

**Московский физико-технический институт
(государственный университет)**

Факультет проблем физики и энергетики

Кафедра “Плазменная энергетика”

Допущен к защите

_____20.06.2004

Зам. зав. кафедрой

проф. Н.Г. Ковальский

Дипломная работа

(выпускная квалификационная работа для присвоения степени бакалавра)

**ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ПЛОСКОСЛОИСТЫХ СТРУКТУР**

Студент-выпускник

ФПФЭ, 4 курс, гр. 081-А

_____О.В. Пилявец

Руководитель

профессор, д. ф.-м. н.

_____А.П. Напартович

Москва-Троицк 2004

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Типичная структура полупроводникового лазера с вертикальным резонатором (ПЛВР)	4
3. Основные уравнения	6
4. Дисперсионное соотношение для симметричной структуры	9
5. Описание численного алгоритма	11
6. Некоторые оптические свойства ПЛВР-структур	13
7. Заключение	18
Литература	19

1. Введение

Будучи в настоящее время самыми распространёнными, диодные лазеры составляют более половины от всего лазерного рынка продаж в мире. Полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (ПЛВР), известные в англоязычной литературе как VCSELs (vertical-cavity surface-emitting lasers), в настоящее время являются одними из наиболее перспективных типов диодных лазеров, используемых в разнообразных областях приложений, таких как оптическая связь, дистанционный сбор данных и оптическая запись. По оценкам американских консалтинговых компаний объем продаж передающих устройств на базе ПЛВР достигнет почти 6 миллиардов долларов к 2008 году [11].

Одномодовые ПЛВР с выходной мощностью порядка 10 мВт и выше ($\lambda = 1.3 - 1.55$ мкм) были бы полезны в качестве телекоммуникационных передатчиков или источников излучения для оптической связи. Однако коммерчески доступные ПЛВР [1,2] даже с меньшими длинами волн излучения ($\lambda = 0.85$ мкм) имеют сейчас выходную мощность в диапазоне 3–5 мВт. Сейчас требуется дальнейшая работа по повышению стабильности одномодового (по поперечным индексам) режима.

Преимущества таких лазеров, заключающиеся в удобстве вывода излучения, симметричной форме выходного пучка (отсутствие астигматизма, присущего полупроводниковым лазерам других типов), работе в одномодовом одночастотном режиме генерации, высокой частоте модуляции (десятки ГГц), малых шумах и низких значениях рабочего тока, заставляют разработчиков из многих фирм прикладывать большие усилия в преодолении трудностей. Следует сказать, что геометрия лазеров с вертикальным резонатором и вывод излучения через поверхность полупроводника облегчают производство и тестирование таких лазеров, что ведет к снижению их себестоимости и к быстрой окупаемости затрат на разработку.

Недавно была продемонстрирована генерация излучения большой мощности поверхностно-излучающим полупроводниковым лазером с составным резонатором [4-6]. Выходная мощность 500 мВт с качеством пучка $M^2 < 1.2$ была получена в полупроводниковом лазере с внешним зеркалом как при оптической [5], так и при токовой накачке [7]. Для углубления понимания воздействия внешнего зеркала на процессы в ПЛВР необходимо продвижение в теоретическом описании.

Благодаря современным технологиям стало возможным изготовление достаточно компактных матриц из ПЛВРов, включающих в себя несколько десятков таких

«микролазеров», что особенно удобно для реализации многоканальной оптической связи. Переход к созданию таких двумерных решеток ПЛВР при условии когерентности излучения во всех каналах является привлекательным для увеличения яркости выходного излучения. Двумерные решетки ПЛВР перспективны также для управления лучом. Однако задача получения когерентного излучения дифракционного качества от всей решетки оказалась далеко не простой. Обычно сфазированные решетки ПЛВР генерируют антифазную моду, фазовый фронт которой необходимо дополнительно корректировать, или несколько мод (см., например [3]).

Численное моделирование пространственных мод дает ценную информацию для конструирования устройств. Сейчас существует ряд программ моделирования ПЛВР. Строгий метод конечных разностей в реальном времени приводит к угрожающему объему вычислений, что требует большого времени счета на мощном компьютере даже для простых конструкций [8]. Во многих важных случаях численное моделирование может быть проведено на основе метода эффективного показателя преломления, путём разделения переменных в продольном и поперечном направлении, предложенного в работе [9]. В таком подходе эффективный показатель преломления выражается через локальную резонансную длину волны. В [10] уравнение метода эффективного показателя преломления выводится явным образом, а также получены необходимые условия его применимости. Таким образом, при моделировании пространственных поперечных мод ценную информацию можно получить, разделяя переменные и решая только двумерную задачу в поперечных координатах. В данной работе создаётся программа, позволяющая изучить влияние вариации толщины составляющих ПЛВР слоёв на необходимую для применения метода эффективного коэффициента преломления резонансную длину волны и добротность ПЛВР-резонатора.

2. Типичная структура полупроводникового лазера с вертикальным резонатором (ПЛВР)

Структура ПЛВР состоит из 2-х брэгговских зеркал и λ -резонатора между ними. Обычно верхнее зеркало является р-полупроводником, а нижнее – n-полупроводником, поэтому о верхнем зеркале часто говорят как о р-зеркале, а о нижнем – как об n-зеркале. Структура выращивается на подложке из GaAs (см. рис.1). В продольном направлении различают так называемые элементные области, через которые выводится излучение (соответствуют белым квадратам на рис.1) и межэлементные области. Сверху элементная область напрямую соприкасается с воздухом, а межэлементная область ограничена металлом

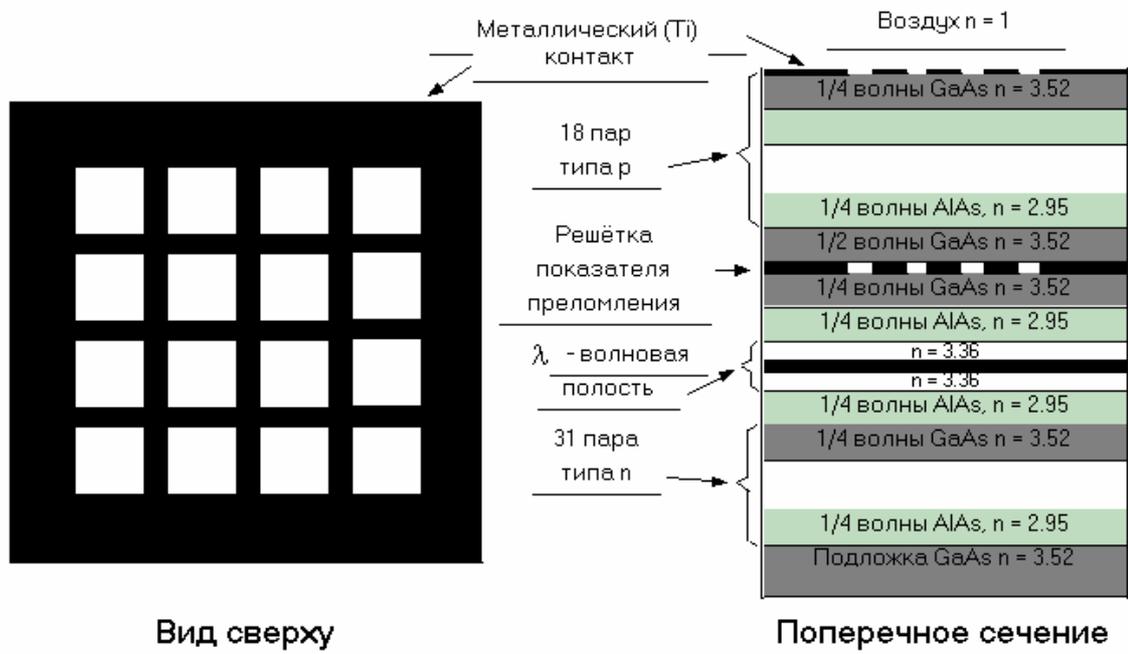


Рис.1 Схема набора ПЛВР в двух проекциях

(обычно титан). На рис.2,3 показан пример профиля коэффициента преломления в поперечном сечении для элементной и межэлементной областей.

Брэгговская решётка состоит из набора 20-40 пар чередующихся слоёв с более высоким и более низким показателями преломления (например, (Al)GaAs и AlAs), оптической длиной четверть волны каждый. Чтобы уменьшить влияние нелинейных эффектов, необходимо относительно большое значение скачка показателя преломления. Обычно нижнее брэгговское зеркало состоит из целого числа пар слоёв, а верхнее – из полуцелого. Для ПЛВР характерна очень высокая отражательная способность брэгговских зеркал и малая толщина активной области с квантовыми ямами, где происходит усиление. Характерная толщина всех слоёв в ПЛВР-структуре порядка десятков нанометров.

