

# Повышение мощности лазеров с широким волноводом посредством дополнительной селекции поперечных мод

© И.А. Костко, В.П. Евтихийев, Е.Ю. Котельников, Г.Г. Зегря

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

(Получена 27 октября 1998 г. Принята к печати 2 ноября 1998 г.)

Впервые предложен метод селекции поперечных мод в полосковых лазерах с широким волноводом, заключающийся в расположении переднего зеркала полоскового лазера под углом, отличным от нормали, к направлению распространения излучения. Исследована зависимость коэффициентов отражения мод от параметров зеркала лазера. Найдены оптимальные значения углов наклона переднего зеркала, толщин и показателей преломления диэлектрического покрытия, при которых доминирует основная мода излучения. Продемонстрирована возможность повышения выходной мощности в 1.2 раза лазеров на квантово-размерных двусторонних гетероструктурах с раздельным ограничением и широким волноводом.

## Введение

Последние успехи в создании и исследовании мощных инжекционных лазеров связаны с увеличением ширины волновода в лазерах на квантово-размерных двусторонних гетероструктурах с раздельным ограничением (КР ДГС–РО) и созданием КР ДГС–РО лазеров с широким волноводом (BW–SCH–QW) [1,2]. Увеличение толщины волновода приводит как к снижению внутренних потерь в лазерах, что позволяет изготавливать лазеры с большой длиной резонатора, так и к увеличению мощности катастрофической деградации зеркал в результате уменьшения плотности мощности на зеркале [3,4]. Это позволило получить в лазерах с широким волноводом рекордные значения мощности излучения в квазиимпульсном режиме (14.3 Вт) [1]. Однако дальнейшее увеличение ширины волновода с целью увеличения предельной мощности одномодового излучения ограничено значением ширины волновода, при котором наблюдается генерация второй поперечной моды. Очевидно, что в этом случае происходит уменьшение дифференциальной квантовой эффективности и полного КПД лазера.

В литературе описан способ подавления мод высокого порядка за счет просветления переднего зеркала лазера [5]. Экспериментально показано, что на модовый состав излучения лазера влияет толщина и показатель преломления просветляющего покрытия. При этом подавление второй моды тем сильнее, чем лучше просветление переднего зеркала. Однако такой метод селекции за счет просветления имеет естественное ограничение, связанное с ростом пороговой плотности тока лазера.

Мы предлагаем принципиально новый способ подавления мод высокого порядка в расширенном волноводе. Суть этого метода состоит в расположении выходного зеркала не перпендикулярно к направлению распространения излучения, а под углом  $\theta$  (см. рис. 1). Такая конфигурация зеркал может быть легко получена путем скальвания лазерной структуры, выращенной на вицинальной подложке (001).

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы теоретически исследовать возможность создания одномодового полоскового лазера с повышенной мощностью излучения за счет наклона переднего зеркала лазера.

Мы исследовали влияние угла наклона  $\theta$  на величину потерь, обусловленных выводом излучения, для нулевой и второй мод. В нашем рассмотрении мы исходили из того, что моды разного порядка имеют разные углы падения на зеркало резонатора, следовательно, имеют разные потери на вывод излучения. Поэтому изменение угла падения моды на зеркало может приводить к изменению соотношения потерь на вывод излучения для разных мод, а следовательно, и к селекции мод.

В работе теоретически исследована зависимость потерь на выход для различных мод лазера от параметров зеркала.

Мы подробно рассмотрели отражение мод: 1) от переднего зеркала, полученного скальванием; 2) от зеркала с диэлектрическим покрытием; 3) от наклонного переднего зеркала резонатора. Показано, что потери мод при отражении зависят от толщины диэлектрического покрытия, от угла наклона переднего зеркала и от показателя преломления диэлектрического покрытия.

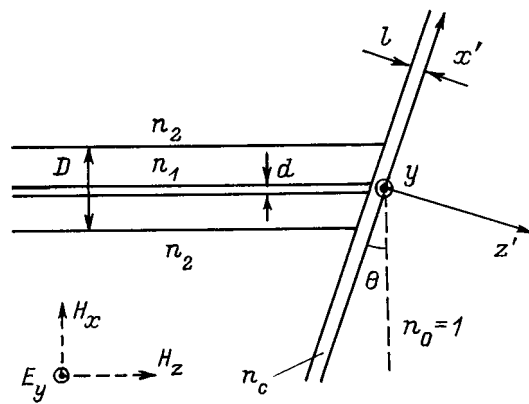


Рис. 1. Схематическое изображение КР ДГС–РО лазера с наклонным зеркалом.

В работе получены оптимальные значения углов наклона переднего зеркала, толщины и показателя преломления диэлектрического покрытия, при которых доминирует основная мода излучения. Показана возможность увеличения толщины волновода за счет оптимизации параметров резонатора, что в свою очередь позволяет повысить мощность одномодового излучения.

