

# Пределы непрерывной перестройки частоты инжекционных лазеров с внешним селективным резонатором

А.В.Яровицкий, В.Л.Величанский

*Рассмотрен метод механического согласования сдвигов полосы селективного элемента и моды инжекционного лазера с внешним резонатором. Метод сводится к нахождению оптимального варианта плоскопараллельного движения одного из элементов резонатора. Найдены решения для важных модификаций схем внешнего резонатора (рассматривался случай вращения вокруг неподвижной оси). Приведены оценки возможной ширины области перестройки и чувствительности перестроенных схем к неточностям юстировки.*

## Введение

Как правило, в задачах внутридоплеровской атомной спектроскопии характерным и достаточным является интервал непрерывной перестройки порядка или меньше 1 ГГц. Однако для спектроскопии молекул, гетеродинной калибровки частотных характеристик широкополосных фотоприемников, регистрации спектральных характеристик селективных элементов и оптических усилителей требуется существенное увеличение области непрерывной перестройки. Это достигается согласованным изменением частоты моды и спектральных полос селективных элементов [1–5].

На рис. 1–4 представлены известные схемы лазеров с внешним селективным элементом (отражательная дифракционная решетка или голографическая дифракционная решетка с призмой полного внутреннего отражения, используемой для подавления нулевого порядка [6]) и зеркалом. Чтобы непрерывно перестраивать длину волны такого лазера, необходимо [1, 7] согласовать смещение длины волны минимума селективных потерь ( $\lambda_r$ ) со смещением резонансной длины волны ( $\lambda_q$ ) продольной моды внешнего резонатора, синхронно изменяя его длину и вращая селективный элемент.

Для автоколлимационной схемы с решеткой (рис. 1)

$$\lambda_r = 2d \sin \theta, \quad \lambda_q = 2L/q.$$

Здесь  $d$  – расстояние между штрихами решетки;  $\theta$  – угол падения (дифракции);  $q$  – количество полуволн, укладываемое в резонаторе с оптической длиной  $L$ . Отметим, что  $L$  состоит из геометрической длины внешнего резонатора и оптической длины активной области  $n_d l_d$ , где  $l_d$  – длина активной области лазерного диода,  $n_d$  – ее показатель преломления. Для реализации указанного согласования в [2] была использована схема типа приведенной на рис. 1 с механическим шатунным приводом, перемещающим дифракционную решетку так, что  $L/\sin \theta = \text{const}$ . При длине волны 1.26 мкм была получена непрерывная перестройка частоты генерации в интервале 15 нм.

В [3] и [5] использовалось вращение решетки вокруг

неподвижной оси. Диапазон непрерывной перестройки составил 5 и 5.5 нм при длинах волн 830 нм и 1.3 мкм соответственно. В [5] проведен также расчет оптимального положения оси вращения решетки, обеспечивающего максимальный интервал непрерывной (без переключения мод) перестройки.

Как будет показано ниже, диапазон непрерывной перестройки в этих схемах принципиально ограничен дисперсией в активной области лазера.

Целью работы является нахождение оптимального положения оси вращения, задающего согласованное изменение параметров внешнего резонатора в ряде его важных модификаций (см. ниже рис. 1–4), и анализ ограниченной максимальной области непрерывной перестройки.

## 1. Постановка задачи

Начало координат на рис. 1–3 расположим в точке  $O$  на расстоянии  $(n_d - 1)l_d$  от внешней грани лазерного диода. Ось абсцис направим вдоль оптической оси лазера внутрь составного резонатора. Ось вращения одного из элементов резонатора перпендикулярна плоскости рисунков и пересекает ее в точке  $(x, y)$ .

Следуя обозначениям [5], введем разность длин волн

$$F(\theta, x, y) = \lambda_q(\theta, x, y) - \lambda_r(\theta). \quad (1)$$

Здесь  $\theta$  – текущее значение угла поворота вокруг оси вращения. Предположим, что при некотором  $\theta = \theta_0$

$$\lambda_q(\theta_0, x, y) = \lambda_r(\theta_0). \quad (2)$$

В общем случае при повороте селектора вокруг некоторой оси, параллельной его штрихам, расстройка минимума селективных потерь и резонансной моды растет. Чтобы сформулировать условие переключения частоты генерации, примем следующие модельные предположения.