Оптическая толщина λ -резонатора кратна длине волны. Простейшая структура ПЛВР в параксиальном приближении эквивалентна резонатору Фабри-Перо с некоторой эффективной длиной. Максимум поля моды Фабри-Перо приходится на центр λ -резонатора, где находятся квантовые ямы, обеспечивающие усиление поля. В межэлементных областях, чтобы ввести поглощение, в верхнем брэгговском зеркале через несколько пар от λ -резонатора иногда помещают квантовые ямы для ослабления поля. Кроме того, дополнительное поглощение может иметь место в металлическом электроде.

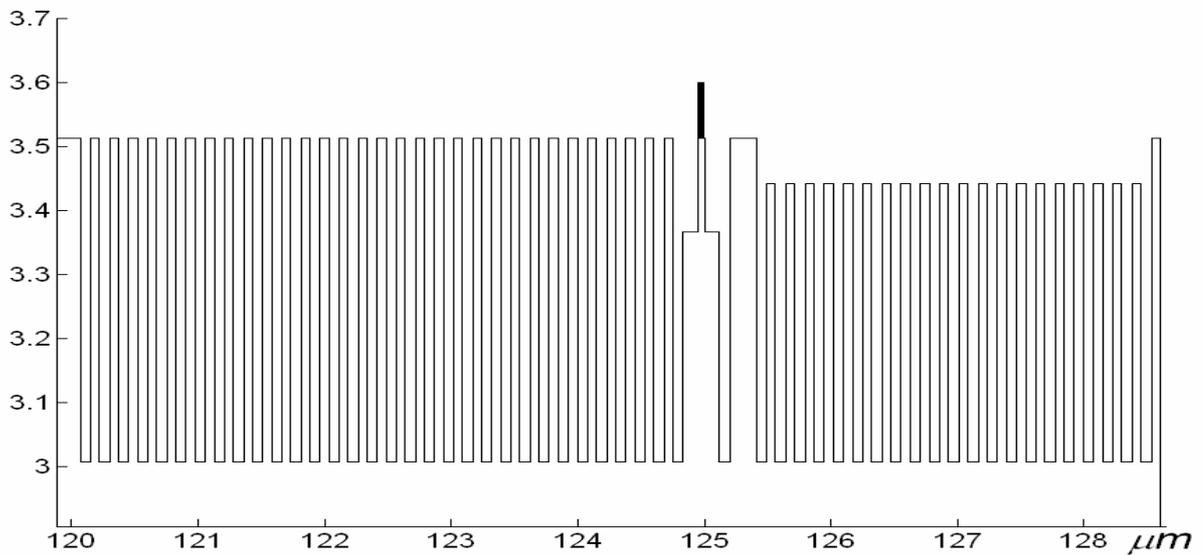


Рис. 2 Коэффициент преломления в элементной области

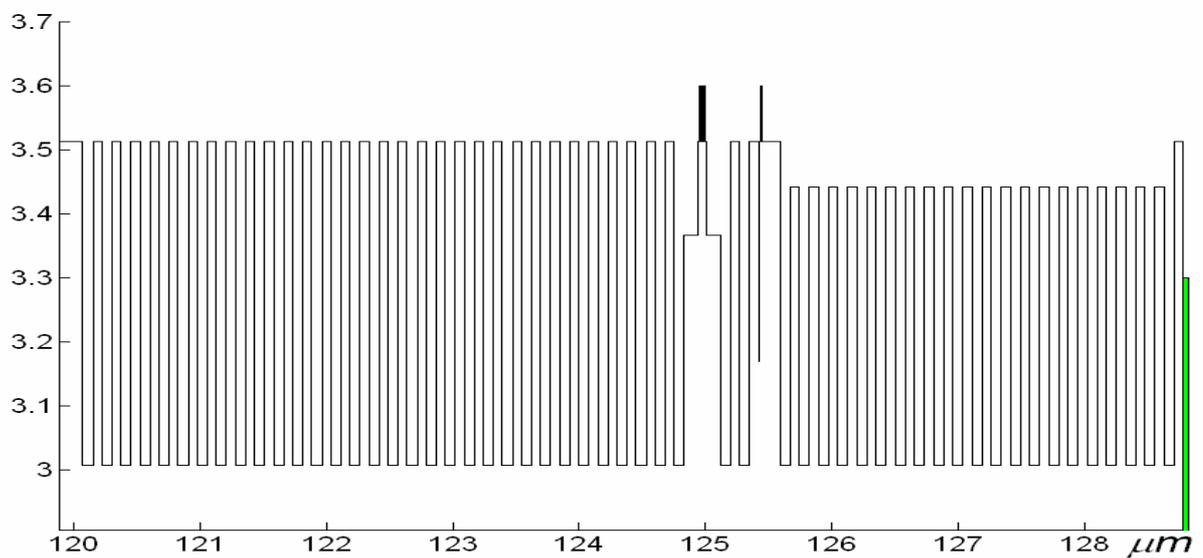


Рис. 3 Коэффициент преломления в межэлементной области

3. Основные уравнения

В нашем случае, при решении задачи о распространении излучения по координате x , электрическое поле E удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$E''(x) + k^2 n^2(x) E(x) = 0, \quad (3.1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор в вакууме, а $n(x)$ – показатель преломления – кусочно-постоянная функция координаты x (см. рис. 4).

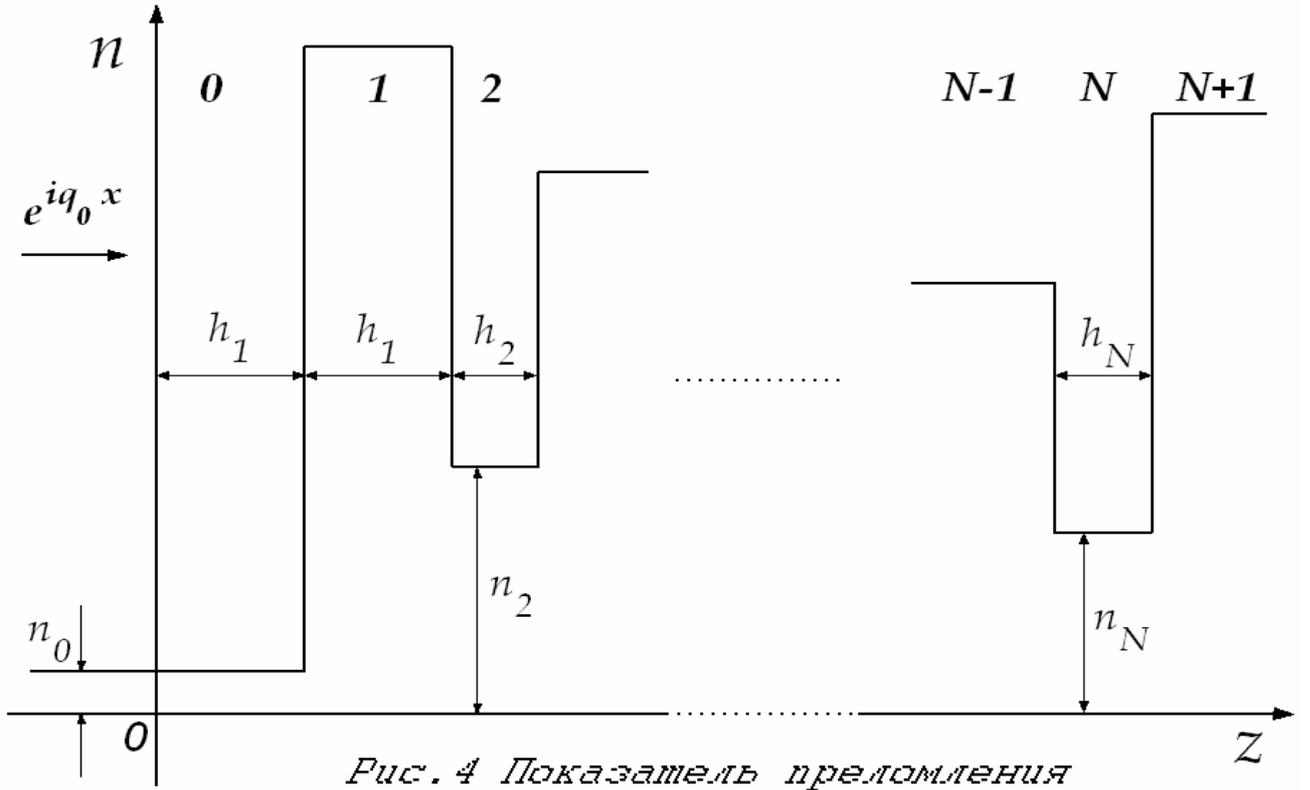


Рис. 4 Показатель преломления

Выберем начало координат так, как показано на рис. 4. Поле в каждом i -ом слое будем искать в виде суперпозиции 2-х волн:

$$E_i = A_i \exp(iq_i x) + B_i \exp(-iq_i x), \quad (3.2)$$

где $q_i = k_i n_i$ - волновой вектор в веществе в слое i , а координата x отсчитывается от границы слоя. Из условия шивки для E и E' на границе слоёв

$$\begin{aligned} E_{i+1}(0) &= E_i(h_i) \\ E'_{i+1}(0) &= E'_i(h_i) \end{aligned} \quad (3.3)$$