## 1. Отражение от зеркала с покрытием

Рассмотрим обычный полупроводниковый лазер с трехслойным симметричным плоским диэлектрическим волноводом. Зеркалом такого лазера является грань, перпендикулярная оси  $z$ . Диэлектрические проницаемости областей считаем постоянными для каждого слоя и будем рассматривать гетероструктуры, в которых скачок показателя преломления  $n$  достаточно велик, чтобы мнимой частью комплексного показателя преломления  $\tilde{N} = n - i\tilde{k}$  можно было пренебречь ( $\tilde{k}$  — коэффициент экстинкции). Отметим, что в рамках нашей модели можно учесть и коэффициент экстинкции.

Для нахождения коэффициентов отражения мы воспользовались методом, изложенным в работе [6]. Предположим, что мода  $m$  падает на плоскость  $z = 0$ . Амплитуда ее электрического поля есть  $E_y^{(m)}$ , амплитуда магнитного поля —  $H_x^{(m)}$ . Отраженная волна есть сумма полного набора  $N + 1$  волноводных мод и волн излучения [6,7]. Из условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на границе раздела диэлектрик–вакуум ( $z = 0$ ) получаем граничные условия для падающей на плоскость  $z = 0$  ТЕ-моды порядка  $m$  [6]:

$$E_y^{(m)} + \sum_{n=0}^N C_n E_y^{(n)} + \int_0^\infty C_\rho E_y^{(\rho)} d\rho = \int_{-\infty}^\infty C_v E_y^{(v)} dk_{vx}, \quad (1)$$

$$H_x^{(m)} + \sum_{n=0}^N C_n H_x^{(n)} + \int_0^\infty C_\rho H_x^{(\rho)} d\rho = \int_{-\infty}^\infty C_v H_x^{(v)} dk_{vx}. \quad (2)$$

Здесь  $E_y^{(n)}$  — амплитуда электрического поля для моды  $n$  [7];  $E_y^{(\rho)}$  — амплитуда электрического поля для волн излучения;  $E_y^{(v)} = \exp(-ik_{vx}x)$ ,  $C_n$  — коэффициент отражения по амплитуде моды  $n$ ,  $n = 0, 1 \dots N$ ;  $C_\rho$  — коэффициент для волн излучения [7];  $k_{vx}$  — постоянная распространения волны в вакууме вдоль направления  $x$ , связанная с постоянной распространения вдоль координаты  $z$  соотношением  $k_{vx}^2 = k_0^2 - k_{vz}^2$ ,  $-\infty < k_{vz} < \infty$ ;  $\rho$  — постоянная распространения волн излучения вдоль координаты  $x$ .

Исключая из системы (1)–(2)  $C_v$ , получаем систему уравнений для нахождения коэффициента отражения по амплитуде  $C_m$ ,  $i$ -е уравнение которой ( $i = 0, 1 \dots N$ )

имеет вид

$$\begin{aligned} k_{zi}\delta_{mi} - C_i k_{zi} = & \frac{k_{zi}^*}{2\pi k_0} \int_{-\infty}^\infty \sqrt{k_0^2 - k_{vx}^2} dk_{vx} \\ & \times \int_{-\infty}^\infty E_y^{(i)*}(x) \exp(-ik_{vx}x) dx \\ & \times \left[ \int_{-\infty}^\infty E_y^{(m)}(x) \exp(ik_{vx}x) dx \right. \\ & + \sum_{n=0}^N C_n \int_{-\infty}^\infty E_y^{(n)}(x) \exp(ik_{vx}x) dx \\ & \left. + \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty C_\rho E_y^{(\rho)}(x) \exp(ik_{vx}x) dx d\rho \right], \quad (3) \end{aligned}$$

где  $k_0 = \omega/c$ ,  $\omega$  — угловая частота излучения,  $c$  — скорость света;  $k_{zi}$  — постоянные распространения мод  $i$  вдоль оси  $z$ , которые находятся численно решением трансцендентных дисперсионных уравнений [7].

Определяя из системы (3) коэффициент отражения моды  $m$  по амплитуде поля  $C_m$ , находим коэффициент отражения по интенсивности, равный

$$R_m = |C_m|^2. \quad (4)$$

Рассмотрим отражение моды  $m$  от зеркала с покрытием, показатель преломления которого равен  $n_c$ , а толщина диэлектрического покрытия равна  $l$ . Поле в покрытии складывается из преломленной волны, амплитуда которой есть  $C_{cov}^t$ , и волны, отраженной от границы покрытие–вакуум, с амплитудой  $C_{cov}^r$ .