Потери мод составного резонатора промодулированы с периодом, соответствующим межмодовому интервалу собственного резонатора лазерного диода, и с глубиной, зависящей от степени просветления грани лазера, обращенной к внешнему резонатору. Примем, что грань лазера просветлена идеально.

Увеличение расстройки (1) приводит к увеличению потерь и усилению и, следовательно, к уменьшению  $n_d$ .

Предположим, что при повороте резонансная длина волны  $\lambda_q$  изменяется быстрее, чем минимум селективных потерь  $\lambda_r$ . Тогда указанное уменьшение оптической длины активной области будет задерживать переключение генерации на другую моду составного резонатора при увеличении длины внешнего плеча резонатора и приближать его – при уменьшении его длины. Величина расстройки (1) в момент переключения частоты может составлять несколько межмодовых интервалов составного резонатора. Подобный гистерезис перестроечной характеристики наблюдался в [8, 9].

При достаточной мощности излучения расстройка (1) может быть существенно расширена (до десятков межмодовых интервалов) в режиме подавления боковых мод сильным полем доминирующей моды [10, 11].

Перечисленные выше эффекты мы учитывать не будем, поскольку их наличие может только увеличить область непрерывной перестройки. Сделанные предположения означают, что (2) определяет середину симметричного интервала непрерывной перестройки. На краю этого интервала расстройка (1) достигает половины межмодового интервала составного резонатора:

$$|\Delta F(\theta_0, \Delta\theta_{\max}, x, y)| = |F(\theta_0 + \Delta\theta_{\max}, x, y) - F(\theta_0, x, y)| = \lambda^2/4L, \quad (3)$$

где  $\Delta\theta_{\max}$  – максимальный угол поворота, не приводящий к перескоку частоты. Таким образом, задача сводится к нахождению такого положения оси вращения  $(x, y)$ , при котором равенство (3) достигается при возможно большем  $\Delta\theta_{\max}$ .

## 2. Общее решение

Разложим приращение  $\Delta F$  в ряд Тейлора в точке  $\theta_0$  по степеням  $\Delta\theta$ :

$$\Delta F(\theta_0, \Delta\theta, x, y) = c_1(\theta_0, x, y)\Delta\theta + c_2(\theta_0, x, y)\Delta\theta^2 + c_3(\theta_0, x, y)\Delta\theta^3 + O(\Delta\theta^4). \quad (4)$$

Имея два свободных параметра  $(x$  и  $y)$ , приравняем нулю два старших по параметру  $\Delta\theta$  члена разложения. Остаточный член представляет собой искомую расстройку. Получим систему уравнений:

$$c_1(\theta_0, x, y) = 0, \quad (5.1)$$

$$c_2(\theta_0, x, y) = 0, \quad (5.2)$$

$$\Delta\theta_{\max} = \left( \frac{\lambda^2}{4L|c_3(\theta_0, x, y)|} \right)^{1/3}. \quad (5.3)$$

Интервал непрерывной перестройки определяется угловой дисперсией селективного элемента и удвоенной амплитудой поворота:

$$\Delta\lambda_{\max} = \frac{d\lambda_r}{d\theta} 2\Delta\theta_{\max}. \quad (6)$$

При смещении оси вращения из наилучшей точки  $(x_0, y_0)$  приращение  $F(\theta)$  будет определяться ненулевыми старшими членами разложения. Для оценки влияния смещения оси по обоим направлениям необходимо решить две пары квадратных уравнений (для поворотов в разные стороны – свой знак в правой части) относительно неизвестного  $\Delta\theta$ :

$$c_1(\theta_0, x_0 + \Delta x, y_0)\Delta\theta + c_2(\theta_0, x_0 + \Delta x, y_0) \times \Delta\theta^2 = \pm \frac{\lambda^2}{4L}, \quad (7.1)$$

$$c_1(\theta_0, x_0, y_0 + \Delta y)\Delta\theta + c_2(\theta_0, x_0, y_0 + \Delta y) \times \Delta\theta^2 = \pm \frac{\lambda^2}{4L}. \quad (7.2)$$

Каждый раз следует выбирать корень с меньшим модулем, так как поворот на больший угол приведет к переключению моды. При этом в оценку (6), которая здесь дает зависимость интервала непрерывной перестройки от отклонения  $\Delta x$  или  $\Delta y$ , вместо  $2\Delta\theta_{\max}$  войдет модуль разности  $|\Delta\theta^+ - \Delta\theta^-|$ .

