

Разработка одномодового РОС-гетеролазера с выводом излучения под углом к поверхности структуры

© В.Р. Барышев¹, Е.Д. Егорова¹, Н.С. Гинзбург¹, Е.Р. Кочаровская¹, А.М. Малкин¹,
В.Ю. Заславский¹, С.В. Морозов², А.С. Сергеев¹

¹ Институт прикладной физики Российской академии наук,
603155 Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: baryshev@appl.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 5 мая 2023 г.

В окончательной редакции 29 июня 2023 г.

Принята к публикации 6 июля 2023 г.

Исследована возможность реализации одномодового гетеролазера с распределенной обратной связью с выводом генерируемого излучения под углом к поверхности структуры. Найден профиль периодической диэлектрической структуры, позволяющий реализовать распределенную обратную связь для волновых потоков, распространяющихся вдоль структуры, и одновременно обеспечить вывод до 70% мощности генерируемого излучения под углом к ее поверхности. В рамках полуклассической квазиоптической модели показана возможность реализации стационарных режимов генерации при конечных латеральных размерах брэгговской решетки.

Ключевые слова: гетеролазер, брэгговские структуры, распределенная обратная связь, вывод излучения.

DOI: 10.21883/FTP.2023.05.56204.41k

1. Введение

Генерация пространственно-когерентного мощного излучения остается одной из важных задач физики полупроводниковых лазерных структур. Расширение активного объема является естественным способом увеличения мощности излучения. Для установления одномодового режима генерации широкое применение получили брэгговские резонаторы [1,2], выполненные в виде диэлектрических структур с периодически изменяющимся показателем преломления, которые позволяют обеспечить распределенную обратную связь (РОС). В случае лазеров на основе полупроводниковых гетероструктур брэгговские решетки могут быть нанесены на поверхность различными методами литографии, а также могут быть инкорпорированы внутрь структуры.

Одной из проблем обеспечения селекции мод в лазерах с активной средой, характеризующейся большим коэффициентом усиления за один проход, является отражение от краев волновода, которое может создавать паразитную цепь обратной связи, что увеличивает добротность многих мод и потенциально затрудняет установление одномодового режима генерации. Для подавления указанных негативных эффектов в настоящей работе предлагается использовать брэгговскую структуру, которая позволяет одновременно обеспечить необходимую обратную связь и в то же время рассеивает основную часть генерируемого излучения в когерентные пучки, распространяющиеся под углом к поверхности структуры [3–8]. Указанное рассеяние происходит по всей площади активной области, что потенциально

позволяет свести к минимуму влияние отражений от торцов волноведущего слоя. Более того, в лазере с выводом излучения под углом к поверхности структуры область инверсия населенности может быть эффективно ограничена зоной внутри решетки, которая может быть отделена от краев областями поглощения в неинвертированной зоне гетероструктуры, что также снижает влияние краевых отражений.

В данной статье рассмотрена плоская диэлектрическая многослойная структура, на поверхность которой нанесена брэгговская решетка (рис. 1). Структура состоит из подложки, волноведущего слоя с большим показателем преломления, а также активного слоя, который является достаточно тонким, чтобы существенно не изменять спектр собственных мод. Прототипом данной структуры являются планарные нано-гетероструктуры кадмий-ртуть-теллур (КРТ) с длиной волны генерации 3.75 мкм [9–11]. Брэгговская решетка прямоугольной формы может быть нанесена с помощью методов литографии на поверхность волноведущего слоя.

2. Вывод излучения под углом к поверхности волноведущей структуры

Вначале рассмотрим задачу о рассеянии моды диэлектрического волновода (которая в принципе может иметь ТЕ- либо ТМ-поляризацию) на гофрированном участке поверхности, выполненном в виде модуляции диэлектрической проницаемости среды в форме меанд-

