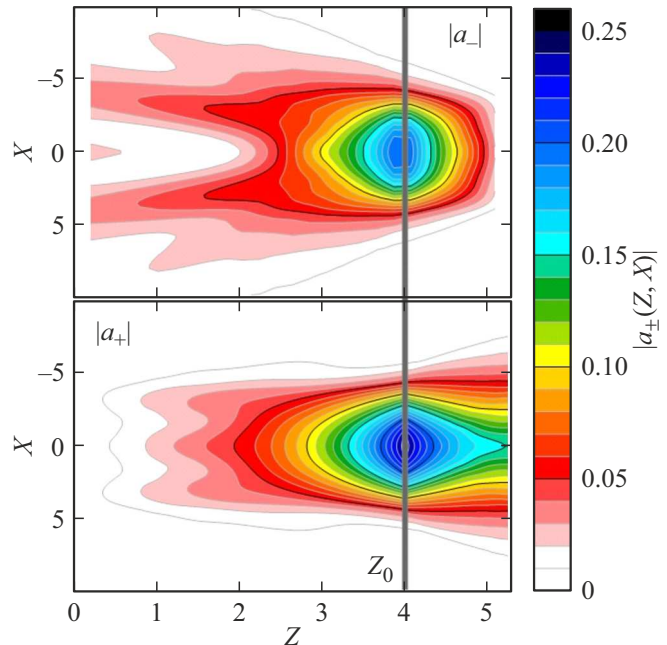


Рис. 3. Пространственное распределение амплитуд парциальных волн $|a_\pm(Z, X)|$ в режиме стационарной генерации при уровне накачки $n_p = 0.1$. Сбой фазы гофрировки $\phi = 3\pi/2$ расположен в сечении $Z_0 = 4$ (серая вертикальная линия). Параметры активной среды и брэгговской структуры те же, что на рис. 2.

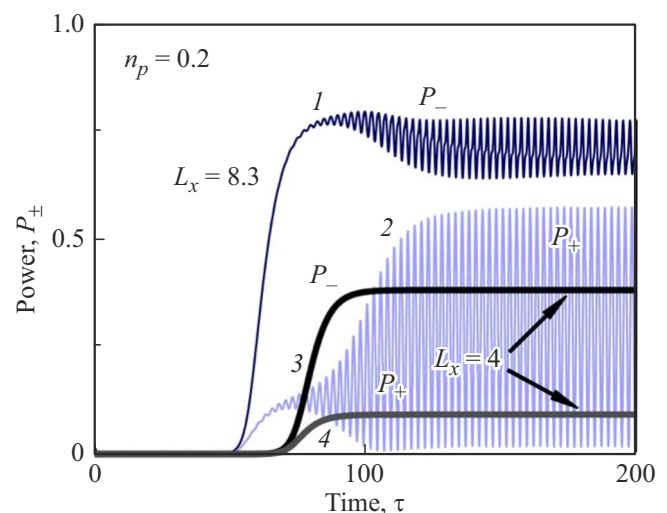


Рис. 4. Стабилизация режима стационарной генерации при уменьшении ширины брэгговской структуры со значения $L_x = 8.6$ (кривые 1 и 2) до значения $L_x = 4$ (кривые 3 и 4). Сбой фазы гофрировки на величину $\phi = \pi$ имеет место в сечении $Z_0 = 4$. Параметры активной среды те же, что на рис. 2, но уровень накачки выбран вдвое выше $n_p = 0.2$.