## 3. Примеры перестроечных схем

### 3.1. Дифракционная решетка в автоколлимационной схеме (рис.1)

В этой схеме, которая позволяет использовать резонаторы минимальной длины, дифракционная решетка вращается вокруг неподвижной оси. Параллельный пучок излучения лазера падает на нее под углом  $\alpha$ . Дифракция в  $-1$ -й порядок определяется соотношением  $\lambda_r(\alpha) = 2d \sin \alpha$ . Отрезок оптической оси между лазером и решеткой обозначим через  $L^*(\alpha)$ , а оптическую длину лазера в начале движения – как  $n_d(\alpha_0)l_d$ . Приращение длины резонатора из-за дисперсии в полупроводнике выразим через угол дифракции на решетке. Полагая дисперсию линейной, имеем

$$\Delta L_{\text{dis}}(\alpha_0, \Delta\alpha) = \frac{dn_d}{dv} \Delta v(\alpha_0)l_d = \Delta n l_d \sin \alpha_0 \Delta \left( \frac{1}{\sin \alpha} \right), \quad (8)$$

где  $\Delta n = v dn_d / dv$  описывает эффективную дисперсию в полупроводнике при изменении частоты. Прирост длины при повороте  $\Delta L(\alpha_0, \Delta\alpha) = \Delta L^*(\alpha_0, \Delta\alpha) + \Delta L_{\text{dis}}(\alpha_0, \Delta\alpha)$ .

При повороте решетки падающий пучок света изменяет угол падения и смещается относительно решетки в направлении, перпендикулярном ее штрихам. При смещении решетки вдоль самой себя на долю штриха  $\delta t$  приращение фазы составит  $2\pi\delta t/d$ . Если  $t(\alpha)$  – расстояние в плоскости чертежа от края решетки до точки пересечения оси пучка с плоскостью решетки (рис.1), то с точностью до постоянной составляющей дополнительный на-бег фазы при повороте будет  $2\pi t(\alpha)/d$ . Для длины волны моды справедливо соотношение  $\lambda_q = L(\alpha)/[q + t(\alpha)/d]$  [5]. Определив из рис.1 зависимо-

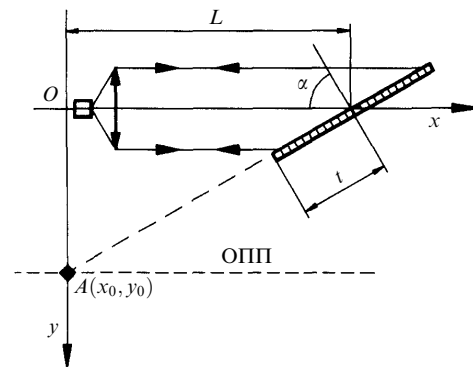


Рис.1.

сти  $L^*(\alpha), t(\alpha)$  и проведя разложение (4), получим (нулевой индекс у  $\alpha_0$  опускаем)

$$\Delta F = \frac{\lambda}{L} \left[ \sin \Delta\alpha \left( y - \frac{L^* + (n_d + \Delta n)l_d}{\tan \alpha} \right) - (1 - \cos \Delta\alpha)(x + \Delta n l_d) + \Delta\alpha^2 \Delta n l_d \frac{1}{\tan^2 \alpha} - \Delta\alpha^3 \left( \Delta n l_d \frac{\cos \alpha}{\sin^3 \alpha} \right) + O(\Delta\alpha^4) \right]. \quad (9)$$

Оптимальное положение оси в этой схеме

$$x_0 = -\Delta n l_d \left( \frac{2}{\tan^2 \alpha} + 1 \right), \quad y_0 = \frac{L^* + (n_d + \Delta n)l_d}{\tan \alpha} \quad (10)$$

смещено из плоскости дифракционной решетки на небольшую величину и позволяет непрерывно перестраивать лазер в диапазоне

$$\frac{\Delta\lambda_{\max}}{\lambda} = \left( \frac{2\lambda}{\Delta n l_d \cos^2 \alpha} \right)^{1/3}. \quad (11)$$

Заметим, что решение (10) «заныляет» члены в правой части, содержащие длину внешнего плеча резонатора, во всех порядках разложения по углу  $\Delta\theta$ . Это означает, что в отсутствие дисперсии вращение решетки вокруг оси (10) обеспечивало бы идеальное согласование параметров резонатора. Отметим также, что результат (11) не зависит от длины составного резонатора.