получаем связь между амплитудами поля в 2-х соседних слоях через матрицу, соответствующую переходу из $n-1$ -го в n -й слой:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix} &= T_{n-1 \rightarrow n} \begin{pmatrix} A_{n-1} \\ B_{n-1} \end{pmatrix} \\ T_{n-1 \rightarrow n} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \left(1 + \frac{q_{n-1}}{q_n}\right) \exp(iq_{n-1} h_{n-1}) & \left(1 - \frac{q_{n-1}}{q_n}\right) \exp(-iq_{n-1} h_{n-1}) \\ \left(1 - \frac{q_{n-1}}{q_n}\right) \exp(iq_{n-1} h_{n-1}) & \left(1 + \frac{q_{n-1}}{q_n}\right) \exp(-iq_{n-1} h_{n-1}) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

где h_i - толщина i -го слоя. Пусть структура состоит из N слоёв конечной толщины и 2-х крайних полубесконечных слоёв, которые будем обозначать индексами 0 и $N+1$ (нумеруем слева, см. рис.4). Чтобы получить матрицу $T_{0 \rightarrow 1}$, соответствующую переходу из левого

полубесконечного слоя в 1-й, нужно в (3.4) заменить h_{n-1} на h_1 и сделать подстановку $n = 0$, в чём можно убедиться, написав условия сшивки (3.3) для этого конкретного случая. В итоге матрица, связывающая амплитуды поля в крайних полубесконечных слоях выразится через произведение матриц:

$$\begin{pmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{pmatrix} = T_{\Sigma} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$T_{\Sigma} = T_{N \rightarrow N+1} \cdot \dots \cdot T_{1 \rightarrow 2} T_{0 \rightarrow 1}, \quad (3.6)$$

где $T_{N \rightarrow N+1}$ соответствует переходу из N -го в правый полубесконечный слой.

Пусть теперь слева на такую вышеописанную структуру падает волна амплитуды $\exp(iq_0 x)$. Рассмотрим задачу об отражении света. Обозначим через r коэффициент отражения, а через t – коэффициент прохождения волны, тогда с учётом граничных условий (отсутствие волны, падающей справа) соотношение (3.5) приобретает вид:

$$\begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix} = T_{\Sigma} \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix}, \quad T_{\Sigma} = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix},$$

следовательно,

$$r = -\frac{t_{21}}{t_{22}} \quad (3.7)$$

$$t = t_{11} - \frac{t_{12} t_{21}}{t_{22}} \quad (3.8)$$

Предположим, мы теперь хотим найти собственную моду в такой структуре. Будем считать, что амплитуда волны, выходящей слева, имеет вид $\exp(-iq_0 x)$, а справа - $C \exp(iq_{N+1} x)$. Подставляя граничные условия - отсутствие падающих волн слева и справа - в (3.5), получаем соотношение:

$$\begin{pmatrix} C \\ 0 \end{pmatrix} = T_{\Sigma} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

следовательно, дисперсионное уравнение имеет вид:

$$t_{22} = 0. \quad (3.9)$$

Мнимая часть λ соответствует затуханию колебаний. При этом добротность резонатора выражается формулой

$$Q = \frac{\operatorname{Re} \lambda}{\operatorname{Im} \lambda} \quad (3.10)$$

4. Дисперсионное соотношение для симметричной структуры

Конкретизируем вид дисперсионного соотношения (3.9) для простейшей симметричной структуры, состоящей из 2-х одинаковых брэгговских решёток и λ -резонатора между ними. Пусть показатель преломления граничных полубесконечных сред и прилегающих к λ -резонатору слоёв такой же, как и у одного из чередующихся слоёв в брэгговской решётке (обозначим сорт таких слоёв через a , сорт других слоёв в брэгговской решётке через b , а индекс c отнесём к λ -резонатору, см. рис.5).

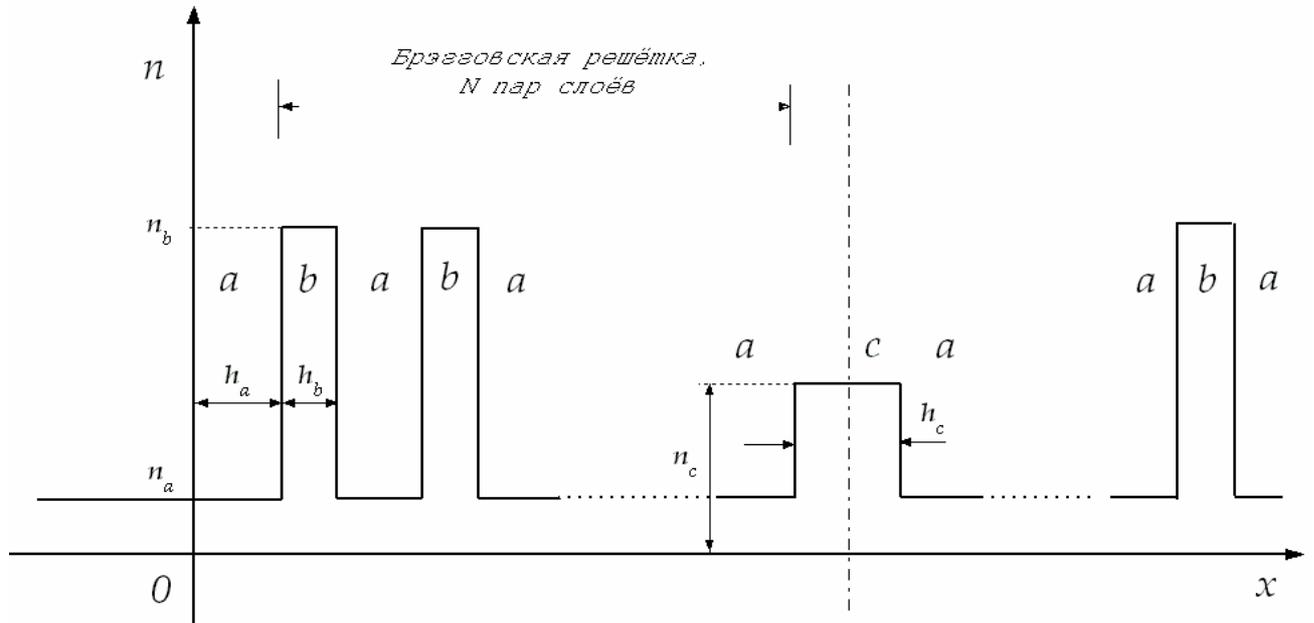


Рис. 5 Показатель преломления простейшей структуры

Связь амплитуд поля через период в брэгговской решётке (пусть граничными являются слои a) выразится через произведение матриц вида (3.4):

$$T_{a \rightarrow a} = T_{b \rightarrow a} T_{a \rightarrow b},$$

то есть

$$T_{a \rightarrow a} = \begin{pmatrix} \exp(iq_a h_a) (\cos(q_b h_b) + i \frac{q_a^2 + q_b^2}{2q_a q_b} \sin(q_b h_b)) & -i \exp(-iq_a h_a) \frac{q_a^2 - q_b^2}{2q_a q_b} \sin(q_b h_b) \\ i \exp(iq_a h_a) \frac{q_a^2 - q_b^2}{2q_a q_b} \sin(q_b h_b) & \exp(-iq_a h_a) (\cos(q_b h_b) - i \frac{q_a^2 + q_b^2}{2q_a q_b} \sin(q_b h_b)) \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

(заметим, что матрица в силу теоремы о вронскиане унимодулярны: $\det T = 1$). Пусть брэгговская решётка состоит из N пар слоёв, причём крайний левый слой считаем полубесконечным (см. рис.5). Тогда связь амплитуд поля в крайних слоях брэгговской

решётки выразится через N -ю степень матрицы перехода $T_{a \rightarrow b}$. Как известно, N -я степень унимодулярной матрицы T размера 2×2 выражается формулой:

$$T^N = \frac{\sin N\phi}{\sin \phi} T - \frac{\sin(N-1)\phi}{\sin \phi} E, \quad (4.2)$$

где E – единичная матрица, а ϕ может быть найдено из выражения:

$$\cos \phi = \frac{\text{Tr}T}{2}, \quad (4.3)$$

В нашем случае

$$\text{Tr}T_{a \rightarrow b} = 2 \cos(q_a h_a) \cos(q_b h_b) - \frac{q_a^2 + q_b^2}{q_a q_b} \sin(q_a h_a) \sin(q_b h_b), \quad (4.4)$$