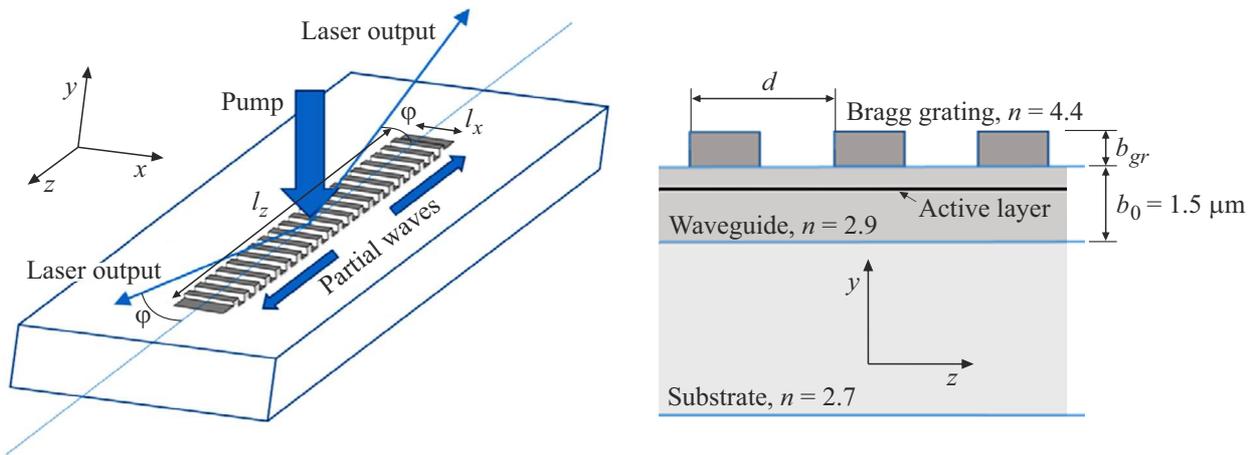


Рис. 1. Схема РОС-лазера с поперечным выводом излучения на основе КРТ гетероструктур.

ра с глубиной b_{gr} с диэлектрической проницаемостью (рис. 1):

$$\epsilon = 1 + \frac{(\epsilon_b - 1)}{2} (1 + sgn(\sin(\bar{h}z))), \quad (1)$$

где sgn — функция, равная 1 для положительных значений аргумента и -1 для отрицательных, $\bar{h} = 2\pi/d$, d — период гофрировки, ϵ_b — диэлектрическая проницаемость материала гофрировки. В регулярном волноводе собственная мода с полями $\sim e^{i\omega t - ihz}$ характеризуется известной [1] дисперсионной характеристикой $h(\omega)$, которая связывает продольное волновое число h с частотой ω . При этом отношение $n_{eff} = hc/\omega$, где c — скорость света в вакууме, будем называть эффективным коэффициентом преломления волноведущего слоя. Гофрированный участок (1) может рассматриваться в качестве дифракционной решетки, которая рассеивает волну в направлениях, задаваемых условиями синхронизма с соответствующими гармониками гофрировки. Таким образом, вектор-потенциал рассеянного поля в свободном пространстве над волноводом представляется в виде суммы

$$\mathbf{A} = \mathbf{x}_0 \text{Re} \left(\sum_{s=-\infty}^{\infty} C_s e^{i\omega t - ih_s z - ig_s x} \right), \quad (2)$$

где $h_s = h + s\bar{h}$ и g_s — продольные и поперечные волновые числа рассеянных волн (лучей), связанные дисперсионным соотношением

$$(h + s\bar{h})^2 + g_s^2 = \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что распространяющимися, а следовательно, уносящими энергию волноводной моды, являются только волны, для которых

$$\frac{\omega^2}{c^2} - (h + s\bar{h})^2 > 0.$$

Здесь следует отдельно отметить, что для симметричной структуры ряд (2) будет содержать только слагаемые с нечетными индексами. Особую роль играет случай брэгговского резонанса, когда для некоего выделенного индекса $s = S$ выполняется условие

$$2h \approx S\bar{h}, \quad (4)$$

при котором рассеяние происходит в моду диэлектрического волновода, распространяющуюся в направлении, противоположном исходному. Таким образом, при условии (4) структура (1), помимо рассеяния в волны, распространяющиеся под углом к поверхности, обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух встречных волновых потоков, которые можно охарактеризовать вектор-потенциалом \mathbf{A} и представить в виде

$$\mathbf{A} = \mathbf{x}_0 \text{Re} \left(a(y) (C_+(x, z, t) e^{-ihz} + C_-(x, z, t) e^{ihz}) e^{i\omega t} \right), \quad (5)$$

где $a(y)$ — нормированная функция, определяемая структурой поля соответствующей пмоды регулярного диэлектрического волновода, \mathbf{x}_0 — единичный вектор; $C_{\pm}(x, z, t)$ — комплексные амплитуды парциальных волн. При этом волновые потоки (5) возбуждают убегающие волны в других порядках дифракции, удовлетворяющих условию (3).