Идеальное согласование имеет место и в шатунной схеме [2]. Совпадение свойств схем при видимом различии их устройства объясняется наличием в рассматриваемой схеме дополнительного набега фазы из-за трансляции решетки вдоль самой себя относительно оптической оси. При этом интервал непрерывной перестройки схемы в [2], как и в схеме рис. 1, в действительности ограничен дисперсией в активной области. Уменьшение влияния этого фактора требует внесения в резонатор [2] малых поправок. Для компенсации дисперсии в первом порядке между шатуном и плоскостью решетки необходимо ввести угол  $\varepsilon$ , во втором порядке – сместить рельс, перпендикулярный оптической оси, на  $\delta$ , причем

$$\varepsilon = \frac{2\Delta n l_d}{\tan^2 \alpha (L + \Delta n l_d)}, \quad \delta = -\Delta n l_d \left( \frac{2}{\tan^2 \alpha} + 1 \right),$$

где  $\alpha$  – рабочий угол решетки в [2].

Линеаризованное приращение  $\Delta F$  в точке  $(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y)$  без учета дисперсии есть

$$\Delta F(\alpha_0, \Delta\alpha, x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y) = \frac{\lambda}{L} \left[ \Delta y \Delta\alpha + \left( \frac{\Delta x}{2} - \tan \alpha \Delta y \right) \Delta\alpha^2 \right], \quad (12)$$

откуда, решив уравнения (7), получим

$$\Delta x = \lambda \left( \frac{\lambda}{\delta \lambda \tan \alpha} \right)^2, \quad \Delta y = \frac{\lambda^2}{\delta \lambda \tan \alpha}, \quad (13)$$

где  $\delta\lambda$  – интервал непрерывной перестройки.

Из (12) следует, что в любой точке прямой, параллельной оптической оси с ординатой  $y_0$ , выполняется (5.1), таким образом это есть геометрическое место «осей первого порядка» (ОПП) (см.рис.1).

Соотношения (13) показывают, что ширина интервала непрерывной перестройки в  $\lambda/\delta\lambda$  раз сильнее зависит от смещения положения оси вращения в направлении, перпендикулярном прямой «первого порядка», чем от

смещения вдоль нее.

Приведем характерный численный пример. Пусть длина волны излучения  $\lambda_r = 800$  нм, параметр решетки  $d = 1200^{-1}$  мм, длина лазерного диода  $l_d = 600$  мкм, коэффициент преломления в активной области  $n_d = 3.5$ , эффективный коэффициент преломления  $n_d + v dn_d/dv = 5$ . Тогда из (11) имеем  $\Delta\lambda_{\max}/\lambda = 0.11$ ,  $\Delta\lambda_{\max} = 88$  нм.

Для оценки области максимальной перестройки, воспользовавшись (13) и приняв  $\delta\lambda = \Delta\lambda_{\max}$ , получим  $\Delta x = 236$  мкм,  $\Delta y = 14$  мкм. Для  $\delta\lambda = \Delta\lambda_{\max}/10 = 8.8$  нм имеем  $\Delta x \approx 2000$  мкм,  $\Delta y = 1.4$  мм. Оптимальное положение оси в подобной схеме – точка  $(x_0, y_0)$  – обозначена на рис.1 точкой А.