следовательно, с учётом (4.3)

$$\cos \phi = \cos(q_a h_a) \cos(q_b h_b) - \frac{q_a^2 + q_b^2}{2q_a q_b} \sin(q_a h_a) \sin(q_b h_b) \quad (4.5)$$

Для нахождения собственных мод в такой структуре в силу симметрии можно вывести дисперсионное уравнение, написав граничные условия в центре λ -резонатора и рассматривая только половину структуры (рассмотрим левую часть). Для симметричных мод амплитуды в центре λ -резонатора равны друг другу, а для антисимметричных – равны по модулю, но имеют разные знаки. Так как мы находим моду, в крайнем левом слое присутствует только выходящая волна. Таким образом, граничные условия в центре λ -резонатора имеют вид:

$$A_c \exp(iq_c h_c / 2) = \pm B_c \exp(-iq_c h_c / 2), \quad (4.6)$$

а соотношение (3.5) переходит в

$$\begin{pmatrix} A_c \\ B_c \end{pmatrix} = T_{half} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (4.7)$$

где с учётом (3.6), (4.2)

$$T_{half} = T_{a \rightarrow c} T_{a \rightarrow b}^N = \frac{\sin N\phi}{\sin \phi} T_{a \rightarrow c} T_{a \rightarrow b} - \frac{\sin(N-1)\phi}{\sin \phi} T_{a \rightarrow c}, \quad (4.8)$$

а $\cos(\phi)$ даётся формулой (4.5). Подставляя (4.8) в (4.7), а затем (4.7) в (4.6), легко видеть, что дисперсионное уравнение (3.9) для случая чётных мод имеет вид

$$\begin{pmatrix} i \sin\left(\frac{q_c h_c}{2}\right) - \frac{q_a}{q_c} \cos\left(\frac{q_c h_c}{2}\right) \end{pmatrix} \left(\exp(-iq_a h_a) \cos(q_b h_b) - iF\left(\frac{q_a}{q_b}, q_a h_a\right) \sin(q_b h_b) - \frac{\sin(N-1)\phi}{\sin N\phi} \right) \cdot \exp(-iq_a h_a) = i \frac{q_a^2 - q_b^2}{q_b q_c} \sin(q_b h_b) \cos\left(\frac{q_c h_c}{2}\right), \quad (4.9)$$

а для случая нечётных

$$\left(\cos\left(\frac{q_c h_c}{2}\right) - i \frac{q_a}{q_c} \sin\left(\frac{q_c h_c}{2}\right) \right) \left(\exp(-iq_a h_a) \cos(q_b h_b) - iF\left(\frac{q_a}{q_b}, q_a h_a\right) \sin(q_b h_b) - \frac{\sin(N-1)\phi}{\sin N\phi} \right) \cdot \exp(-iq_a h_a) = \frac{q_a^2 - q_b^2}{q_b q_c} \sin(q_b h_b) \sin\left(\frac{q_c h_c}{2}\right), \quad (4.10)$$

где введено обозначение:

$$F(x, \alpha) = x \cos \alpha - i \frac{1}{x} \sin \alpha$$

5. Описание численного алгоритма

Собственные моды резонатора можно найти, численно перемножая матрицы вида (3.4) и решая дисперсионное уравнение (3.9) относительно неизвестного комплексного λ . Решение такого уравнения достаточно сложно даже для случая одного неизвестного, и существует множество методов численного решения. В данной работе решение было найдено методом нахождения минимума функции

$$f(\text{Re } \lambda, \text{Im } \lambda) = \ln(|t_{22}(\text{Re } \lambda, \text{Im } \lambda, n(x))| + 1), \quad (5.1)$$

в пространстве 2-х переменных, где $n(x)$ – известная кусочно-постоянная функция, в общем

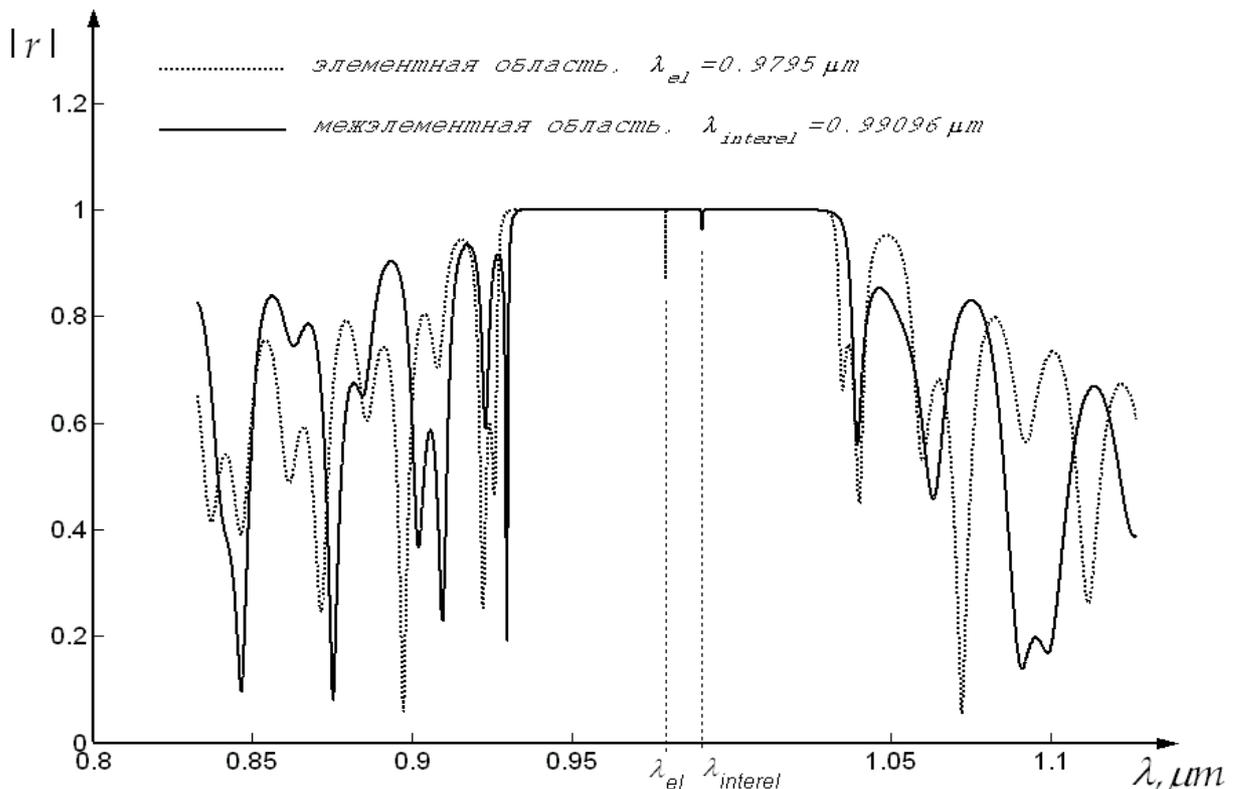


Рис. 6 Зависимость коэффициента отражения от длины волны падающего излучения

случае комплекснозначная. Начальное приближение для поиска минимума находилось из

следующих соображений. Уравнение Гельмгольца (3.1) формально совпадает с квантово-механическим уравнением Шредингера. При этом, как известно из квантовой механики, полюсы коэффициента отражения (3.7) соответствуют собственным состояниям, которым в нашем случае эквивалентны моды резонатора. Таким образом, для нахождения собственных состояний, достаточно найти полюсы коэффициента отражения (3.7). Мы легко можем найти модуль коэффициента отражения как функцию действительной длины волны. График такой функции для случая элементной и межэлементной областей приведён на рис.6. Широкое плато в коэффициенте отражения обязано наличию брэгговских зеркал с большим числом слоёв. В силу того, что мы рассматриваем задачу о высокодобротном резонаторе, в нашем случае (см. формулу (3.10)) всегда $\text{Im}(\lambda) \ll \text{Re}(\lambda)$: для типичных структур $Q \sim 10^4$, а рабочая длина волны порядка 1 мкм. Поэтому мы полагаем в зависимости модуля коэффициента отражения (3.7) от комплексной длины волны $\text{Im}(\lambda)=0$, и находим начальное приближение для действительной части длины волны. Как видно из рис. 6, при этом вместо полюса мы имеем провал на действительной оси λ , находящийся на горизонтальном плато. Как и ожидалось, имеется сдвиг между собственными длинами волн элементной и межэлементной областей (λ_{el} и $\lambda_{interel}$ соответственно). Найденные таким образом действительные части длин волн для элементной и межэлементной областей теперь подставляем в функцию (5.1) и находим начальные приближения для соответствующих мнимых частей λ , после чего ищем минимум функции (5.1) по начальному приближению. Затем, зная комплексное λ , находим добротности по формуле (3.10). Предложенный численный алгоритм был реализован с помощью пакета прикладных

