

Спектральные свойства резонатора полупроводникового α -DFB-лазера

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Д.В.Батрак, Р.Гютер, К.Пашке, Х.Венцель

Выполнены экспериментальные и теоретические исследования спектральных свойств резонатора полупроводникового α -DFB-лазера. Показано, что в этих лазерах кривизна спектров модового усиления вблизи максимума более чем на два порядка выше, чем в традиционных полупроводниковых лазерах с резонатором Фабри–Перо. Расстояние в спектре между соседними продольными модами резонатора α -DFB-лазера меньше, чем для лазера с резонатором Фабри–Перо той же длины, и его экспериментальное значение хорошо согласуется со значением, полученным в рамках простой геометрической модели, учитывающей зигзагообразное распространение излучения в резонаторе.

Ключевые слова: гетеролазер, α -DFB-лазер, резонатор, спектральная селективность, метод Фокса–Ли.

1. Введение

Одним из перспективных типов полупроводниковых лазеров с высокой яркостью излучения является так называемый α -DFB-лазер, в резонаторе которого содержится фазовая решетка со штрихами, наклоненными под углом α к продольной оси диода [1, 2]. Конструкция и схема работы этого лазера представлены на рис.1. Решетка формируется путем создания периодической пространственной модуляции эффективного (волноводного) показателя преломления n в резонаторе:

$$n(\mathbf{r}) = n_0 + \delta n \cos \mathbf{Q}\mathbf{r}, \quad (1)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор точки (с координатами y и z) в плоскости гетероструктуры; n_0 – среднее значение эффективного показателя преломления; δn – амплитуда его модуляции; \mathbf{Q} – вектор решетки с компонентами

$$Q_y = \frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha \quad \text{и} \quad Q_z = -\frac{2\pi}{\Lambda} \sin \alpha; \quad (2)$$

Λ – период решетки.

Вертикальное (в направлении x) распределение поля определяется волноводом, образованным слоями гетероструктуры, и может считаться фиксированным, поэтому направление вдоль оси x можно исключить из рассмотрения, считая распространение излучения в данной структуре двумерным. Показателем преломления среды при этом является эффективный показатель преломления (формальное его определение можно найти, например, в [3]). Вариация эффективного показателя преломления достигается за счет изменения толщины одного из слоев гетероструктуры.

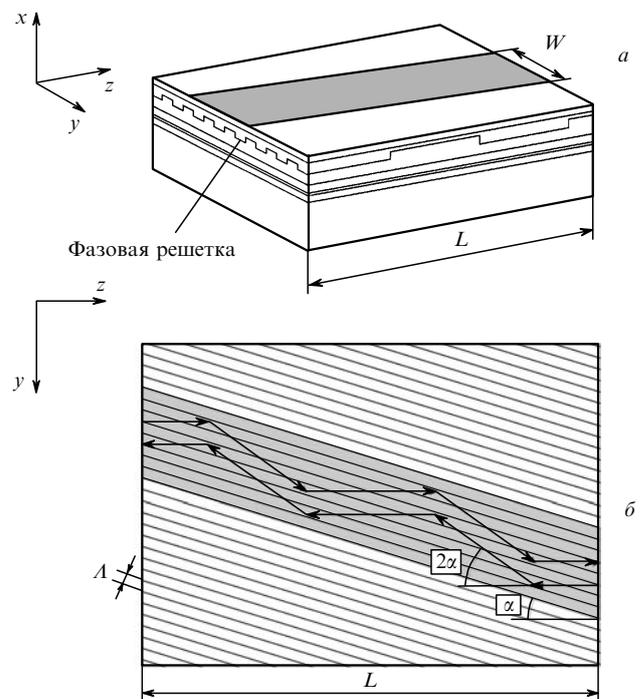


Рис.1. Схематическое изображение конструкции α -DFB-лазера (а) и принципа его работы (б). Серым цветом показана область накачки.