Брэгговская структура может использоваться в качестве резонатора для лазера [1,2] при условии, что задаваемая (4) брэгговская частота попадает в полосу усиления активной среды. Далее для определенности предполагается, что брэгговская частота с центральной частотой полосы усиления, $\omega = \omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, λ — центральная длина волны излучения. При этом выбор поляризации осуществляется активным слоем. В данной работе исследуется случай, когда имеет место усиление только ТЕ-поляризованных волн [10,12].

Согласно (3) и (4), рассеянные волны являются распространяющимися, если

$$\frac{\omega^2}{c^2} - h_s^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - h^2 \left(1 \pm \frac{2s}{S}\right)^2 = h^2 \left(n_{\text{eff}}^{-2} - \left(1 \pm \frac{2s}{S}\right)^2\right) > 0. \quad (6)$$

При выполнении этого неравенства происходит рассеяние волн (5) в плоскости $y-z$, вследствие чего энергия излучается из волновода под некоторым углом $\varphi_s = \text{arctg}(g_s/h_s)$ к поверхности (рис. 1); в противном случае пространственная гармоника волн (2) экспоненциально прижата к решетке и энергии не переносит. Соответственно, количество возможных направлений излучения зависит от пространственного индекса s и от эффективного показателя преломления невозмущенного диэлектрического волновода на центральной частоте полосы усиления активной среды $n_{\text{eff}} = h/\frac{\omega_0}{c} = h\lambda_0/2\pi$ и задается количеством целочисленных решений неравенства:

$$\frac{1 - n_{\text{eff}}^{-1}}{2} S < s < \frac{1 + n_{\text{eff}}^{-1}}{2} S, \quad (7)$$

где s — номер гармоники, на которой происходит рассеяние. Угол между волновым вектором гармоники и поверхностью структуры определяется соотношением

$$\text{tg } \varphi_s = \sqrt{\left(\frac{S}{n_{\text{eff}}(S - 2s)}\right)^2 - 1}. \quad (8)$$

Поскольку каждая из двух парциальных волн C_{\pm} рассеивается независимо, дополнительные лучи появляются парами в $\pm\varphi$ направлениях. При этом существует одно важное исключение формирования вертикального луча $\varphi = 90^\circ$: если S четно, то всегда существует одно решение (7) в виде $s = S/2$, при котором обе парциальные волны рассеиваются перпендикулярно поверхности волновода. Хотя использование вертикального луча для вывода излучения в одном направлении, нормальном к поверхности решетки, на первый взгляд кажется предпочтительным, такой вариант осложняется интерференцией между встречными парциальными волнами. Как известно, собственные моды брэгговского резонатора представляются в виде комбинации двух встречных парциальных волн (5) с одной вариацией поля по длине резонатора. При этом имеет место вырождение по добротности для мод с собственными частотами, расположенными выше и ниже относительно полосы брэгговского загираания (ВЧ и НЧ) моды. Как показано в [12], добавление вертикального канала излучения эффективно для ВЧ моды, при этом добротность указанной моды падает и при наличии активной среды будет возбуждаться НЧ мода, для которой вследствие указанной интерференции поперечный вывод малоэффективен. Таким образом, вертикальный канал излучения обеспечивает селекцию мод, но при возбуждении

более добротной НЧ моды поперечный вывод излучения практически отсутствует. Следует отметить, что в работах [13–15] был предложен альтернативный метод селекции ВЧ и НЧ мод, основанный на конечности поперечного (латерального) размера брэгговской структуры, где было показано что при поперечных размерах указанной структуры l_x , удовлетворяющей френелевскому условию $F = \sqrt{2\pi}l_x/l_x\sqrt{h} \leq 1$, поперечные дифракционные потери НЧ моды существенно меньше, чем для ВЧ моды.

Далее в данной работе рассматривается случай симметричной решетки, для которой запрещено рассеяние с четными значениями индексов гармоник s . Брэгговский резонанс в третьем порядке дифракции (т.е. при $S = 3$) позволяет осуществлять рассеяние только в один дополнительный луч, соответствующий $s = 1$.