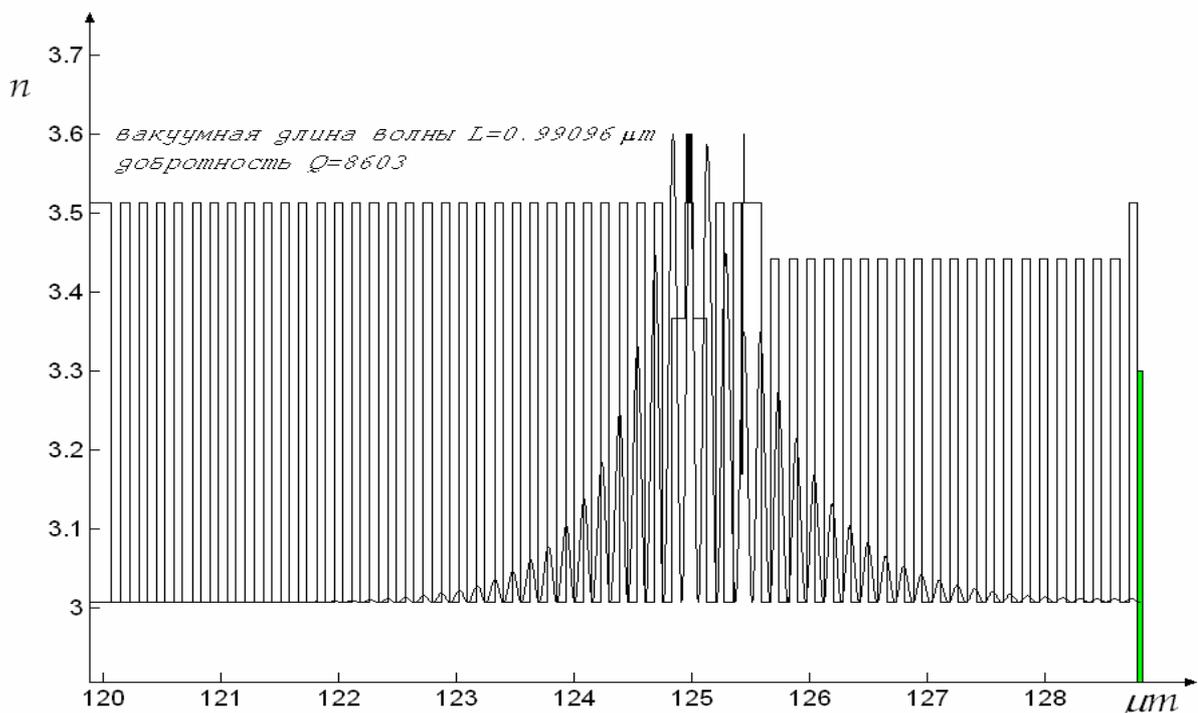


Рис. 6 Результаты расчёта моды в межэлементной области

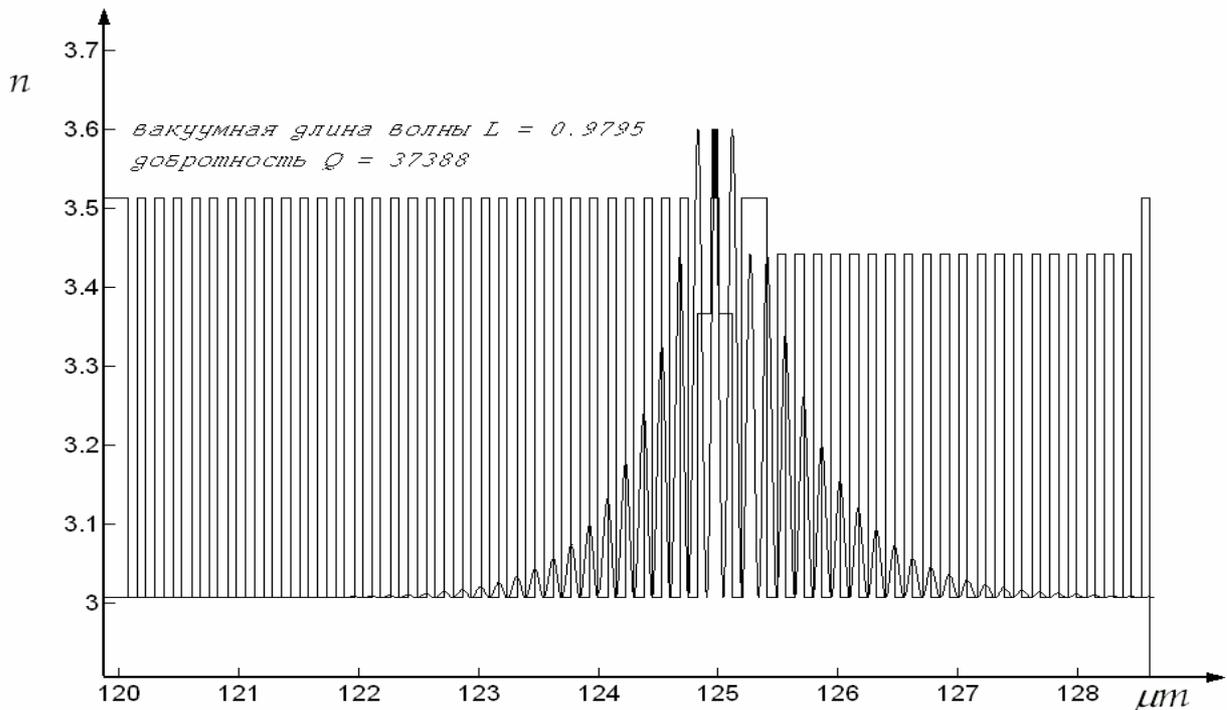


Рис. 7 Результаты расчёта моды в элементной области

программ MatLab. Пример результатов расчёта моды (распределения интенсивности поля в моде) для элементной и межэлементной областей приведён на рис. 7, 8. Для удобства уровень нулевого значения интенсивности совмещён с минимальным коэффициентом преломления в брэгговских решётках, а максимум интенсивности – с максимальным значением коэффициента преломления во всей структуре.

В обоих случаях левая брэгговская решётка состоит из чередующихся слоёв AlAs и арсенида галлия GaAs (32 пары), а правая – из AlAs и Al_{0.15}GaAs (20,5 пар). Излучение выходит направо. Квантовые ямы в λ -резонаторе сделаны из In_{0.18}GaAs и GaAs, а прилегающие к ним боковые обкладки из Al_{0.25}GaAs. Кроме того, в межэлементной области справа от λ -резонатора вставлены квантовые ямы из материалов In_{0.18}GaAs и InGaP. Вся структура выращена на подложке из арсенида галлия.

6. Некоторые оптические свойства ПЛВР-структур

Для практических применений и построения новых конструкций часто бывает полезно знать как добротность и собственная длина волны резонатора зависят от вариации толщины некоторых слоёв в ПЛВР-структуре. Рассмотрим некоторые частные случаи.

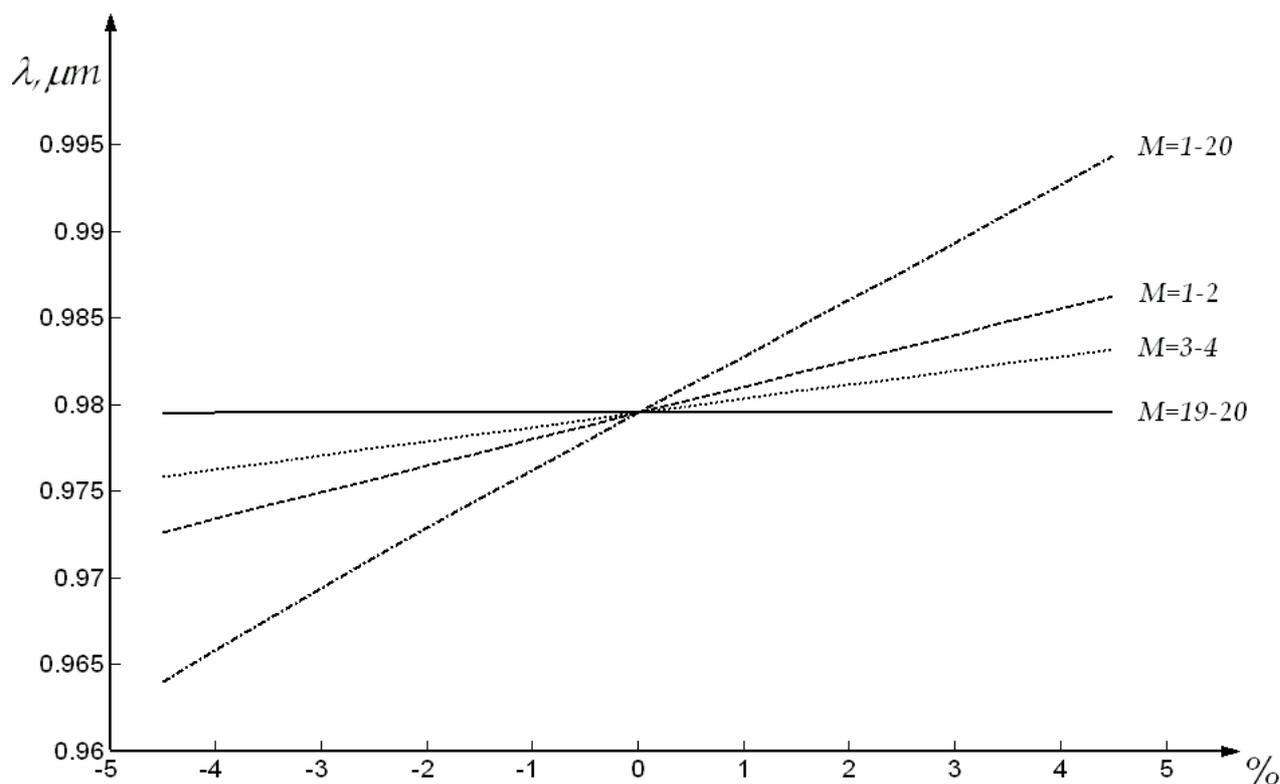


Рис. 9 Зависимость собственной длины волны резонатора от вариации толщины различных элементов брэгговской решётки ($M=20$)