Если длина волны излучения λ в вакууме удовлетворяет условию Брэгга

$$2\Lambda n_0 \sin \alpha = m\lambda, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где m – порядок дифракции, то основная волна, т. е. волна, распространяющаяся вдоль оси лазера (вдоль оси z), будет претерпевать дифракцию на решетке и ее энергия при этом будет переходить в энергию дифрагировавшей волны. Пройдя некоторое расстояние, практически вся исходная энергия основной волны перейдет в энергию дифрагировавшей волны. Далее процесс будет происходить в обратном порядке, пока энергия излучения вновь

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Д.В.Батрак. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru
R.Güther, K.Paschke, H.Wenzel. Ferdinand-Braun Institut für Höchstfrequenztechnik, Gustav-Kirchhoff-Strasse, 4 D-12489 Berlin, Germany

не окажется практически полностью в основной волне. Таким образом, излучение в рассматриваемой структуре распространяется зигзагообразно. Среднее направление распространения для волны, удовлетворяющей условию Брэгга, совпадает при этом с направлением штрихов решетки, т. е. имеет угол α к оси резонатора, и волна все время остается в накачиваемой области, которая также наклонена на угол α по отношению к оси резонатора (рис.1,б). Фазовая решетка, таким образом, действует как эффективный пространственный и спектральный фильтр, обеспечивая однородное поперечное распределение амплитуды поля, соответствующее нулевой поперечной моде, и способствуя генерации в одночастотном режиме.

Отметим, что, в отличие от DFB-лазера, существование решетки не приводит в α -DFB-лазере к появлению запрещенной зоны в спектре. В α -DFB-лазере распространение пары связанных волн происходит в одном направлении и носит периодический характер, в то время как в DFB-лазере связанные волны распространяются в противоположных направлениях и асимптотически затухают, что приводит к появлению запрещенной зоны в спектре пропускания DFB-структуры.

В работах [4, 5] сообщалось о создании α -DFB-лазера с выходной мощностью до 3 Вт в непрерывном одночастотном режиме с угловой расходимостью излучения, лишь в 2–3 раза превышающей дифракционную. Спектральные свойства резонатора α -DFB-лазера впервые были рассмотрены в работах [6, 7] в рамках простой одномерной аналитической модели, не учитывающей дифракционную расходимость пучка. В работе [8] использовалась более совершенная двумерная модель, однако спектральные свойства резонатора α -DFB-лазера были учтены в ней в рамках спектрально-селективного отражения на грани лазерного диода, т. е. в виде пространственно-сосредоточенного спектрального фильтра.

Понятно, что наиболее полное теоретическое рассмотрение спектральной селективности резонатора α -DFB-лазера возможно только с привлечением численных методов. В работе [4] была предложена численная модель для расчета спектральной селективности α -DFB-лазера в режиме выше порога генерации. В ней рассматривалось изменение спектральной селективности с изменением тока накачки, обусловленное эффектом насыщения («выгорание» инверсии носителей), а также изменением профиля показателя преломления вследствие неоднородного нагрева лазерного диода.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и соответствующих численных расчетов спектральной селективности для типичной конструкции резонатора α -DFB-лазера. Теоретический расчет проводился в рамках подхода Фокса–Ли с использованием метода распространяющегося пучка на основе быстрого преобразования Фурье [4].

Кроме того, рассмотрен вопрос определения межмодового расстояния для резонатора α -DFB-лазера. Расстояние в спектре между соседними продольными модами обычного резонатора Фабри–Перо определяется длиной волны излучения, групповым показателем преломления и расстоянием между зеркалами резонатора, или, иначе, длиной оптического пути излучения при проходе по резонатору. В случае же α -DFB-лазера из-за извилистой траектории распространения излучения длина оптического пути не будет совпадать с длиной резона-

тора, и её определение представляет собой нетривиальную задачу, требующую отдельного исследования. Однако, как показано ниже, простое геометрическое рассмотрение задачи дает хорошее согласие с экспериментом.

2. Эксперимент

Конструкция изучаемого α -DFB-лазера представлена на рис.1,а. Параметры гетероструктуры и решетки приведены в [4, 5]. Исследовались образцы длиной 2 мм (расстояние между зеркалами лазерного диода) с коэффициентами отражения зеркал (граней диода) 94 % и 1 %, шириной активной области $W = 160$ мкм, наклоном решетки 15° и периодом решетки $\Lambda = 594$ нм. Пороговый ток диодов составлял 840 мА, дифференциальная эффективность была равна $0.48 \text{ Вт} \cdot \text{А}^{-1}$. Измеренная низкая угловая расходимость излучения образцов в лазерном режиме (на уровне значений, приведённых в [4, 5]) подтвердила эффективность работы решетки в данных образцах как пространственного (углового) фильтра.