Постоянные распространения волны в слое вдоль направлений  $x$  и  $z$  связаны между собой следующим соотношением:  $k_{cx}^2 = n_c^2 k_0^2 - k_{cz}^2$ . Граничные условия в плоскости  $z = 0$  записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} E_y^{(m)} + \sum_{n=0}^N C_n E_y^{(n)} + \int_0^\infty C_\rho E_y^{(\rho)} d\rho \\ = \int_{-\infty}^\infty C_{cov}^t E_y^{t,cov} dk_{cx} + \int_{-\infty}^\infty C_{cov}^r E_y^{r,cov} dk_{cx}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_x^{(m)} + \sum_{n=0}^N C_n H_x^{(n)} + \int_0^\infty C_\rho H_x^{(\rho)} d\rho \\ = \int_{-\infty}^\infty C_{cov}^t H_x^{t,cov} dk_{cx} + \int_{-\infty}^\infty C_{cov}^r H_x^{r,cov} dk_{cx}. \quad (6) \end{aligned}$$

Домножим (5) на  $\exp(ik_{cx}x)$  и (6) на  $E_y^{(i)}(x)$ , где  $i$  может принимать значения  $i = 0, 1 \dots N$ , и проинтегрируем по  $x$  в пределах  $-\infty < x < \infty$ . Упростив, получаем систему

уравнений, в которой помимо  $C_i$  неизвестны  $C_{cov}^t$  и  $C_{cov}^r$ :

$$C_{cov}^t(k_{cx}) + C_{cov}^r(k_{cx}) = \frac{1}{2\pi} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} E_y^{(m)}(x) \exp(ik_{cx}x) dx + \sum_{n=0}^N C_c \int_{-\infty}^{\infty} E_y^{(n)}(x) \exp(ik_{cx}x) dx + \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C_{\rho} E_y^{(\rho)}(x) \exp(ik_{cx}x) dx d\rho \right], \quad (7)$$

$$k_{zi}\delta_{mi} - C_i k_{zi} = \frac{k_{zi}^*}{k_0} \int_{-\infty}^{\infty} k_{cz} dk_{cx} \times \int_{-\infty}^{\infty} E_y^{(i)*}(x) \exp(-ik_{cx}x) dx [C_{cov}^t(k_{cx}) - C_{cov}^r(k_{cx})]. \quad (8)$$

С другой стороны, граничные условия для тангенциальных составляющих электрического и магнитного поля при отражении волны от границы покрытие–вакуум имеют вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} C_{cov}^t(k_{cx}) \exp(-ik_{cx}x - ik_{cz}l) dk_{cx} + \int_{-\infty}^{\infty} C_{cov}^r(k_{cx}) \exp(-ik_{cx}x + ik_{cz}l) dk_{cx} = \int_{-\infty}^{\infty} C_v(k_{vx}) \exp(-ik_{vx}x - ik_{vz}l) dk_{vx}, \quad (9)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} C_{cov}^t(k_{cx}) \exp(ik_{cx}x - ik_{cz}l) \left(-\frac{k_{cz}}{k_0}\right) dk_{cx} + \int_{-\infty}^{\infty} C_{cov}^r(k_{cx}) \exp(-ik_{cx}x + ik_{cz}l) \left(\frac{k_{cz}}{k_0}\right) dk_{cx} = \int_{-\infty}^{\infty} C_v(k_{vx}) \exp(-ik_{vx}x - ik_{vz}l) \left(-\frac{k_{vz}}{k_0}\right) dk_{vx}, \quad (10)$$

где  $C_0$  — амплитуда прошедшей волны в вакууме. Решая систему (9)–(10), получаем выражение, связывающее  $C_{cov}^t$  с  $C_{cov}^r$ :

$$C_{cov}^r(k_{cx}) = C_{cov}^t(k_{cx}) \exp(-2ik_{cz}l) \frac{k_{cz} - k_{vz}}{k_{cz} + k_{vz}}. \quad (11)$$

Воспользуемся (11) и исключим  $C_{cov}^t$  и  $C_{cov}^r$  из системы (7)–(8). Окончательно система уравнений для нахождения коэффициента отражения от зеркала с нанесенным

покрытием принимает вид

$$k_{zi}\delta_{mi} - C_i k_{zi} = \frac{k_{zi}^*}{2\pi k_0} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{k_0^2 - k_{cx}^2} dk_{cx} \times \int_{-\infty}^{\infty} E_y^{(i)*}(x) \exp(-ik_{cx}x) dx \times \left[ \int_{-\infty}^{\infty} E_y^{(m)}(x) \exp(ik_{cx}x) dx + \sum_{n=0}^N C_n \int_{-\infty}^{\infty} E_y^{(n)}(x) \exp(ik_{cx}x) dx + \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C_{\rho} E_y^{(\rho)}(x) \exp(ik_{cx}x) dx d\rho \right] \times K, \quad (12)$$

где

$$K = \frac{1 - \frac{\sqrt{k_0^2 n_c^2 - k_{cx}^2} - \sqrt{k_0^2 - k_{cx}^2}}{\sqrt{k_0^2 n_c^2 - k_{cx}^2} + \sqrt{k_0^2 - k_{cx}^2}} \exp\left\{-2i\sqrt{k_0^2 n_c^2 - k_{cx}^2}l\right\}}{1 + \frac{\sqrt{k_0^2 n_c^2 - k_{cx}^2} - \sqrt{k_0^2 - k_{cx}^2}}{\sqrt{k_0^2 n_c^2 - k_{cx}^2} + \sqrt{k_0^2 - k_{cx}^2}} \exp\left\{-2i\sqrt{k_0^2 n_c^2 - k_{cx}^2}l\right\}}. \quad (13)$$

Множитель  $K$  отвечает за отражение от покрытия. Действительно, если толщина слоя равна нулю, то система (12) сводится к системе, полученной выше для зеркала без покрытия (3), поскольку  $K$  в этом случае равен  $K = \frac{k_{vz}}{k_{cz}}$ . Аналогично, если  $n = 1$ , то  $k_{cz} = k_{vz}$  и  $K = 1$ , что также соответствует (3).