В данной работе методом численного моделирования была получена зависимость собственной длины волны резонатора от вариации толщины некоторых пар слоёв в нижней брэгговской решётке (количество пар $M = 20$, см. рис. 9), что совпадает с результатами, приведёнными в [3] (см. стр. 390). Надписи рядом с кривыми на рис. 9 показывают, толщина каких по счёту от λ -резонатора пар варьировалась (в процентах от первоначальной толщины). Как видно из рисунка, длина волны изменяется линейно и монотонно при небольших вариациях толщины указанных пар, причём изменение растёт с числом пар, толщина которых варьируется, и с приближением этих пар к λ -резонатору [3]. Однако, как было получено из результатов численного расчёта, собственная длина волны зависит существенно сильнее от вариации толщины λ -резонатора. Данные результаты имеют практический интерес для построения “монолитного” набора из ПЛВР-структур, где каждый из составляющих матрицу лазеров работает на своей длине волны [3].

Для увеличения поглощения в межэлементной области подбирают толщину последнего слоя перед металлом, а соответственно, и последнего слоя перед воздухом в элементной области (так как набор из ПЛВР-структур изготавливается монолитно методом осаждения из металлоорганических паров). Получающиеся в таком случае оптические характеристики для элементной и межэлементной областей приведены на рис. 10, 11 (по горизонтальной оси, как и в предыдущем случае, отложена добавка к толщине рассматриваемого слоя в процентах от первоначальной толщины).

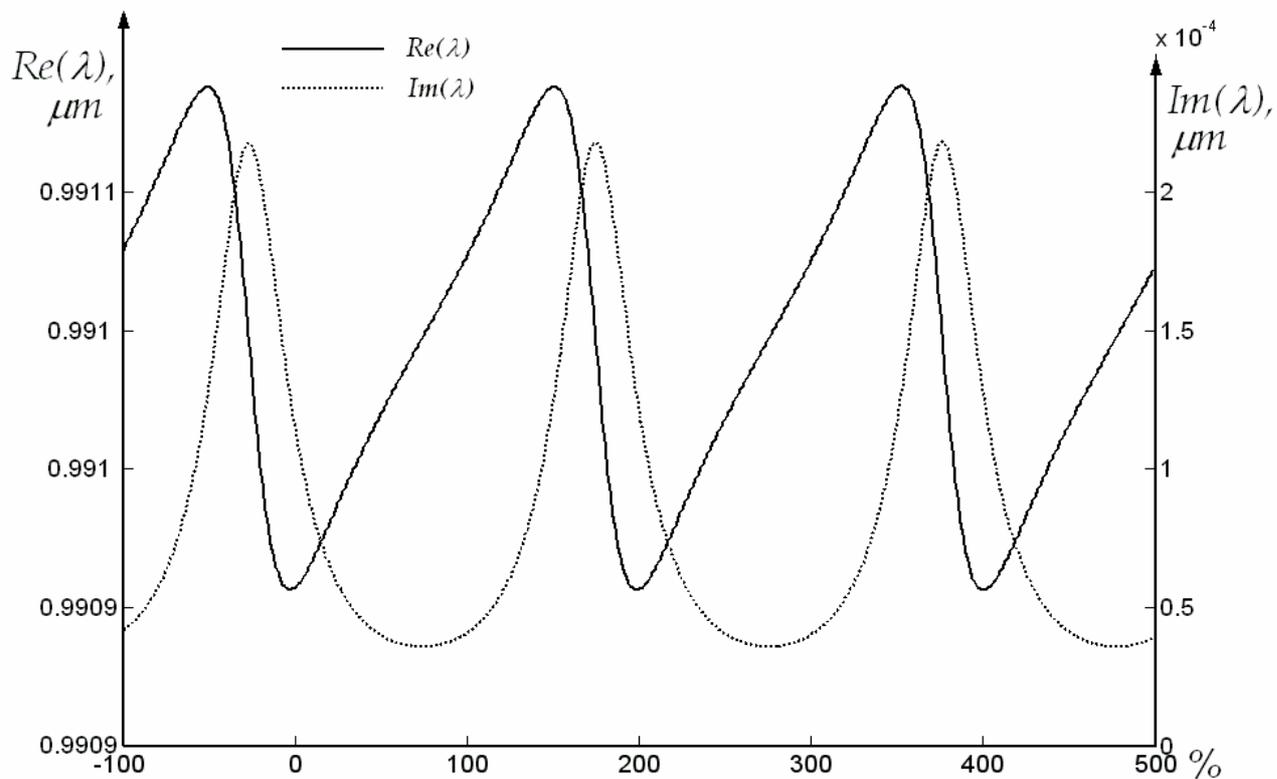


Рис. 10 Зависимость длины волн резонатора от вариации толщины последнего слоя перед металлом в межэлементной области

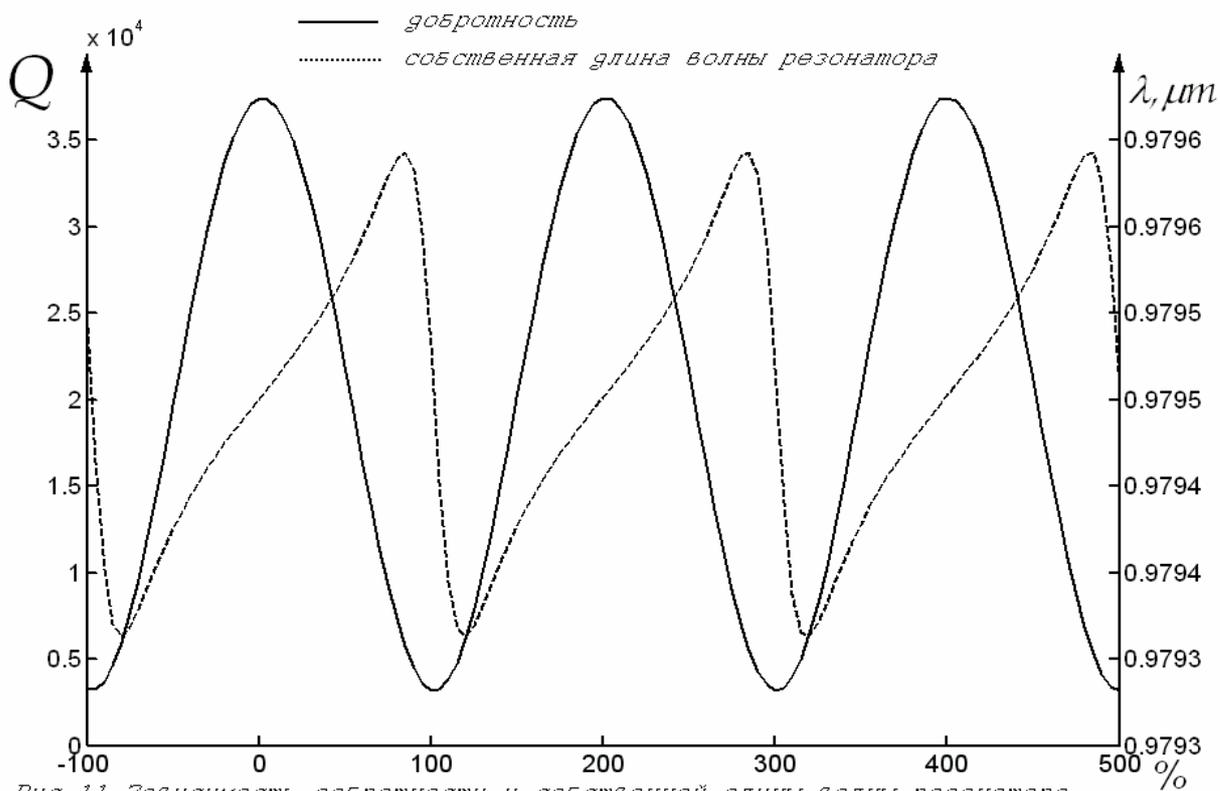


Рис. 11 Зависимость добротности и собственной длины волны резонатора от вариации толщины последнего слоя в элементной области