### 3.2. Голографический селектор в автоколлимационной схеме (рис.2)

В этой схеме вокруг неподвижной оси вращается голографический селектор, изготовленный на призме с углом при основании  $\alpha$  и показателем преломления  $n_p$ . Параллельный пучок лазера падает на входную поверхность призмы под малым углом  $\theta$  ( $\leq 3^\circ$ ) и проходит внутрь нее под углом преломления  $\phi(\theta)$ , таким, что  $\sin \theta = n_p \sin \phi$ . Дифракция в  $-1$ -й порядок определяется соотношением  $\lambda_r(\theta) = 2dn_p \sin(\alpha + \phi)$ . Часть оптической длины внешнего резонатора, лежащая внутри призмы, равна  $n_p l(\theta)$ . Отрезок оптической оси между лазером и призмой обозначим через  $L^*(\theta)$ . Полная длина резонатора есть сумма его составных частей:  $L(\theta_0) = L^*(\theta_0) + n_p l(\theta_0) + n_d(\theta_0)l_d$ . Приращение длины  $\Delta L(\theta_0, \Delta\theta) = \Delta L^*(\theta_0, \Delta\theta) + n_p \Delta l(\theta_0, \Delta\theta) + \Delta L_{\text{dis}}(\theta_0, \Delta\theta)$ , где

$$\Delta L_{\text{dis}} = \frac{dn_d}{dv} \Delta v(\theta) l_d = \Delta n l_d \sin(\alpha + \phi_0) \Delta \frac{1}{\sin(\alpha + \phi)}. \quad (14)$$

В данной схеме происходит смещение оси пучка, падающего на фазовую решетку, относительно ее штрихов в перпендикулярном им направлении. Определив из рис.2 зависимости  $L^*(\theta), l(\theta), t(\theta)$  и проведя разложение (4), получим оптимальное положение оси в этой схеме:

$$x_0 = \frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 \cos^2 \phi} \left[ L^* - (L + \Delta n l_d) \frac{\tan \phi}{\tan(\alpha + \phi)} \right] - \frac{\Delta n l_d}{n_p^2} \left[ \frac{2}{\tan^2(\alpha + \phi)} + 1 \right] \frac{1 - n_p^2 \sin^2 \phi}{\cos^2 \phi}, \quad (15)$$

$$y_0 = \frac{(L + \Delta n l_d) \sqrt{1 - n_p^2 \sin^2 \phi}}{n_p \tan(\alpha + \phi) \cos \phi}.$$

Здесь опущены нулевые индексы у начальных углов.

С помощью (4), (5.3) и (6) получаем оценку:

$$\frac{\Delta\lambda_{\max}}{\lambda} = \frac{(1 - n_p^2 \sin^2 \phi)^{1/2}}{n_p \cos \phi} \left[ \frac{2\lambda}{\Delta n l_d} \cos^2(\alpha + \phi) \right]^{1/3}. \quad (16)$$

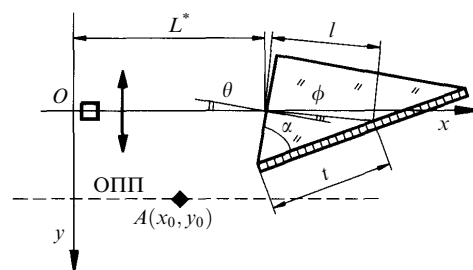


Рис.2.

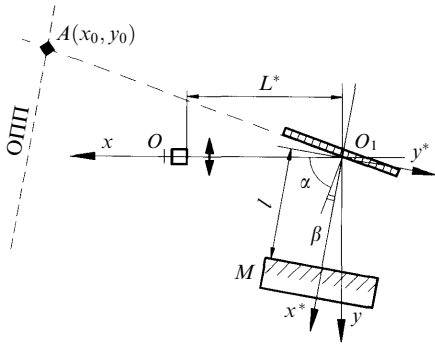


Рис.3.

Заметим, что диапазон непрерывной перестройки в данном случае определяется только дисперсией активной области (3-й порядок разложения). Неидеальность рассматриваемого способа согласования геометрических параметров составного резонатора проявляется здесь в следующем (4-м) порядке разложения по  $\Delta\theta$ . Приращение (12) имеет теперь вид

$$\Delta F(\theta_0, \Delta\theta, x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y) = \frac{\lambda}{L} \Delta y \Delta\theta + \theta(\Delta\theta^2). \quad (17)$$

Коэффициент при квадратичном члене в (17) в этом случае выглядит довольно громоздко и здесь не приводится. Тем не менее можно отметить наличие прямой «первого порядка», параллельной оптической оси (рис.2).