3. Анализ собственных мод брэгговской структуры с выводом излучения под углом к поверхности

В этом разделе проведено исследование собственных мод брэгговской структуры в рамках двумерной модели с использованием пакета CST Microwave Studio. Собственная мода, обладающая наибольшей добротностью с учетом распределения потерь энергии по различным каналам излучения, может быть найдена путем решения нестационарной задачи, основанной на возбуждении резонатора внешним электромагнитным импульсом (рис. 2). В процессе затухания начальных возмущений должна выделяться наиболее высокодобротная мода. Моделирование проведено для структуры упомянутого во Введении КРТ-лазера с длиной волны $\lambda_0 = 3.75$ мкм, с брэгговской решеткой, выполненной из аморфного германия. Параметры структуры приведены в таблице. Ширина спектра начального импульса была ограничена величиной, при которой возбуждался только спектр НЧ мод, т.е. мод, собственные частоты которых лежат ниже зоны непрозрачности. Продольная структура моды по оси z внутри волновода для моды с центральной частотой 80 ТГц, соответствующей длине волны λ_0 , показана на рис. 2 сверху и представляет собой интерференцию двух встречных парциальных волн. Распределение элек-

Параметры структуры

Толщина волноведущего слоя, b_0	1.5 мкм
Показатель преломления волноведущего слоя	2.9
Толщина подложки	5 мкм
Диэлектрическая проницаемость подложки	2.7
Глубина гофрировки, b_{gr}	0.4 мкм
Показатель преломления гофрировки	4.4
Длина гофрированной области, l_z	(60–240 мкм)
Период гофрировки, d	1.98 мкм
Длина волны лазера, λ_0	3.75 мкм

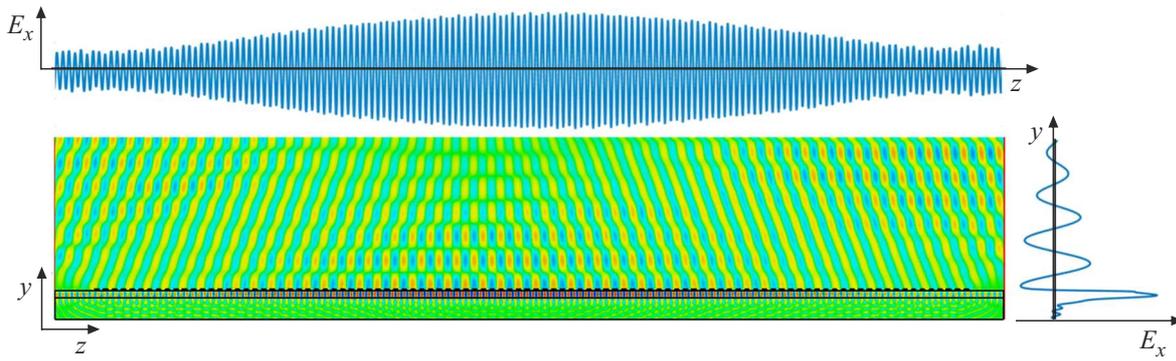


Рис. 2. Продольное и поперечное распределения E_x компоненты электрического поля для основной моды брэгговского резонатора.

тромагнитного поля вдоль нормальной координаты y (рис. 2, справа) близко к собственной моде обычного плоского диэлектрического волновода. В структуре поля над поверхностью волновода выделяются два луча с плоскими фазовыми фронтами (рис. 2, снизу). Однако моделирование показывает, что аналогичные лучи также распространяются вниз в подложку. Баланс мощности между поверхностным выходом и каналом потерь внутри структуры зависит от глубины брэгговской решетки. Оптимальное значение глубины $b_{gr}^{opt} = 0.4 \mu\text{м}$ позволяет направить до 70% излучаемой мощности вверх под углом $\varphi \sim 20\%$ к поверхности структуры.