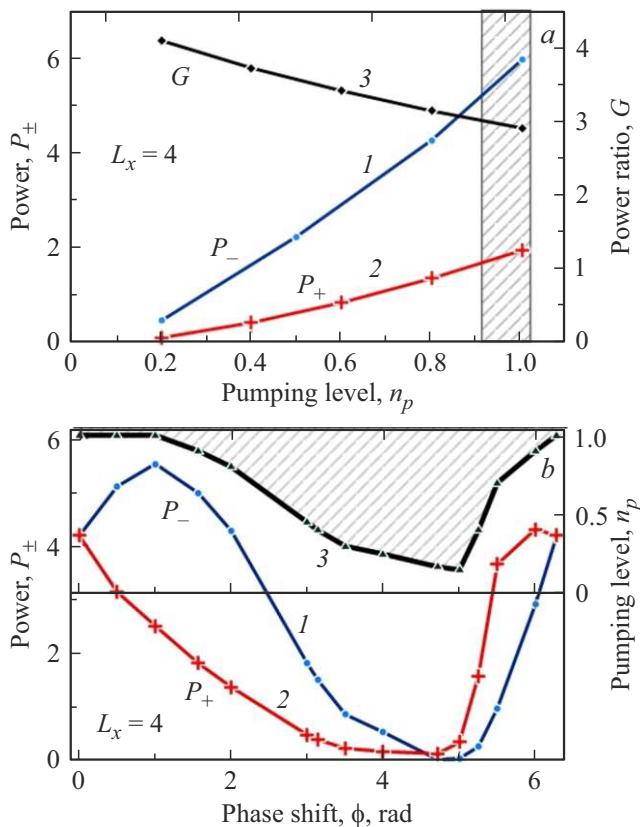


Рис. 5. *a* — зависимость мощности излучения из левого P_- (синяя линия 1) и правого P_+ (красная линия 2) торцов лазера от уровня накачки при ширине активной среды $L_a = 8.6$, уменьшенной ширине брэгговской структуры $L_x = 4$ со сбоем фазы гофрировки $\phi = \pi/2$ в сечении $Z_0 = 4$. Черной кривой 3 показано отношение мощностей G излучения из противоположных торцов. В заштрихованной зоне имеет место многомодовый режим. *b* — зависимость максимальной мощности излучения в стационарном режиме генерации на левом P_- (синяя линия 1) и правом P_+ (красная линия 2) торцах РОС-гетеролазера от величины фазы сбоя гофрировки ϕ . Черная линия 3 показывает допустимый уровень накачки, выше которого наступает многомодовый режим генерации. Параметры активной среды те же, что на рис. 2.

при увеличении мощности накачки. Этот же метод позволяет увеличить мощность стационарной генерации в исследуемой конфигурации со сбоем фазы гофрировки. Как видно из рис. 4, в случае, когда активная среда и периодическая структура имеют одинаковые латеральные размеры $L_a = 8.3$, а величина фазы сбоя $\phi = \pi$, при увеличении уровня накачки в 2 раза до $n_p = 0.2$ режим стационарной генерации теряет устойчивость и реализуется многомодовый режим генерации (кривые 1 и 2 на рис. 4). В таких условиях уменьшение ширины брэгговской структуры до $L_x = 4$ приводит к возвращению режима стационарной генерации, но на более низком уровне полной излучаемой мощности (кривые 3 и 4).

Однако мощность излучения можно поднять, увеличивая уровень накачки. На рис. 5, *a* показана зависимость

мощности излучения из левого (P_-) и правого (P_+) торцов лазера от интенсивности накачки при ширине брэгговской структуры, уменьшенной до $L_x = 4$ при наличии сбоя фазы гофрировки $\phi = \pi/2$ в сечении $Z_0 = 4$. Видно, что стационарный режим генерации сохраняется до уровней накачки $n_p = 0.9$, причем выходная мощность излучения увеличивается от 20 (волна a_-) до 40 (волна a_+) раз по сравнению со случаем, когда размеры активной среды и брэгговской решетки совпадают. Вместе с тем уменьшается до $G \sim 3$ фактор направленности излучения, характеризующий отношение мощностей излучения из левого и правого торцов.

Естественно, мощности излучения из противоположных торцов P_+ и P_- зависят от величины сбоя фазы гофрировки, что иллюстрируется на рис. 5, *b*, где показаны максимальные значения этих величин, которые достигаются при максимально допустимом уровне накачки n_p (линия 3), для которого еще поддерживается стационарный режим генерации. Эта кривая разделяет области одно- и многомодового (заштрихованная зона) режимов генерации, т. е. определяет порог неустойчивости лазерной генерации по уровню накачки n_p . Видно, что величина сбоя фазы гофрировки существенно влияет как на максимальную, так и на полную мощность стационарной генерации РОС-гетеролазера.

4. Заключение

Таким образом, проведенный анализ показывает, что в гетеролазерах с брэгговскими структурами планарной геометрии наличие сбоя фазы гофрировки стабилизирует режим одномодовой стационарной генерации в широкой области параметров и позволяет обеспечить многократное отличие мощностей излучения из противоположных торцов активной среды, вплоть до реализации практически однонаправленного вывода излучения. Кроме того, уменьшение поперечных размеров решетки в несколько раз по сравнению с латеральными размерами активной среды позволяет существенно увеличить мощность излучения широкоапертурных РОС-гетеролазеров в одномодовом режиме генерации. При этом при относительно небольших значениях параметра Френеля 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 запираения брэгговской структуры.

Эффективная селекция мод и организация однонаправленного вывода излучения благодаря оптимизации положения и значения сбоя фазы гофрировки являются следствием улучшения селективных характеристик брэгговских структур, а следовательно, могут быть реализованы в РОС-лазерах с различными типами активных сред при возбуждении мод как ТМ, так и ТЕ поляризации (например, в различных полупроводнико-

вых лазерах, включая квантово-каскадные и лазерах на квантовых ямах и точках [1–5]).