## 2. Зависимость коэффициента отражения от угла наклона зеркала

Рассмотрим лазер, изображенный на рис. 1. В нем переднее зеркало расположено не перпендикулярно направлению распространения света, а под углом. Угол между нормалью к активному слою и торцевой гранью обозначим  $\theta$ . Волноводная мода на такое зеркало падает под углом, отличным на  $\theta$  от угла падения моды в лазере с обычным зеркалом. Для анализа коэффициента отражения от зеркала повернем систему координат в плоскости  $xz$  вокруг оси  $y$  на угол  $\theta$  так, как показано на рис. 1. Тогда, выражая старые координаты  $x, z$  через новые  $x', z'$ , имеем

$$\begin{cases} z = z' \cos \theta + x' \sin \theta, \\ x = -z' \sin \theta + x' \cos \theta. \end{cases} \quad (14)$$

Выражения для амплитуд электрического поля для  $TE$ -мод при  $z' = 0$  заменяются в лазере с наклонным зеркалом на следующие.

Для четных  $TE$ -мод:

$$E_y(x') = A_e \cos(k_x \bar{x} \cos \theta) \times \exp\{-ik_z x' \sin \theta\}, \quad |x'| \cos \theta \leq \frac{d}{2};$$

$$E_y(x') = A_e \cos(k_x d/2) \times \exp\left\{-\gamma \left(|x'| \cos \theta - \frac{d}{2}\right)\right\} \times \exp\{-ik_z x' \sin \theta\}, \quad |x'| \cos \theta \geq \frac{d}{2}. \quad (15)$$

Для нечетных  $TE$ -мод:

$$E_y(x') = A_0 \sin(k_x x' \cos \theta) \times \exp\{-ik_z x' \sin \theta\}, \quad |x'| \cos \theta \leq \frac{d}{2};$$

$$E_y(x') = A_0 \frac{|x'|}{x'} \sin(k_x d/2) \times \exp\{-\gamma(|x'| \cos \theta - \frac{d}{2})\} \times \exp\{-ik_z x' \sin \theta\}, \quad |x'| \cos \theta \geq \frac{d}{2}. \quad (16)$$

Заменим старые координаты  $x, z$  на новые  $x', z'$  (14) в системе уравнений (12) и в выражениях для амплитуд электрического поля для  $E_y$   $TE$ -мод [7] ( $x = x' \cos \theta - z' \sin \theta, z = x' \sin \theta - z' \cos \theta$ ). Далее удобно ввести обозначения  $x' \cos \theta = x, z' = z$ . Тогда полученная система уравнений для нахождения коэффициентов отражения от наклонного зеркала принимает вид системы (12), а входящие в нее выражения для амплитуд  $E_y$   $TE$ -мод имеют следующую зависимость от угла  $\theta$  для четных  $TE$ -мод:

$$E_y(x) = A_e \cos(k_x x) \exp\{-ik_z x \tan \theta\}, \quad |x| \leq \frac{d}{2};$$

$$E_y(x) = A_e \cos(k_x d/2) \exp\{-\gamma(|x| - \frac{d}{2})\} \times \exp\{-ik_z x \tan \theta\}, \quad |x| \geq \frac{d}{2}. \quad (17)$$

Для нечетных  $TE$ -мод:

$$E_y(x) = A_0 \sin(k_x x) \exp\{-ik_z x \tan \theta\}, \quad |x| \leq \frac{d}{2};$$

$$E_y(x) = A_0 \frac{|x|}{x} \sin(k_x d/2) \exp\{-\gamma(|x| - \frac{d}{2})\} \times \exp\{-ik_z x \tan \theta\}, \quad |x| \geq \frac{d}{2}. \quad (18)$$

### 3. Условие селекции основной моды

Приведенные потери волноводной моды при отражении от торцевой грани определяются следующим выражением:

$$\alpha_{rm} = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_m}, \quad (19)$$

где  $L$  — длина волновода.

Для возникновения генерации в лазере необходимо, чтобы усиление превышало потери. Пороговое условие генерации для волноводной моды  $m$  имеет вид

$$\tilde{g}_m = \Gamma_m g = \alpha_i + \alpha_{rm}^1 + \alpha_{rm}^2, \quad (20)$$

где  $\Gamma_m$  — коэффициент оптического ограничения  $\Gamma$  для моды  $m$ ;  $g$  — коэффициент усиления в активной области;  $\tilde{g}_m$  — модальный коэффициент усиления;  $\alpha_{rm}^1, \alpha_{rm}^2$  — потери волноводной моды при отражении от зеркала, определяемые выражением (19);  $\alpha_i$  — внутренние потери в волноводе.