Далее в разд. 4 для анализа нелинейной динамики РОС лазера будет использован метод связанных волн, в рамках которого считается, что встречные волновые потоки связываются на брэгговской решетке, а излучаемые под углом гармоники представляют собой дополнительный к омическим потерям канал потерь. В таком приближении взаимное рассеяние парциальных волн (3) на структуре (1) может быть описано в рамках метода связанных волн [1,2]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial C_+}{\partial t} + \frac{\partial C_+}{\partial z} + \gamma C_+ + i\alpha C_- &= 0, \\ \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial C_-}{\partial t} + \frac{\partial C_-}{\partial z} + \gamma C_- + i\alpha C_+ &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где α — коэффициент связи, γ — коэффициент потерь, v_{gr} — групповая скорость волны в волноводе. В принципе при малой величине модуляции диэлектрической проницаемости коэффициент связи и потерь могут быть найдены аналитически [1]. Однако при величине модуляции, при которой проводилось моделирование, представленное на рис. 2, возникает достаточно сильное расхождение по добротности между результатами CST моделирования и аналитической теорией. Для улучшения сходимости было использовано следующее приближение. В рамках кода CST моделировались частотные зависимости коэффициента отражения при различных длинах брэгговской структуры, а далее они сопоставлялись со следующей из (9) аналитической формулой для

коэффициента отражения на брэгговской частоте:

$$\begin{aligned} R(\alpha, \gamma, l) &= \\ &= \frac{i\alpha \sinh(l\sqrt{\gamma^2 + \alpha^2})}{-i\gamma \sinh(l\sqrt{\gamma^2 + \alpha^2}) + \sqrt{\gamma^2 + \alpha^2} \cosh(l\sqrt{\gamma^2 + \alpha^2})}, \end{aligned} \quad (10)$$

где l — длина брэгговской структуры.

Выражение (10) позволяет оценить коэффициенты связи и потерь из следующих алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} R(\alpha, \gamma, l_1) = R_1 \\ R(\alpha, \gamma, l_2) = R_2 \end{cases} \quad (11)$$

Зависимости коэффициента отражения от частоты для различных длин гофрированной области приведены на рис. 3. Значения коэффициентов связи и потерь, полученные из решения (8), при различных парах значений длины решетки совпадают с высокой точностью: $\alpha \approx 180 \text{ см}^{-1}$, $\gamma \approx 90 \text{ см}^{-1}$.

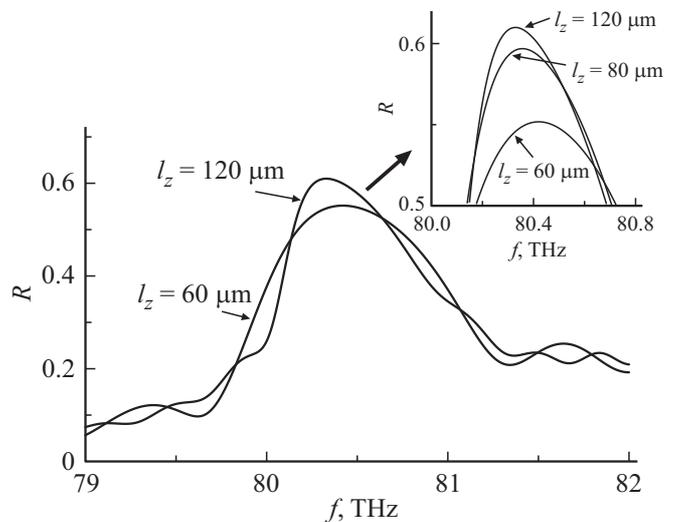


Рис. 3. Частотные зависимости коэффициента отражения моды планарного диэлектрического волновода от брэгговской структуры при различных значениях длины.

4. Моделирование нестационарной динамики РОС-лазеров в рамках квазиоптической модели

Для исследования нелинейной динамики РОС-лазера используем трехмерную модель, где активная область и брэгговская структура имеют по латеральной координате x конечную ширину l_x . Поскольку центральная частота и основное направление распространения волновых потоков задаются полосой усиления активной среды и брэгговским условием (4), взаимодействие волновых потоков (5) можно рассматривать в квазиоптическом приближении с учетом их дифракционного расплывания вдоль координаты x . Как показано в [13–15], поперечная дифракция излучения по координате x обеспечивает условие для подавления возбуждения высокочастотной моды брэгговского резонатора с частотой выше полосы брэгговских колебаний. При таком подходе связь парциальных волн на брэгговской структуре и ее возбуждение активным слоем могут быть описаны следующей системой самосогласованных уравнений, которые получаются из уравнений Максвелла-Блоха [14–16]:

$$\left(i \frac{\partial^2}{\partial X^2} \pm \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \hat{C}_{\pm} + \hat{\gamma} \hat{C}_{\pm} + i \hat{C}_{\mp} = \hat{P}_{\pm},$$

$$\frac{\partial \hat{P}_{\pm}}{\partial \tau} + \frac{\hat{P}_{\pm}}{\hat{T}_2} = \frac{\beta}{\hat{T}_2} \hat{C}_{\pm} \hat{\rho},$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \tau} + \frac{(\hat{\rho} - 1)}{\hat{T}_1} = -\text{Re}(\hat{C}_+ \hat{P}_+^* + \hat{C}_- \hat{P}_-^*), \quad (12)$$

где $X = \sqrt{\alpha \hbar x}$, $Z = \alpha z$, $\tau = \alpha v_{gr} t$ — нормированные пространственные координаты и время, $\hat{\gamma} = \gamma/\alpha$ — нормированный коэффициент потерь на излучение, который описывает вывод излучения под углом к поверхности структуры, $\hat{\rho} = \frac{\rho}{\rho_e}$, ρ — поверхностная плотность инверсии активной среды, ρ_e — равновесный уровень инверсии без лазерного излучения, который характеризует интенсивность накачки,

$$\hat{C}_{\pm} = C_{\pm} (b_{TE} \omega_0 / \pi \rho_e \hbar c v_{gr})^{1/2},$$

$$\beta = \pi \rho_e |\mu|^2 T_2 c a (y - y_{\text{active}}) / \alpha \hbar \omega_0 b^{TE}$$

— нормированный модовый коэффициент усиления активной среды, $\hat{T}_{1,2} = \alpha v_{gr} T_{1,2}$ — нормированные времена релаксации инверсии и поляризации активной среды, b^{TE} — эффективная толщина волновода для соответствующей волноводной моды, μ — дипольный момент,

$$\omega_0 = 2\pi c / \lambda, \quad \hat{P}_{\pm} = P_{\pm} (\pi \omega_0 / \rho_e \alpha \hbar c v_{gr} b^{TE})^{1/2},$$

P_{\pm} — поверхностная плотность резонансных компонент поляризации активной среды:

$$P = \delta (y - y_{\text{active}}) \text{Re}(i(P_+ e^{ihz} + P_- e^{-ihz}) e^{i\omega_0 t}), \quad (13)$$

где y_{active} — положение активного слоя.

Уравнения (12) далее исследуются в балансном приближении в предположении, что время релаксации поляризации T_2 мало в сравнении с другими временными масштабами. Тогда поляризационная часть (12) может быть сведена к алгебраической форме:

$$\hat{P}_{\pm} = \beta \hat{C}_{\pm} \hat{\rho} \quad (14)$$

и уравнения (12) сведены к виду:

$$\left(i \frac{\partial^2}{\partial X^2} \pm \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \hat{C}_{\pm} + \hat{\gamma} \hat{C}_{\pm} + i \hat{C}_{\mp} = \beta \hat{C}_{\pm} \hat{\rho},$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho} - 1}{\hat{T}_1} = -\beta \hat{\rho} (|\hat{C}_+|^2 + |\hat{C}_-|^2). \quad (15)$$

Нормированные потоки мощности генерируемого излучения в поперечном направлении и продольном направлении характеризуются выражениями:

$$W_x = \hat{\gamma} \int_0^{L_z} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} (|\hat{C}_+|^2 + |\hat{C}_-|^2) dX dZ,$$

$$W_z = \int_{-L_x/2}^{L_x/2} (|\hat{C}_+(Z=L_z)|^2 + |\hat{C}_-(Z=0)|^2) dX. \quad (16)$$

Следует отметить, что парциальные волны (5) образуют стоячую волну в области взаимодействия. Эта стоячая волна формирует пространственную модуляцию инверсии населенности, которая также известна как эффект выжигания пространственных дыр и может быть описана введением дополнительных пространственных компонентов инверсии [14,15]. Однако предполагается, что для рассматриваемых полупроводниковых активных сред этот эффект подавляется диффузией носителей.