Для сравнения были проведены также измерения обычных полупроводниковых лазеров с резонатором Фабри–Перо (без встроенной решетки) с шириной активной области 100 мкм, длиной резонатора 2 мм и коэффициентами отражения зеркал 94 % и 1 %. Эти лазеры, изготовленные на основе той же гетероструктуры, что и исследуемые α -DFB-лазеры, выполняли роль контрольных образцов. Пороговый ток для них составил 280 мА, дифференциальная эффективность – $0.9 \text{ Вт} \cdot \text{А}^{-1}$.

Спектральные зависимости модового коэффициента усиления лазеров измерялись при различных фиксированных значениях тока накачки. Для этого использовался модифицированный метод Хаки–Паоли [9, 10], основанный на регистрации спектра усиленного спонтанного излучения в допороговом режиме. Величина модового усиления определяется при этом из отношения ширины отдельного продольного резонанса к межмодовому расстоянию. Измерения проводились при комнатной температуре.

На рис.2 приведены типичные примеры измеренных спектров усиленного спонтанного излучения для α -DFB-лазера и лазера с резонатором Фабри–Перо (Фабри–Перо-лазера), служивших источником данных для опре-

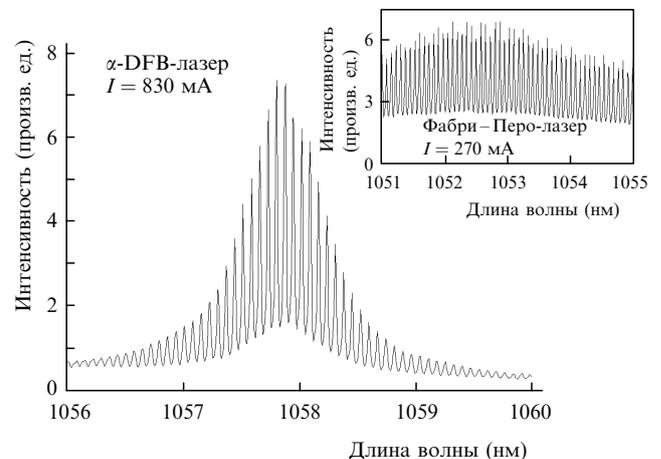


Рис.2. Спектр усиленного спонтанного излучения α -DFB-лазера (в допороговом режиме). На вставке – аналогичный спектр для Фабри–Перо-лазера, I – ток накачки.

деления спектров модового усиления. Общий вид измененного спектра модового усиления α -DFB-лазера повторяет в общих чертах полученную в [7] спектральную зависимость коэффициента пропускания пассивного резонатора α -DFB-лазера. Межмодовое расстояние и ширина огибающей для экспериментальной кривой на рис.2, в принципе, могут быть вычислены в рамках использованной модели, однако для адекватного описания эксперимента необходимо использование более реалистичной модели.

3. Расчет

Модовое усиление $g(\lambda)$ для Фабри–Перо-лазера находится по формуле

$$g(\lambda) = \Gamma G(\lambda) - \alpha_{nr}, \quad (4)$$

где Γ – фактор оптического ограничения, определяемый из решения волноводной задачи для заданной гетероструктуры (для изучаемых образцов $\Gamma = 0.0132$); $G(\lambda)$ – усиление в активной области (так называемое материальное усиление); α_{nr} – нерезонансные потери в слоях гетероструктуры (например, на рассеяние), слабо зависящие от длины волны излучения. Для нахождения теоретической зависимости $G(\lambda)$ использовался подход, аналогичный описанному в [11]. Вычисления производились в модели восьмизонного $k \cdot p$ -гамильтониана с учетом всех возможных переходов между подзонами квантовой ямы. Плотность тока накачки рассчитывалась как сумма «излучательной» части, вычисляемой согласованно с усилением, и «безызлучательной» части. Ток утечки в волноводные слои гетероструктуры рассчитывался в предположении локальной электронейтральности слоев. Хотя при расчете усиления в активной области мы пренебрегли многочастичными эффектами (за исключением феноменологического учета однородного уширения с профилем гиперболического косинуса и перенормировки ширины запрещенной зоны), было получено хорошее согласие с экспериментом (см. рис.3). Величина нерезонансных потерь α_{nr} использовалась в качестве подгоночного параметра и составляла 3 см^{-1} .