Как видно из рис. 11, максимальная добротность резонатора для элемента соответствует толщине последнего слоя, кратной $\lambda/4$, а минимальная – толщине, кратной $\lambda/2$ (первоначальная толщина такого слоя в конструкции $\lambda/4$). Таким образом, улучшая

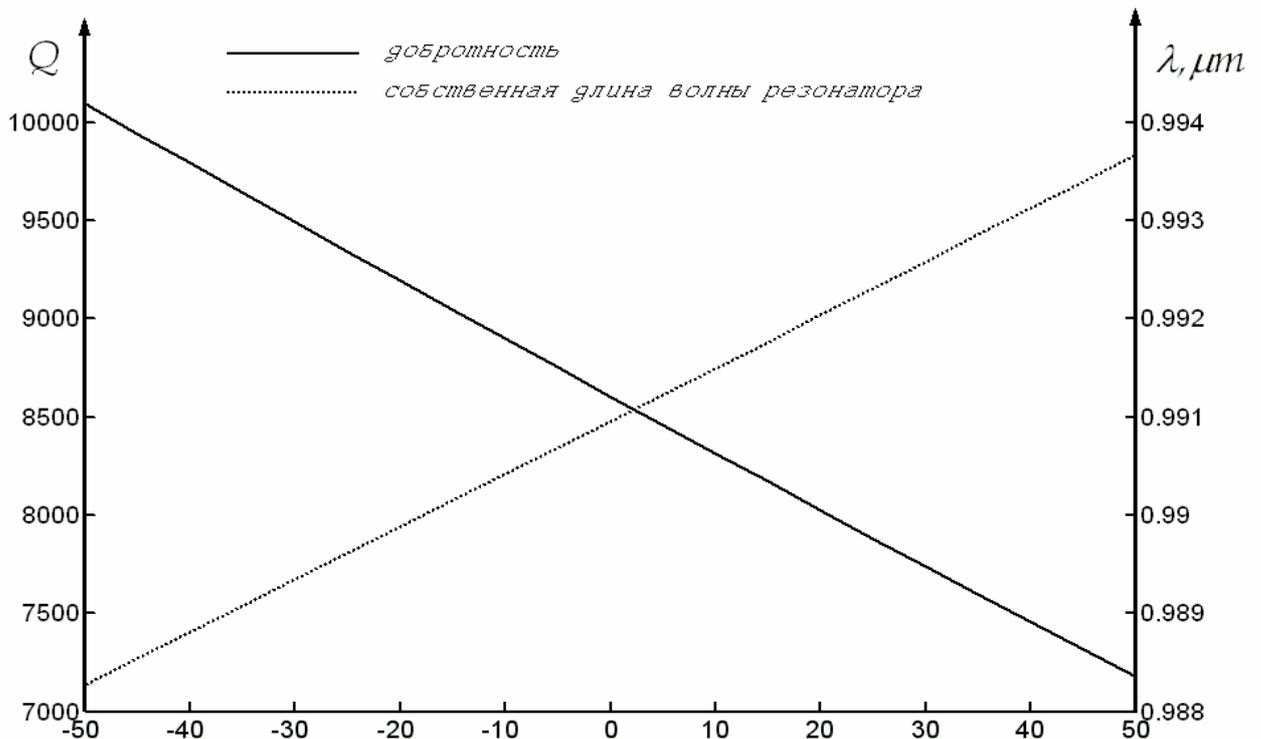


Рис. 12 Зависимость добротности и собственной длины волны резонатора от вариации толщины прилегающих к квантовой яме слоёв в межэлементной области

поглощение в межэлементной области мы ухудшаем добротность в элементной области.

Для увеличения поглощения в межэлементной области также варьируют (одновременно) толщины слоёв, прилегающих к пассивной квантовой яме (см. рис. 12). Как видно из рисунка, при этом добротность в межэлементной области тем больше, а собственная длина волны тем меньше, чем меньше толщина “обкладок” квантовых ям, причём при небольших вариациях толщины зависимость приблизительно линейная.

Теперь приведём пример многомодовой ПЛВР-структуры. Пусть толщина последнего слоя в элементной области во много раз (численное моделирование было проведено для случая $\sim 10^4$) превышает исходную, причём не является кратной $\lambda/4$. В таком случае, в коэффициенте отражения мы будем иметь множество провалов, соответствующих различным модам (см. рис. 13), причём глубины провалов будут пропорциональны добротностям резонатора для соответствующих мод (ср. с рис. 14), которые тем больше, чем меньше интенсивность поля моды в последнем слое. Пример одной из таких мод приведён на рис. 15.

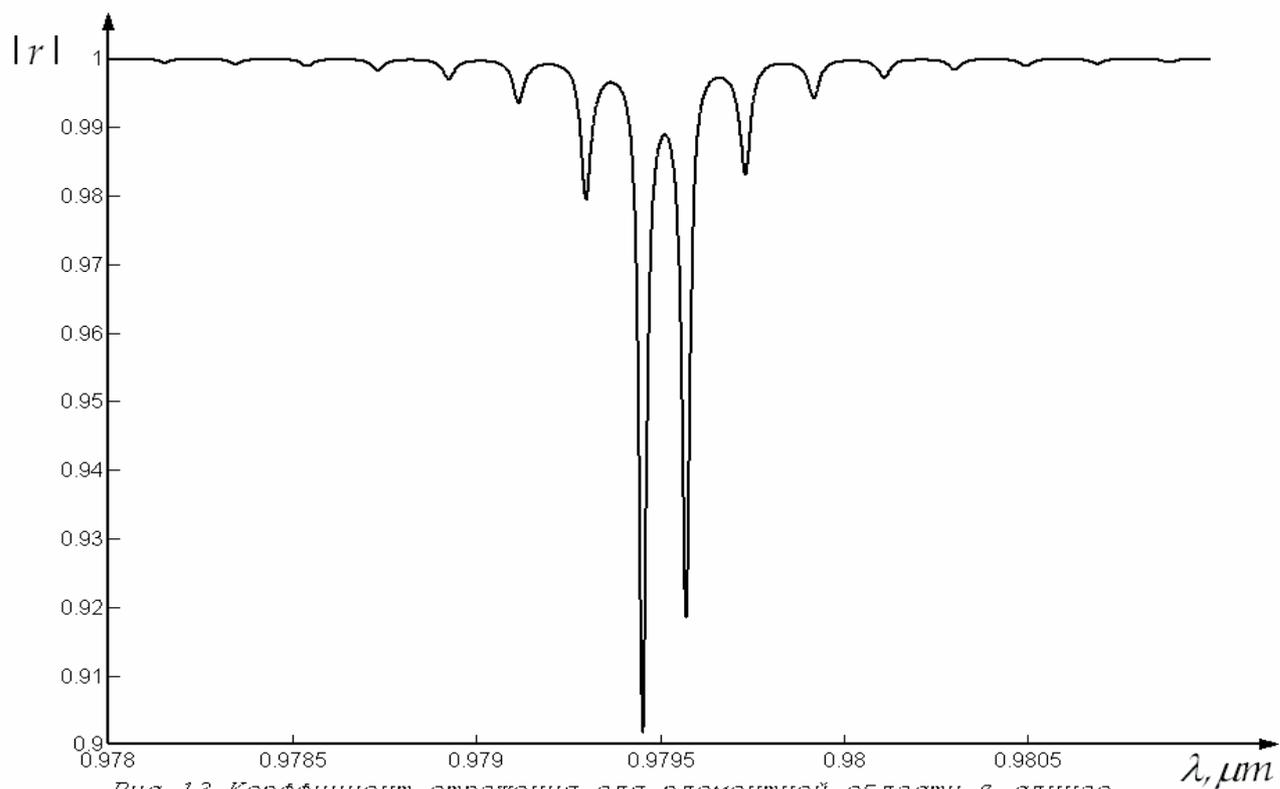


Рис. 13 Коэффициент отражения для элементной области в случае удлинённого последнего слоя