Начальные условия для процесса возбуждения РОС-лазера могут быть представлены в виде:

$$\hat{C}_{\pm}|_{\tau=0} = C_0(X, Z),$$

$$\hat{\rho}_0|_{\tau=0} = 0, \quad (17)$$

где $C_0(x, z)$ — начальное случайное распределение поля малой амплитуды. Граничные условия для парциальных волн соответствуют отсутствию отражений и внешних потоков энергии по краям области моделирования [14,15].

Результаты моделирования для уравнений (15) с брэгговской решеткой, рассмотренной выше, демонстрируют широкую область параметров, при которых лазер работает в одночастотном одномодовом режиме. При этом излучение практически полностью выводится в поперечном направлении: $W_x \gg W_z$, в то время как потоки излучения за пределы области решетки по направлению к краям незначительны. Отметим, что в отличие от брэгговских резонаторов с фиксированной структурой поля по оси x одномодовые режимы с учетом описываемых уравнениями (15) поперечных дифракционных

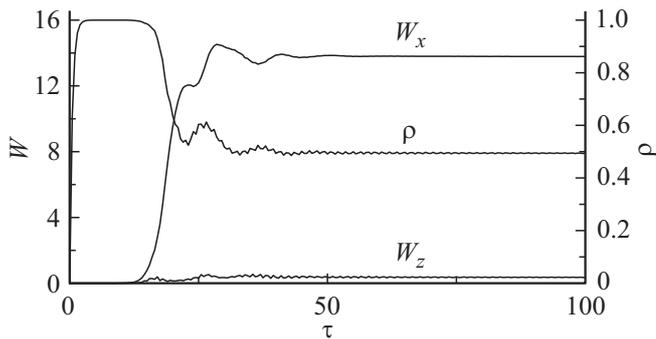


Рис. 4. Временные зависимости мощности, излучаемой в поперечном и продольном направлениях, а также инверсии населенности в центре активной зоны; $L_z = 10$, $L_x = 8$, $\gamma = 0.5$, $\beta = 0.8$.

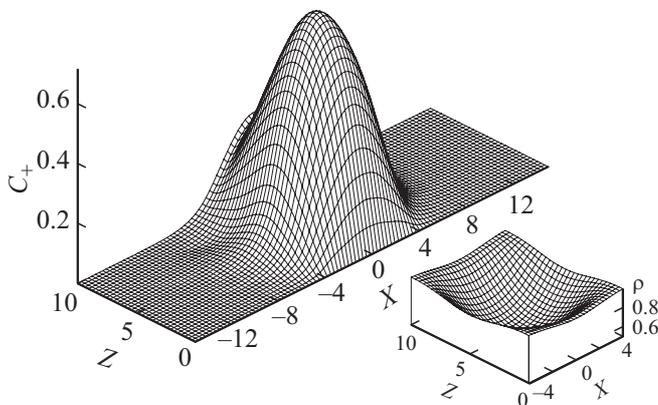


Рис. 5. Пространственное распределение амплитуды поля парциальной волны C_+ и средней инверсии в стационарном режиме генерации; $L_z = 10$, $L_x = 8$, $\gamma = 0.5$, $\beta = 0.8$.

потерь реализуются в отсутствие скачка фазы решетки. Процесс возбуждения и установления стационарного режима генерации показан на рис. 4.

Пространственные распределения парциальных волн и инверсия населенности в стационарном режиме представлены на рис. 5. Видно, что распределенные потери обеспечивают эффективное использование инверсии по всему активному объему. Важно подчеркнуть, что установление одночастотного режима генерации имеет место при значениях параметра Френеля $F = \sqrt{2\pi L_z}/l_x \sqrt{\hbar} = \sqrt{2\pi L_z}/L_x \approx 1$. Здесь $L_z = al_z$, $L_x \sqrt{ahl_x}$ — нормированные значения длины и ширины области взаимодействия. В таких условиях дифракционные потери ВЧ моды в поперечном латеральном направлении существенно превышают потери НЧ моды и устанавливается генерация на частоте указанной моды с одной вариацией поля по указанной координате.

Уравнения (15) также позволяют оценить физические параметры линейной стадии процесса генерации. Нормированные значения, использованные в моделировании, соответствуют длине и ширине активной области $l_z \approx 1000$ мкм, $l_x \approx 80$ мкм и модовому коэффициенту

усиления $\alpha\beta \approx 140$ см⁻¹. Оценка параметров стационарного режима генерации и, в частности, полной мощности излучения потребует оценки плотности энергии инверсии среды ρ_e и, соответственно, уточнения конкретной схемы и параметров накачки лазера.