Для селекции основной моды необходимо, чтобы при каком либо токе накачки пороговое условие для основной моды выполнялось ( $\tilde{g}_0 = \Gamma_0 g \geq \alpha_i + \alpha_{r0}^1 + \alpha_{r0}^2$ ), а для моды 2 порядка не выполнялось

( $\tilde{g}_2 = \Gamma_2 g < \alpha_i + \alpha_{r2}^1 + \alpha_{r2}^2$ ). Из (20) следует, что условие селекции основной моды имеет вид

$$(\alpha_{r0}^1 \Gamma_2 - \alpha_{r2}^1 \Gamma_0) + (\alpha_{r0}^2 \Gamma_2 - \alpha_{r2}^2 \Gamma_0) < 0. \quad (21)$$

Полагая, что коэффициенты отражения от заднего зеркала близки к единице для всех мод, мы рассматривали только отражение от переднего зеркала. Тогда условие селекции основной моды принимает вид

$$\Delta\alpha' \equiv \alpha_{r2}^1 \Gamma_0 - \alpha_{r0}^1 \Gamma_2 > 0. \quad (22)$$

Введем безразмерный коэффициент дискриминации основной моды  $\Delta\alpha \equiv \Delta\alpha' L = \ln \frac{1}{R_2} \Gamma_0 - \ln \frac{1}{R_0} \Gamma_2$ . Чем больше  $\Delta\alpha$  для переднего зеркала волновода, тем значительнее будет разность пороговых плотностей тока для основной и второй мод.

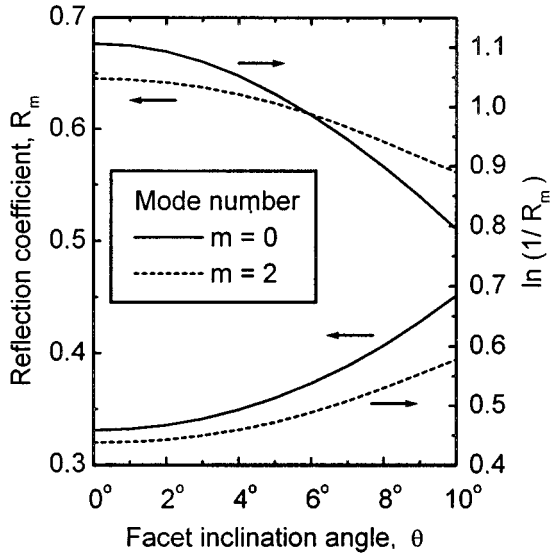
### 4. Результаты и обсуждение

Вычисления проводились для GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As КР ДГС-РО лазера с показателями преломления волновода и эмиттеров  $n_1 = 3.404$  и  $n_2 = 3.080$ , что соответствует составу  $x = 0.27$  и  $x = 0.8$  соответственно, толщиной активной области  $d = 0.01$  мкм и длиной волны излучения  $\lambda = 0.86$  мкм; при этом толщина волновода варьировала в пределах  $D = 0.6-0.8$  мкм. В волноводе с такими параметрами есть только три волноводные моды: основная мода, моды 1 и 2 порядков. Для нахождения коэффициентов отражения мод от переднего зеркала мы решали систему (12) численно.

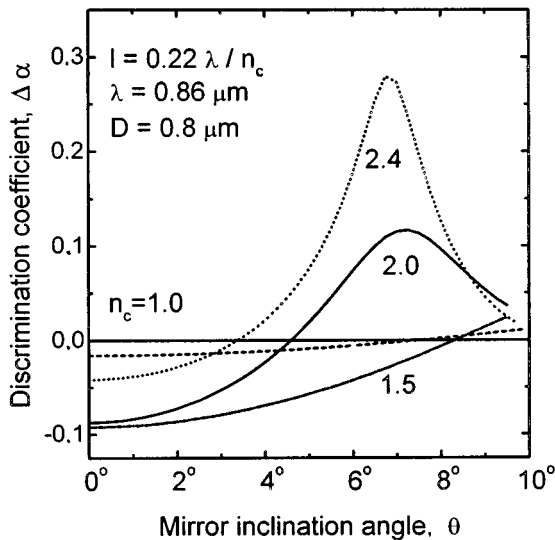
В обычном лазере с широким волноводом ( $\theta = 0^\circ$ ) моды излучения дают малый вклад в отраженную волну [6]. Очевидно, что в резонаторе с наклонным зеркалом (рис. 1) вклад мод излучения зависит от угла  $\theta$ . Следуя методу, изложенному в работе [7], мы оценили зависимость потерь мод на излучение от угла наклона переднего зеркала  $\theta$ . При увеличении угла  $\theta$  потери мод на излучение возрастают, но достигают 10% лишь при  $\theta = 17^\circ$ . При малых углах наклона зеркала  $\theta < 8^\circ$  доля мод излученная в отраженной волне мала ( $< 3\%$ ). Поэтому в наших расчетах (при решении системы (12)) мы модами излучения пренебрегли.