В частном случае  $\theta = \phi = 0$ , т.е. при нормальном падении луча на входную поверхность призмы,

$$x_0 = \frac{n_p^2 - 1}{n_p^2} L^* - \frac{\Delta n_d}{n_p^2} \left( \frac{2}{\tan^2 \alpha} + 1 \right), \quad (18)$$

$$y_0 = \frac{L + \Delta n_d}{n_p \tan \alpha},$$

$$\frac{\Delta \lambda_{\max}}{\lambda} = \frac{1}{n_p} \left( \frac{2\lambda}{\Delta n_d} \cos^2 \alpha \right)^{1/3}. \quad (19)$$

Принимая в приведенном выше характерном численном примере показатель преломления призмы  $n_p = 1.45$ , имеем  $\lambda_{\max}/\lambda = 0.077$ ,  $\Delta \lambda_{\max} = 62$  нм.

Задача о вращении голографического селектора сводится к задаче о вращении дифракционной решетки в автоколлимационной схеме (см. рис.1), если положить

$$n_p = 1, \quad \theta = \phi, \quad \alpha + \phi = \alpha_g, \quad (20)$$

где  $\alpha_g$  – угол падения луча на решетку.

В следующих примерах перестроечных схем (рис.3, 4) перемещаемым элементом является зеркало, которое может быть значительно легче дифракционной решетки и голографического селектора, что позволяет увеличивать частоту модуляции лазера с внешним резонатором.

### 3.3. Схема Литмана (рис.3)

Внешний резонатор, показанный на рис.3, может иметь повышенную по сравнению с автоколлимационной схемой селективность. Ее другое достоинство – возможность вывода излучения из нулевого порядка решетки. Этот луч остается неподвижным при перестройке частоты лазера. Пучок света лазера падает в точке  $O$  на решетку под углом  $\alpha$ . Дифрагировавший под углом  $\beta$  свет отражается от зеркала и, снова дифрагируя на решетке, возвращается в лазерный диод (углы  $\alpha$  и  $\beta$  отсчитываются в разные стороны от нормали к решетке).

Эти условия дифракции определяются соотношением  $\lambda_r = d(\sin \alpha - \sin \beta)$ . При перестройке с помощью зеркала положение оси пучка на решетке не меняется. Дополнительный набег фазы, связанный с трансляцией решетки вдоль самой себя, отсутствует. Длина внешнего резонатора содержит постоянную часть  $L^*$  (от лазера до решетки) и переменные  $l(\beta)$  и  $n_d l_d$ :  $L(\beta) = L^* + l(\beta) + n_d l_d$ . Приращение длины  $\Delta L(\beta_0, \Delta\beta) = \Delta l(\beta_0, \Delta\beta) + \Delta n_d l_d (\sin \alpha - \sin \beta_0) \Delta(1/(\sin \alpha - \sin \beta))$ .

Расположение системы координат ясно из рисунка. Оптимальное положение оси вращения зеркала

$$x_0 = \frac{L \sin \alpha}{\sin \alpha - \sin \beta} + 2\Delta n_d \frac{\cos^2 \beta \cos(\alpha + \beta)}{(\sin \alpha - \sin \beta)^2}, \quad (21)$$

$$y_0 = \frac{L \cos \alpha}{\sin \alpha - \sin \beta} + 2\Delta n_d \frac{\cos^2 \beta \sin(\alpha + \beta)}{(\sin \alpha - \sin \beta)^2}$$

смещено из плоскости решетки на небольшую величину. Нулевые индексы опущены. Решение (21) также задает идеальное положение оси вращения зеркала в отсутствие дисперсии. Диапазон непрерывной перестройки

$$\frac{\Delta \lambda_{\max}}{\lambda} = \left( \frac{\lambda}{\Delta n_d} \frac{2 \cos^2 \beta}{1 - \sin \alpha \sin \beta} \right)^{1/3}. \quad (22)$$

Линеаризованное приращение функции  $F$ , выраженное в координатах, повернутых вокруг точки  $O$  на угол  $\alpha + \beta$  (рис.1–4), имеет следующий вид:

$$\Delta F(\beta_0, \Delta\beta, x_0^* + \Delta x^*, y_0^* + \Delta y^*) = \frac{\lambda}{L} \left( \Delta y^* \Delta\beta - \Delta x^* \frac{\Delta\beta^2}{2} \right).$$