Модовое усиление g для α -DFB-лазера можно определить, вычислив величину A – коэффициент усиления по амплитуде для волны, совершившей проход туда и обратно по резонатору, содержащему наклонную фазовую решетку. Коэффициент A вычислялся, как описано в [4]; вкратце процедура заключалась в следующем. Начиная с некоторого произвольного распределения поля на одном из зеркал резонатора, выполняется серия итераций Фокса–Ли, продолжающаяся до тех пор, пока распределение поля не перестанет изменяться по форме после очередного прохода по резонатору. Величина A определяется при этом как отношение амплитуды поля после очередного прохода к ее значению до прохода.

Отметим, что для обычного Фабри–Перо-лазера величина A определяется следующим соотношением:

$$A = r_1 r_2 \exp \left[\frac{i4\pi n(\lambda)L}{\lambda} + g(\lambda)L \right], \quad (5)$$

где r_1, r_2 – коэффициенты отражения зеркал (по амплитуде); $n(\lambda)$ – эффективный (модовый) показатель преломления; L – длина резонатора. Соответственно

$$g = \frac{1}{L} \left(\ln |A| + \ln \frac{1}{|r_1 r_2|} \right). \quad (6)$$

Расстояние в спектре между соседними продольными модами связано с A следующим соотношением:

$$\delta\lambda = 2\pi \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} \arg A \right)^{-1}, \quad (7)$$

где $\arg A$ – аргумент комплексной величины

$$A = |A| \exp(i \arg A). \quad (8)$$

Выражение (7) с учетом (5) приводит к известному выражению для межмодового расстояния $\delta\lambda$ в случае Фабри–Перо-лазера:

$$\delta\lambda_{FP} = \frac{\lambda^2}{2Ln_g}, \quad n_g = n - \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda}. \quad (9)$$

Однако данное выражение неприменимо в случае α -DFB-лазера, поскольку не ясно, какие значения L и n_g следует использовать при зигзагообразном распространении излучения между зеркалами и в присутствии возможной дополнительной дисперсии модового показателя преломления (связанной со спектральной селективностью, вносимой решеткой). Поэтому величины g и $\delta\lambda$ для α -DFB-лазера (g_x и $\delta\lambda_x$) вычислялись по формулам (6) и (7) соответственно. Эти формулы являются более общими соотношениями, чем (5) и (9), используемые обычно в случае Фабри–Перо-лазеров.

4. Сравнение экспериментальных результатов с расчетными

Спектры модового усиления $g(\lambda)$, полученные для Фабри–Перо-лазеров, представлены на рис.3. Гладкие линии представляют собой рассчитанные зависимости,

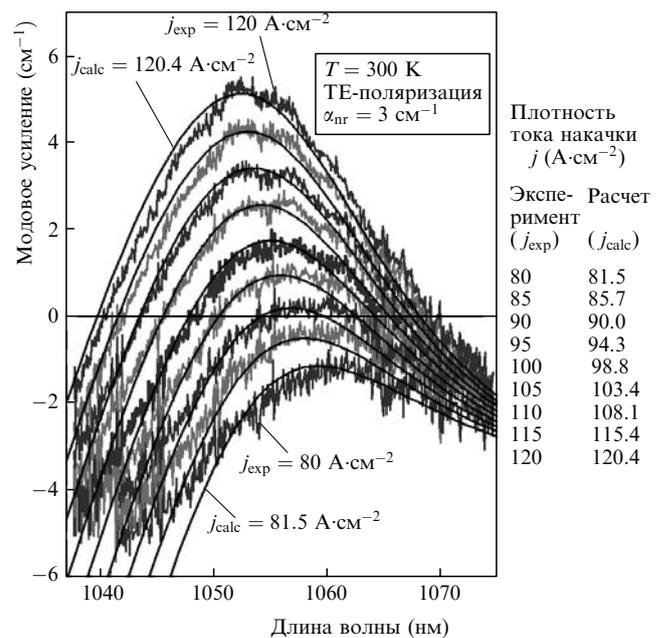


Рис.3. Расчетные и экспериментальные спектры модового усиления g для исследуемой гетероструктуры при различных плотностях тока накачки.