Отметим, что поведение моды 1 порядка в зависимости от параметров волновода и диэлектрического покрытия переднего зеркала нами не исследовалось, поскольку коэффициент оптического ограничения  $\Gamma_m$  для нечетных мод существенно меньше, чем коэффициент оптического ограничения для четных мод. Мы также пренебрегли влиянием взаимной трансформации при отражении основной и второй мод на величину  $R_m$ .

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента отражения по мощности от угла наклона зеркала для нулевой  $R_0$  и второй  $R_2$  моды. Коэффициент отражения для основной моды увеличивается с ростом  $\theta$ , а коэффициент отражения для моды 2 порядка уменьшается с ростом угла наклона  $\theta$  переднего зеркала.



**Рис. 2.** Коэффициент отражения  $R_m$  и величина  $\ln \frac{1}{R_m}$  (см. (19)) для основной моды ( $m = 0$ ) и моды 2 порядка ( $m = 2$ ) в зависимости от угла наклона сколоного зеркала лазера.



**Рис. 3.** Безразмерный коэффициент дискриминации основной моды  $\Delta\alpha = \Delta\alpha' L$  (см. (22)) в зависимости от угла наклона зеркала лазера при нескольких значениях показателя преломления диэлектрического покрытия  $n_c$ .

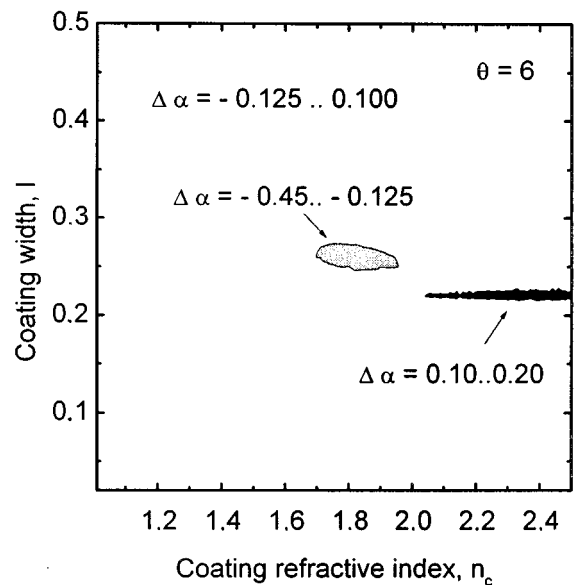
Зависимость коэффициентов отражения от угла наклона переднего зеркала может быть объяснена следующим образом. Известно, что коэффициент отражения зависит от угла падения излучения на отражающую поверхность, а моды высших порядков в модели зигзагообразных волн распространяются в волноводе под большими углами к плоскости волновода по сравнению с основной модой. Из этого можно заключить, что коэффициенты отражения от наклонного зеркала имеют различные зависимости от угла  $\theta$  для основной моды и мод высших порядков.

На рис. 2 также приведены зависимости величины  $\ln \frac{1}{R_m}$ , входящей в условие селекции мод (22), от угла наклона  $\theta$  для основной моды и моды 2 порядка. Потери при отражении основной моды максимальны при  $\theta = 0$  и с ростом угла  $\theta$  уменьшаются. Очевидно, что с увеличением угла  $\theta$  можно уменьшить потери основной моды и увеличить потери второй моды, и, следовательно, облегчить генерацию основной моды.

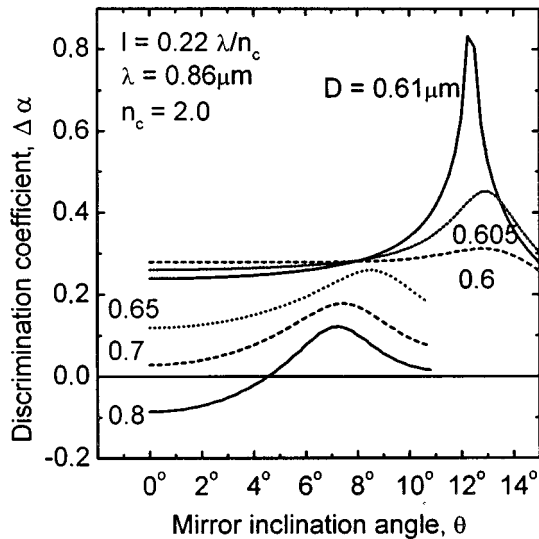
На рис. 3 представлена зависимость безразмерного коэффициента дискриминации мод  $\Delta\alpha$  от угла  $\theta$  для лазеров с покрытием ( $l \approx \frac{\lambda}{4n_c}$ ) и без покрытия ( $l = 0$ ). В отсутствие покрытия коэффициент дискриминации  $\Delta\alpha$  слабо зависит от угла наклона  $\theta$  и условие селекции основной моды (22) выполняется при угле  $\theta \approx 7.5^\circ$ . Однако при наличии покрытия с толщиной  $l = 0.22 \frac{\lambda}{n_c}$  и показателем преломления  $n_c = 2.0$  зависимость коэффициента  $\Delta\alpha$  от угла наклона носит немонотонный характер, и  $\Delta\alpha$  резко возрастает в интервале углов  $4^\circ < \theta < 7^\circ$ ; условие (22) достигается при угле  $\theta \approx 4.5^\circ$ . С увеличением угла  $\theta$  при толщине покрытия  $l = 0.22 \frac{\lambda}{n_c}$  и показателе преломления  $n_c = 2.4$   $\Delta\alpha$  увеличивается и становится положительной уже при угле  $\theta = 3.5^\circ$ , чего невозможно добиться без нанесения покрытия.