Ось «первого порядка» параллельна переменному плечу  $l(\beta_0)$  внешнего резонатора. Тогда имеем

$$\Delta \lambda_{\max}/\lambda = 0.12, \quad \Delta \lambda_{\max} = 96 \text{ нм.}$$

### 3.4. Голографический селектор с промежуточным зеркалом (рис.4)

Более употребительной (и более удобной) является схема внешнего резонатора с неподвижным голографическим селектором. Юстировка такого резонатора осуществляется с помощью дополнительного зеркала. Обозначим угол падения луча на зеркало и отражения от него через  $\beta$ . Оптическая длина резонатора складывается из следующих отрезков:  $L_1(\beta)$  (от лазера до зеркала +  $n_d l_d$ ),  $L_2(\beta)$  (от зеркала до входной поверхности призмы селектора) и  $n_p l(\beta)$  (отрезок оптического пути внутри

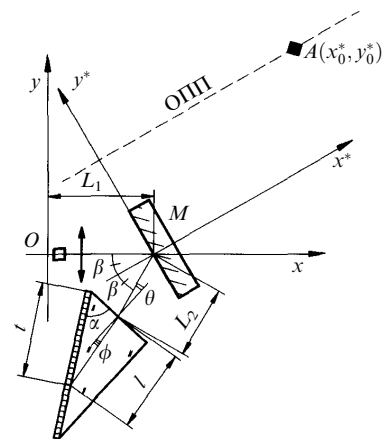


Рис.4.

призмы). Полная длина резонатора  $L(\beta) = L_1(\beta) + L_2(\beta) + n_p l(\beta)$ . Остальные параметры схемы аналогичны приведенным на рис.2.

При повороте зеркала вокруг оси  $z$  приращение угла  $\beta$  совпадает с приращением угла поворота, а приращение угла  $\theta$  в два раза больше него.

Результат расчета представлен в координатах  $x^*, y^*$ , повернутых относительно точки  $O$  на угол  $\beta$ , начало их отсчета смещено в точку падения луча на зеркало (рис.4):

$$\begin{aligned} x_0^* &= \frac{2}{\cos \beta} \left[ L_1 - (L + \Delta n l_d) \frac{(1 - n_p^2 \sin^2 \phi)^{1/2}}{n_p \cos \phi} \right. \\ &\times \left. \frac{\tan \beta}{\tan(\alpha + \phi)} \right] - \frac{n^2 - 1}{n^2 \cos^2 \phi} \frac{2}{\cos \beta} \left[ L_1 + L_2 - (L + \Delta n l_d) \right. \\ &\times \left. \frac{\tan \phi}{\tan(\alpha + \phi)} \right] + \frac{4\Delta n l_d}{\cos \beta} \frac{1 - n_p^2 \sin^2 \phi}{n_p^2 \cos^2 \phi}, \\ y_0 &= \frac{L + \Delta n l_d}{n_p \tan(\alpha + \phi) \cos \beta} \frac{(1 - n_p^2 \sin^2 \phi)^{1/2}}{\cos \phi}. \end{aligned} \quad (23)$$

При смещении оси из наилучшей точки получаем линеаризованное по  $x^*$  и  $y^*$  (рис.4) выражение для расстройки:

$$\Delta F(\beta_0, \Delta \beta, x_0^* + \Delta x^*, y_0^* + \Delta y^*) = \frac{\lambda}{L} \cos \beta \Delta y^* 2\Delta \beta + O(\Delta \beta^2).$$

ОПП перпендикулярна плоскости зеркала.