зашумленные линии (случайный разброс менее 1 см^{-1}) – экспериментально полученные спектры. Плотности тока накачки, для которых были получены данные спектральные кривые, приведены на рисунке справа.

На рис.4 представлена экспериментальная зависимость модового показателя преломления от плотности тока накачки, обусловленная изменением концентрации носителей в активной области N . Данная зависимость была получена по методике, описанной в [9, 10] и позволяющей учесть температурный вклад в экспериментальную зависимость, связанный с нагревом лазерного диода. Производная $\partial n/\partial T = 3.4 \times 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ определялась путем независимых измерений. С помощью указанной методики были также определены тепловое сопротивление лазерного диода ($9.4 \text{ К}\cdot\text{Вт}^{-1}$) и его удельное значение ($1.9 \times 10^{-2} \text{ К}\cdot\text{см}^2\cdot\text{Вт}^{-1}$).

Из рис.4 видно, что зависимость Δn от j близка к линейной на допороговом участке рассматриваемого диапазона плотностей тока накачки (в нашем случае – от 75 до $140 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$). Отсюда можно сделать вывод, что связь между плотностью тока накачки j и концентрацией носителей в активной области N также близка к линейной. Действительно, предполагая, что зависимость $\Delta n(N)$ линейна в указанном диапазоне изменения j , из данных рис.4 можно оценить относительную степень нелинейности зависимости $j(N)$. Если аппроксимировать экспериментально полученную зависимость $j(N)$ выражением, включающим линейный член, а также члены, пропорциональные N^2 и N^3 (обычно отождествляемые с процессами бимолекулярной и оже-рекомбинации соответственно), вклад нелинейных членов составит менее 10%. Другими словами, скорость рекомбинации носителей практически линейна по N , и этот процесс может быть охарактеризован постоянным значением времени жизни.

Спектры модового усиления для α -DFB-лазера представлены на рис.5. По сравнению со случаем Фабри–Перо-лазеров можно отметить значительное сужение спектральных контуров. Уменьшение ширины спектрального контура модового усиления является результатом спектральной селективности резонатора α -DFB-лазера, обусловленной наличием фазовой решетки. Однако, из-за различия форм спектральных контуров модового усиления для α -DFB-лазеров и Фабри–Перо-лазеров, удобнее сравнивать не ширины контуров, а их

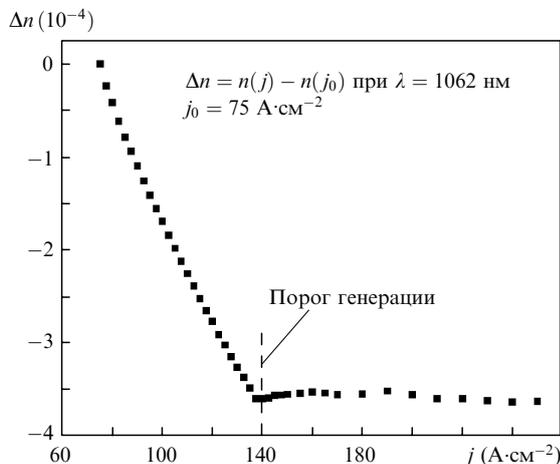


Рис.4. Изменение модового показателя преломления с ростом плотности тока накачки, обусловленное изменением концентрации носителей в активной области.

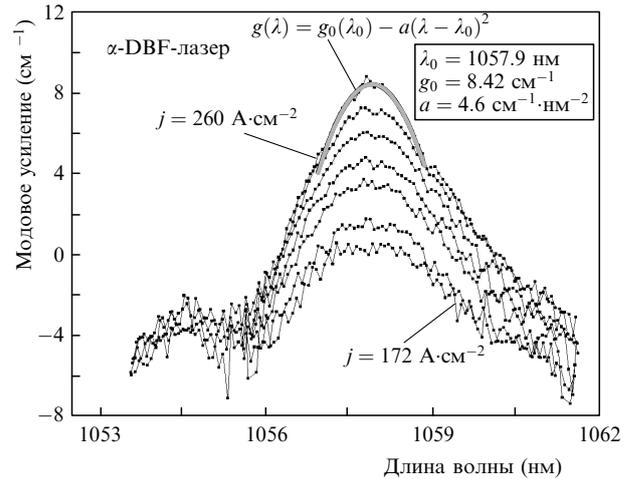


Рис.5. Экспериментальные спектры модового усиления g для α -DFB-лазера при различных плотностях тока накачки. Гладкой серой кривой представлена параболическая аппроксимация одного из спектров вблизи его максимума.