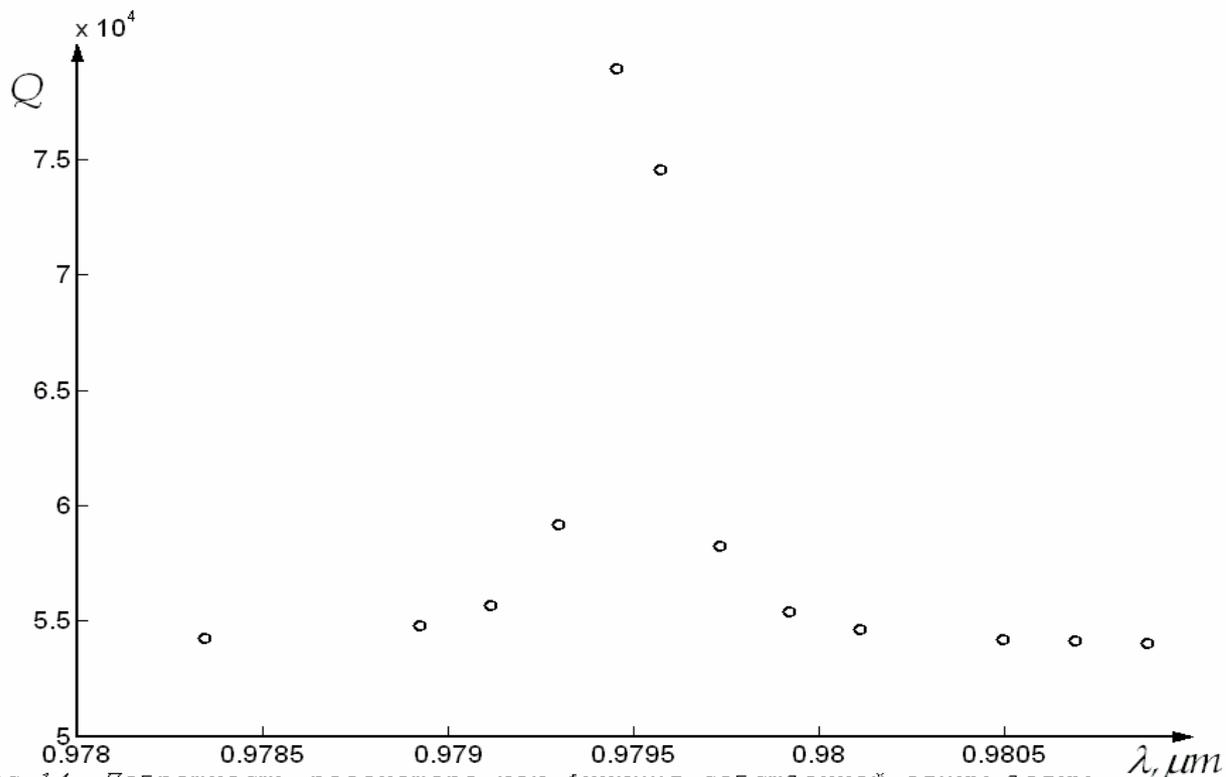


Рис. 14 Добротность резонатора как функция собственной длины волны (моды при удлинённом последнем слое в элементной области)

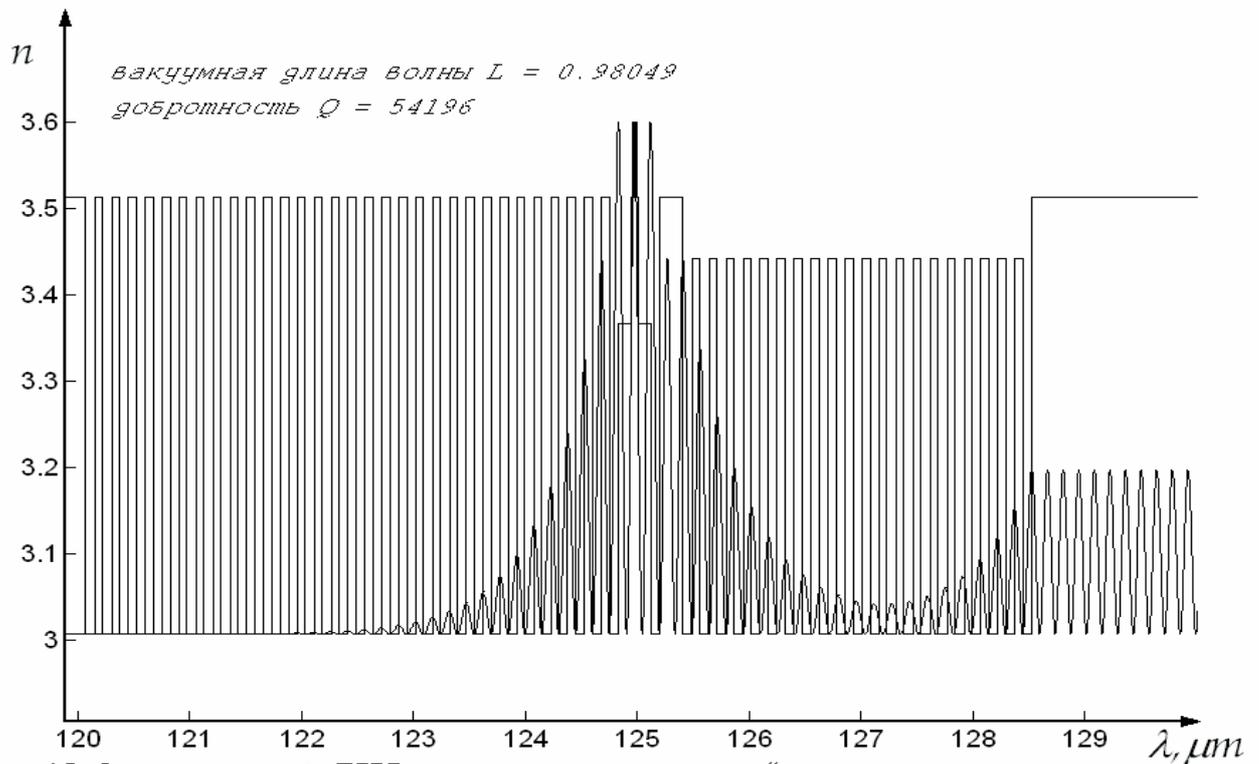


Рис. 15 Одна из мод в ПЛВР-резонаторе при удлинённом последнем слое (элементная область)

7. Заключение

В данной работе были изучены оптические свойства некоторых ПЛВР-структур в приближении плоских волн. С помощью пакета прикладных программ MatLab был реализован удобный код, позволяющий быстро находить собственные длины волн и добротности одномерных ПЛВР-структур, с помощью которого были изучены зависимости оптических характеристик от толщины составляющих структуру слоёв. Для случая симметричной структуры, состоящей из λ -резонатора и 2-х одинаковых брэгговских решёток было получено в явном виде дисперсионное уравнение, которое предполагается в дальнейшем исследовать для некоторых частных случаев, имеющих практический интерес.

Литература

1. K. D. Choquette, H. Q. Hou, G. R. Hadley and K. M. Geib, "High power single transverse mode selectivity oxidized VCSELs," 1997 Summer Top. Meet. on Vertical-Cavity lasers, Montreal, Quebec, Canada, Aug. 1997.
2. C. Jung, R. Jager, M. Grabherr, P. Schnitzer, R. Michalzik, B. Weigl, S. Muller and K. J. Ebeling, "4.8 mW single mode oxide confined top-surface emitting vertical-cavity laser diodes," *Electron Lett.* **33**, 1790, 1997.
3. C.J. Chang-Hasnain in "Diode Laser Arrays" D. Botez and D. R. Scifres eds. Cambridge University Press 1994, pp. 368–413
4. H. Q. Le, S. Di Cecca, and A. Mooradian, "Scalable high-power optically pumped GaAs laser", *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 1967–1969, 1991.
5. M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague and A. Mooradian, "Design and characteristics of high-power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams," *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, **5**(3) 561–573, 1999.
6. H. J. Unold, S. W. Z. Mahmoud, R. Jaeger, M. Kicherer, M. C. Riedl and K. J. Ebeling, "Improving single-mode VCSEL performance by introducing a long monolithic cavity", *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **12**, 939–41, 2000.
7. J. G. McInerney, A. Mooradian, A. Lewis, A. V. Shchegrov, E. M. Strzelecka, D. Lee, J. P. Watson, M. Liebman, G. P. Carey, A. Umbrasas, C. Amsden, B. D. Cantos, W. R. Hitchens, D. Heald, V. V. Doan, "Novel 980 nm and 490 nm light sources using vertical cavity lasers with extended coupled cavities" *SPIE Proc.*, **4994**, 21–32, 2003.
8. T. W. Lee, S. C. Hagness, D. Zhou, and L. J. Mawst, "Modal characteristics of ARROW-type vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE Phot. Techn. Lett.* **13**(8), 770, 2001.
9. G. R. Hadley, "Effective index model for vertical-cavity surface-emitting lasers" *Opt. Lett.*, **20**, 1483–1485, 1995.
10. A.P. Napartovich, N.N. Elkin, V.N. Troshchieva, D.V. Vysotsky, "Theory of vertical cavity surface emitting lasers with external feedback", Technical Program And Summary Digest "Photonics Europe", p. 114, 2004.
11. Ashton M. Versatile VCSELs drive the datacom revolution. *Fibre Systems*, V.4, N1, p.37, 2000.