### 3.5. Решетка с промежуточным зеркалом

В частном случае (20), т.е. при использовании решетки по схеме рис.4,

$$\begin{aligned} x_0^* &= \frac{2}{\cos \beta} \left[ L_1 - (L + \Delta n l_d) \frac{\tan \beta}{\tan \alpha^*} \right] + \frac{4\Delta n l_d}{\cos \beta}, \\ y_0 &= \frac{L + \Delta n l_d}{n_p \tan \alpha^* \cos \beta}. \end{aligned} \quad (24)$$

Для интервала непрерывной перестройки в этом случае

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \lambda_{\max}}{\lambda} &= \left| \left\{ \lambda \left[ \left( (L_1 \tan \alpha^* - (L + \Delta n l_d) \frac{\tan \beta}{\tan^2 \alpha^*}) \right. \right. \right. \right. \\ &\times \left. \left. \left. \tan \beta \tan^2 \alpha^* + 4\Delta n l_d (\tan^2 \alpha^* + 1) \right)^{-1} \right]^{1/3} \right|. \end{aligned}$$

Выберем такую геометрию внешнего резонатора, чтобы первое слагаемое в знаменателе подкоренного выражения обратилось в нуль. Если остальные параметры схемы взяты из характерного численного примера,  $\Delta \lambda_{\max}/\lambda = 0.056$ ,  $\Delta \lambda_{\max} = 44$  нм.

## Заключение

Приведенные выше расчеты показывают, что ограничение, накладываемое дисперсией в активной области

лазера, позволяет при правильном выборе положения неподвижной оси вращения непрерывно перестраивать инжекционный лазер с внешним резонатором в пределах практически всей линии усиления. Поскольку ограничение связано с шириной линии усиления, то на передний план выдвигаются другие ограничивающие факторы. Среди них первым назовем остаточный коэффициент отражения лазерного диода, особенно с учетом его спектральной зависимости. Другое ограничение связано собственно с большим диапазоном перестройки частоты. Механическое устройство, перемещающее селективный элемент или зеркало на расстояния, много большие длины волны, должно обеспечивать параллельность штрихов решетчатой оси вращения и активной области лазера во всем диапазоне перемещения. Для того чтобы изображение вернувшегося от решетки пучка на просветленной грани лазерного диода не выходило за размеры активной области, эта параллельность должна поддерживаться на уровне

$$\delta \gamma \approx \frac{a}{f} \frac{\lambda}{\Delta \lambda_{\max}},$$

где  $a$  – ширина активной области;  $f$  – фокусное расстояние линзы. Из приведенных оценок следует (принимая  $a = 5$  мкм,  $f = 7$  мм), что  $\delta \gamma \approx 0^\circ 30'$ .

Авторы благодарны М. де Лабашелери за предоставленную возможность ознакомиться с рукописью дополнения к работе [5].

1. Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С. *Перестраиваемые лазеры* (М., Радио и связь, 1982).
2. Favre F., le Guen D., Simon J., Landousies B. *Electron. Letts*, **22**, 795 (1986).
3. Schremer A.T., Tang C.L. *Photonics Technol. Letts*, **2**, 3 (1990).
4. Nilsson O., Goobar E. In: *Regular papers ECOC'90* (v.1, 1990, p.373).
5. De Labachellerie M., Passedat G. *Appl. Optics*, **32**, 269 (1993).
6. Соскин М.С., Тараненко В.В. *Квантовая электроника*, **4**, 536 (1977).
7. Дермтредер В. *Лазерная спектроскопия. Основные принципы и техника эксперимента* (М., Наука, 1985).
8. Lang R., Kobayashi K. *IEEE J. Quantum Electronics*, **2**, 347 (1980).
9. Быковский Ю.А., Величанский В.Л., Гончаров И.Г., Грачев А.П., Зибров А.С., Коваль С.И., Пак Г.Т. *Квантовая электроника*, **16**, 1128 (1989).
10. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **10**, 1851 (1983).
11. Акульшин А.М., Баженов В.Ю., Величанский В.Л., Зверков М.В., Зибров А.С., Никитин В.В., Охотников О.Г., Саутенков В.А., Сенков Н.В., Юркин Е.К. *Квантовая электроника*, **13**, 1391 (1986).

**A.V.Yarovitskii, V.L.Velichanskii. Limits of continuous frequency tuning of injection lasers with selective external cavities.**

A method for mechanical coupling of the shifts of the band of a selective device to a mode of an injection laser with an external cavity is considered. The method reduces to finding the optimal variant of plane-parallel motion of one of the cavity devices. Solutions are found for important modifications of external cavity systems (in the case of rotation about a fixed axis). Estimates are obtained of the possible width of the continuous tuning range and of the sensitivity of the tuning system to alignment errors.