Полученные зависимости указывают на то, что к улучшению селекции основной моды приводит как нанесение просветляющего диэлектрического покрытия, так и увеличение угла наклона переднего зеркала.

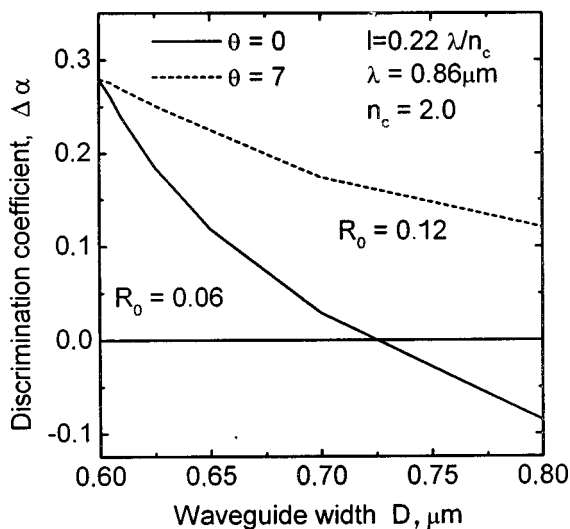
Очевидно, что описанная нами селекция основной моды в области углов наклона зеркала  $4^\circ < \theta < 8^\circ$  должна дать новую возможность для увеличения ширины волновода.



**Рис. 4.** Области значений безразмерного коэффициента дискриминации мод  $\Delta\alpha = \Delta\alpha' L$  (см. (22)) в зависимости от показателя преломления и толщины диэлектрического покрытия переднего зеркала лазера ( $D = 0.8$  мкм).



**Рис. 5.** Безразмерный коэффициент дискриминации основной моды  $\Delta\alpha = \Delta\alpha' L$  (см. (22)) в зависимости от угла наклона зеркала при нескольких значениях толщины волновода  $D$  (мкм).



**Рис. 6.** Безразмерный коэффициент дискриминации основной моды  $\Delta\alpha = \Delta\alpha' L$  (см. (22)) в зависимости от толщины волновода  $D$  (мкм) для двух значений угла наклона зеркала  $\theta$ .

На рис. 4 показаны области максимальных положительных значений  $\Delta\alpha$  как функции двух параметров: показателя преломления покрытия  $n_c$  и толщины покрытия  $l$  для лазера с  $D = 0.8$  мкм и  $\theta = 6$ . Такие диаграммы позволяют находить оптимальные значения для толщины и показателя преломления диэлектрического покрытия зеркала. Оптимальными для данного лазера являются следующие параметры:  $n_c > 2.1$  и  $l \simeq 0.22\lambda/n_c$ .

На рис. 5 представлена зависимость  $\Delta\alpha$  от угла наклона  $\theta$  при различных толщинах волновода  $D$  ( $l = 0.22\frac{\lambda}{n_c}$ ,  $n_c = 2.0$ ,  $\lambda = 0.86$  мкм). Например, для волновода

толщиной  $D = 0.8$  мкм значение  $\Delta\alpha$  достигает при угле наклона переднего зеркала  $\theta \simeq 6^\circ$  больших значений, чем в волноводе толщиной  $D = 0.7$  мкм, но при угле  $\theta = 0^\circ$ . Поэтому можно говорить о селекции основной моды в лазере с толщиной волновода  $D = 0.8$  мкм посредством наклона переднего зеркала. Подобрать толщину  $l$  и показатель преломления покрытия  $n_c$ , можно расширить волновод и получить такое же значение  $\Delta\alpha$ , как у лазера с более узким волноводом, но без наклонного зеркала. Таким образом, наклон переднего зеркала способствует селекции основной моды, компенсируя увеличение ширины волновода.

На рис. 6 показана зависимость  $\Delta\alpha$  от толщины волновода  $D$  для  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 7^\circ$ . Благодаря наклону переднего зеркала ( $n_c = 2.0$ ,  $l = 0.22\frac{\lambda}{n_c}$ ) значение  $\Delta\alpha$  для лазера с широким волноводом с  $D = 0.65$  мкм и  $\theta = 0^\circ$  равно значению  $\Delta\alpha$  для такого же лазера с наклонным зеркалом  $D = 0.8$  мкм и  $\theta = 7^\circ$ , что, очевидно, позволяет снизить плотность мощности на зеркале в 1.2 раза. Добавим, что для выбранного покрытия коэффициент отражения для основной моды при  $\theta = 0^\circ$  был  $R_0 = 6\%$ , а для  $\theta = 7^\circ$   $R_0 = 12\%$ , что позволяет значительно снизить пороговую плотность тока для основной моды.