5. Заключение

Показана возможность реализации гетеролазера на основе структуры КРТ с выводом большей части генерируемого излучения с поверхности волновода в два когерентных луча с помощью той же брэгговской решетки, которая обеспечивает распределенную обратную связь. В рамках CST моделирования найдены оптимальные параметры брэгговской структуры, при которых до 70% мощности излучается вверх, в то время как остальная часть излучения распространяется в подложку и, предположительно, рассеивается там.

Моделирование процесса генерации в рамках квазиоптического приближения для электромагнитного излучения и балансных уравнений для активной среды показало возможность установления одночастотного одномодового режима лазерной генерации. Селекция мод по поперечному (латеральному) индексу достигается за счет отличия в дифракционных потерях рабочей и паразитных мод. При этом распределенный вывод излучения под углом к поверхности обеспечивает достаточно равномерное распределение снятия инверсии по всей активной зоне.

Финансирование работы

Работа поддержана в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме № 0030-2022-0001).

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] G.A. Evans, J.M. Hammer. *Surface emitting semiconductor lasers and arrays* (San Diego, Academic Press, 1993).
- [4] J. Lopez, G. Witjaksono, D. Botez. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (7), 885 (1999).
- [5] S. Li, G. Witjaksono, S. Macomber, D. Botez. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **9** (5), 1153 (2003).
- [6] P. Zhou, L. Niu, A. Hayat, C. Fengzhao, Z. Tianrui, Z. Xiping. *Polymers*, **11** (2), 258 (2019).
- [7] L. Can, P. Zhang, M. Xiang, X. Ma, C. Jiang, B. Tang, Q. Lu, W. Guo. *Opt. Express*, **45** (13), 3573 (2020).
- [8] K. Tian, Y. Zou, M. Guan, L. Shi, H. Zhang, Y. Xu, J. Fan, H. Tang, X. Ma. *Opt. Express*, **30**, 14243 (2022).

- [9] K.E. Kudryavtsev, V.V. Romyantsev, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, N.N. Mikhailov, G. Alymov, D. Svintsov, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *Appl. Phys. Lett.*, **117**, 083103 (2020).
- [10] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, M.A. Fadeev, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 192101 (2017).
- [11] A.A. Дубинов, В.В. Румянцев, М.А. Фадеев, В.В. Уточкин, С.В. Морозов. *ФТП*, **55** (5), 455 (2021).
- [12] R. Kazarinov, C. Henry. *IEEE J. Quant. Electron.*, **21** (2), 144 (1985).
- [13] N.S. Ginzburg, A.S. Sergeev, E.R. Kocharovskaya, A.M. Malkin, E.D. Egorova, V.Yu. Zaslavsky. *Phys. Lett. A*, **384**, 126219 (2020).
- [14] Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, Е.Р. Кочаровская, А.М. Малкин, Е.Д. Егорова, В.Ю. Заславский. *ФТП*, **54**, 974 (2020).
- [15] Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, Е.Р. Кочаровская, А.М. Малкин, В.Ю. Заславский. *ФТП*, **55**, 659 (2021).
- [16] T.S. Mansuripur, C. Vernet, P. Chevalier, G. Aoust, B. Schwarz, Feng Xie, C. Saneau, 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).

Редактор Г.А. Оганесян

Development of a single-mode DFB heterolaser with inclined radiation output

V.R. Baryshev¹, E.D. Egorova¹, N.S. Ginzburg¹,
E.R. Kocharovskaya¹, A.M. Malkin¹, V.Yu. Zaslavsky¹,
C.B. Morozov², A.S. Sergeev¹

¹ Institute of Applied Physics,
Russian Academy of Sciences,
603155 Nizhny Novgorod, Russia

² Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract We study a possibility of implementing a single-mode DFB heterolaser with inclined (with respect to the surface of the structure) output of the generated radiation. We find the periodic dielectric structure shape that makes it possible to realize the distributed feedback for wavebeams propagating along the structure and, at the same time, to ensure the output of up to 70% of the generated radiation power in the inclined direction. Within the framework of the semiclassical quasi-optical model, the possibility of stationary lasing regimes is shown for finite lateral dimensions of the Bragg structure.