Финансирование работы

Работа поддержана в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме № 0030-2021-0001.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Kogelnik. *Theory of dielectric waveguides*. In: *Integrated Optics* (Springer Berlin–Heidelberg, 1979) v. 7. https://doi.org/10.1007/978-3-662-43208-2_2
- [2] A. Yariv. *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] J. Faist. *Quantum Cascade Lasers*, 1st ed. (Oxford, Oxford University Press, 2013).
- [6] N.S. Ginzburg, V.R. Baryshev, A.S. Sergeev, A.M. Malkin. *Phys. Rev. A*, **91**, 053806 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.114801
- [7] 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
- [8] А.П. Богатов, А.Е. Дракин, А.А. Стратонников, В.П. Коняев. *Квант. электрон.*, **30**, 401 (2000). DOI: 10.1070/QE2000v030n05ABEH001732
- [9] Д.В. Батрак, А.П. Богатов. *Квант. электрон.*, **37**, 745 (2007). DOI: 10.1070/QE2007v037n08ABEH013648
- [10] В.Я. Алешкин, Б.Н. Звонков, С.М. Некошкин, В.В. Кочаровский. *ФТП*, **39**, 171 (2005). DOI: 10.1134/1.1852667
- [11] 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>
- [12] 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
- [13] Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, Е.Р. Кочаровская, А.М. Малкин, В.Ю. Заславский. *ФТП*, **55**, 659 (2021). DOI: 10.21883/FTP.2021.08.51132.08
- [14] Л.А. Вайнштейн. *Электромагнитные волны* (М., Радио и связь, 1988).
- [15] Л. Аллен, Дж. Эберли. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М., Мир, 1978).
- [16] 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>
- [17] В.В. Кочаровский, В.В. Железняков, Е.Р. Кочаровская, В.В. Кочаровский. *УФН*, **187**, 367 (2017). DOI: 10.3367/UFNr.2017.03.038098
- [18] T.S. Mansuripur, C. Vernet, P. Chevalier, G. Aoust, B. Schwarz, Feng Xie, C. Caneau, K. Lascola, Chung-en Zah, D.P. Caffey, T. Day, L.J. Missaggia, M.K. Connors, Ch.A. Wang, A. Belyanin, F. Capasso. *Phys. Rev. A*, **94**, 063807 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevA.94.063807
- [19] N. Vukovic, J. Radovanovic, V. Milanovic, D.L. Boiko. *Opt. Express*, **24** (23), 26911 (2016). <https://doi.org/10.1364/OE.24.026911>
- [20] Я.И. Ханин. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, 1999).
- [21] L.W. Casperson. *Spontaneous pulsations in lasers*. In: *Laser Physics. Lecture Notes in Physics* (Springer, Berlin–Heidelberg, 1983) v. 182. https://doi.org/10.1007/3-540-12305-9_6
- [22] N.B. Abraham, P. Mandel, L.M. Narducci. *Dynamical Instabilities and Pulsations in Lasers*. In: *Progress in Optics*, **25**, 1 (1988). [https://doi.org/10.1016/S0079-6638\(08\)70645-0](https://doi.org/10.1016/S0079-6638(08)70645-0)
- [23] D. Hofstetter, M. Beck, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini, H. Melchior. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1964 (2001). <https://doi.org/10.1063/1.1360225>
- [24] J. Faist, D. Hofstetter, M. Beck, T. Aellen, M. Rochat, S. Blaser. *IEEE J. Quant. Electron.*, **38**, 533 (2002). doi: 10.1109/JQE.2002.1005404
- [25] F. Xie, C. Caneau, H.P. Leblanc, N.J. Visovsky, S.C. Chaparala, O.D. Deichmann, L.C. Hughes, C. Zah, D.P. Caffey, T. Day. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **17**, 1445 (2011). doi: 10.1109/JSTQE.2011.2136325

Редактор А.Н. Смирнов

Dynamics of a wide-aperture heterolasers with a phase shift in a Bragg structures

E.R. Kocharovskaya^{1,2}, N.S. Ginzburg^{1,2}, A.S. Sergeev¹, A.M. Malkin^{1,2}, 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 Using the coupled-wave method supplemented by the quasi-optical approximation, we study the dynamics of wide-aperture distributed-feedback (DFB) heterolasers with planar resonators having a step of corrugation phase. In configurations where the width of the Bragg structure is several times smaller or equal to the width of the active zone, the diffraction transverse losses provide mode selection with respect to the transverse index and, simultaneously, suppress the excitation of the longitudinal modes with frequencies above the bandgap. Stable single-mode operation of the DFB-heterolaser is possible in the wide range of positions and values of the corrugation phase step, which determine the level and ratio of the values of power radiated from the opposite ends of the DFB heterolaser. Conditions are found that ensure almost unidirectional output of radiation.