Проведенные нами расчеты показывают, что за счет наклона зеркала лазера, по конструкции близкого к лазеру, исследованному в работе [5], можно увеличить коэффициент отражения от  $R_0 = 0.02$  до  $R_0 = 0.07$  при сохранении коэффициента дискриминации  $\Delta\alpha$  второй моды, что позволит уменьшить длину лазерного диода примерно в 1.5 раза. Ясно, что уменьшение длины, а следовательно, и площади лазерного диода ведет как к увеличению выхода годных лазеров, так и к увеличению общего числа лазеров, которые можно получить с эпитаксиальной пластины.

Другим важным результатом применения наклонных зеркал является возможность дальнейшего увеличения ширины волновода в мощных лазерах при сохранении одномодового режима генерации. Очевидно, что увеличение площади излучающей области существенно (практически линейно в нашем случае) снижает плотность мощности на зеркале. В то же время увеличение линейных размеров излучающей области приводит к сужению дальнего поля лазера, обусловленного дифракционным пределом.

К дополнительным преимуществам применения лазера с наклонными зеркалами можно отнести и то, что выходящий свет распространяется под углом к плоскости слоев и будет выходить под большим углом к теплоотводу, чем у лазеров с обычными зеркалами, а это в свою очередь облегчит монтаж таких лазеров на теплоотвод.

## Заключение

Нами предложен новый способ дополнительной селекции поперечных мод в лазерах на квантово-размерных двусторонних гетероструктурах с раздельным ограничением за счет наклона переднего зеркала, который

позволяет значительно увеличить ширину волновода при сохранении генерации основной поперечной моды.

В работе рассмотрен лазер с такой толщиной активной области, при которой селекция основной волноводной моды обусловлена только ее потерями при отражении от торцевой грани. Показана зависимость потерь при отражении от угла наклона торцевой грани. Исследовано отражение  $TE$ -мод от зеркал как полученных скалыванием, так и с диэлектрическим покрытием. Численные значения потерь при отражении от наклонной торцевой грани для GaAs–AlGaAs КР ДГС-РО лазера получены методом нормальных мод.

Впервые найдены оптимальные значения углов наклона торцевой грани, толщин и показателей преломления диэлектрического покрытия зеркала для КР ДГС-РО лазеров с широким волноводом и наклонным зеркалом, при которых доминирует основная мода излучения. Показано, что к улучшению селекции основной моды приводит как нанесение определенного диэлектрического покрытия на переднее зеркало, так и увеличение угла наклона торцевой грани.

Продемонстрирована возможность уменьшения плотности мощности на зеркале в 1.2 раза при сохранении генерации основной моды и повышения, таким образом, мощности основной моды в КР ДГС-РО лазерах в 1.2 раза. Предложен удобный метод получения наклонных зеркал в КР ДГС-РО лазерах скалыванием структур, выращенных на вицинальных поверхностях (001).

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 98-07-90336, 97-02-18151 и 97-02-18153).

## Список литературы

- [1] A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, J.C. Connolly. Appl. Phys. Lett., **71**(9), 1142 (1997).
- [2] D.Z. Garbuzov, M.R. Cokhale, J.C. Dries, P. Studenkov, R.U. Martinelli, J.C. Connolly, S.R. Forrest. Electron. Lett., **33**(17), 1462 (1997).
- [3] S. O'Brien, M. Zhao, A. Schoenfelder, R.J. Lang. Electron. Lett., **33**(22), 1869 (1997).
- [4] D. Botez, L.J. Mawst, A. Bhattacharya, J. Lopez, J. Li, T.F. Kuech, V.P. Iakovlev, G.I. Suruceanu, A. Caliman, A.V. Syrbu. Electron. Lett., **33**(24), 2037 (1997).
- [5] Ж.И. Алфёров, М.А. Иванов, Ю.В. Ильин, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ **21**, вып. 5, 64 (1995).
- [6] T. Ikegami. IEEE J. Quant. Electron., **QE-8**(6), 470 (1972).
- [7] D. Marcuse. Bell. Syst. Techn. J., **49**, 273 (1970).

Редактор В.В. Чалдышев

## Power rise in broad-waveguide diode laser by means of additional transverse mode selection

I.A. Kostko, V.P. Evtikhiev, E.Yu. Kotelnikov, G.G. Zegrya

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

**Abstract** A new method is proposed of transverse mode selection in high-power broad-waveguide separate confinement heterostructure quantum-well lasers by placing the front mirror at the angle other than that of the normal to the radiation propagation direction. The dependence of the mode reflection coefficients on the laser mirror parameters is investigated. Optimal values are found of mirror inclination angles and widths and the refractive indices of the dielectric coating at which the fundamental guided mode dominates. The possibility of 1.2 times increase in the output power of a broad-waveguide separate confinement heterostructure quantum-well diode laser is shown.

Fax: (812) 247 10 17 (Zegrya)

E-mail: zegrya@theory.ioffe.rssi.ru