кривизну вблизи максимума. Как правило, именно область в спектре вблизи максимума контура усиления представляет наибольший интерес, поскольку только в этой области возможно возбуждение лазерных мод.

Полученные спектральные контуры вблизи максимума были аппроксимированы следующим выражением:

$$g(\lambda) = g(\lambda_0) - a(\lambda - \lambda_0)^2, \quad (10)$$

где $g(\lambda_0)$ – значение усиления в максимуме; λ_0 и a – длина волны и коэффициент кривизны контура в максимуме. Как видно из рис.5, для спектров модового усиления α -DFB-лазера значение λ_0 практически не зависит от тока накачки, в то время как кривизна a растет с увеличением тока. Для плотности тока накачки $260 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$ она составляет $4.6 \text{ см}^{-1}\cdot\text{нм}^{-2}$. В случае Фабри–Перо-лазеров величина a определяется исключительно спектральной зависимостью материального усиления $G(\lambda)$. Для верхней кривой на рис.3 ее значение равно $3.8 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}\cdot\text{нм}^{-2}$. Таким образом, можно констатировать, что использование наклонной фазовой решетки увеличивает эффективную спектральную селективность активной среды более чем на два порядка.

Эффект сужения спектральных контуров модового усиления при наличии решетки можно рассматривать как их модуляцию посредством узкого спектрального контура $f(\lambda - \lambda_0)$, т. е. считать, что

$$g_x(\lambda) = g(\lambda)f(\lambda - \lambda_0) \approx g(\lambda_0)f(\lambda - \lambda_0). \quad (11)$$

Тогда для лоренцевского контура ($f(\Delta\lambda) \sim [1 + (\Delta\lambda/\gamma)^2]^{-1}$, где γ – полуширина контура на полувысоте) вычисленному выше значению a для верхней кривой на рис.5 будет соответствовать полуширина $\gamma = 1.45 \text{ нм}$.

Результаты сравнения экспериментальных контуров модового усиления α -DFB-лазера с расчетными приведены на рис.6. Сравнение проводилось для плотности тока накачки $260 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$ (верхняя экспериментальная кривая на рис.5). При расчете были рассмотрены два случая. В первом предполагалось, что амплитуда фазовой решетки δn в (1) не зависит от длины волны излучения, т. е. $\partial(\delta n)/\partial\lambda \equiv 0$. Полученная кривая (показана на рис.6 штриховой линией) заметно отличается от эксперимен-

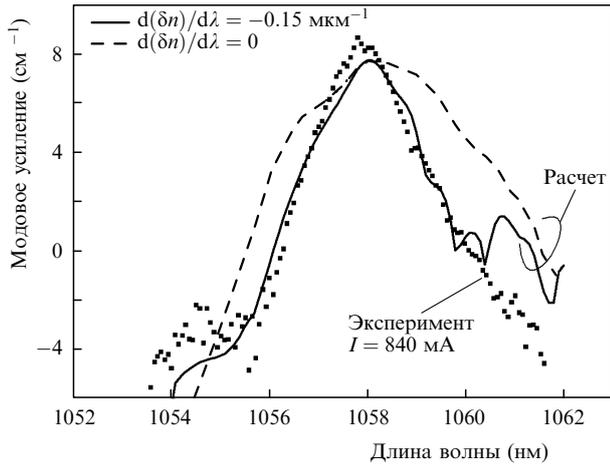


Рис.6. Сравнение экспериментального спектра модового усиления α -DFB-лазера (точки) с расчетными при учете (сплошная кривая) и без учета (штриховая кривая) дисперсии амплитуды фазовой решетки $d(\delta n)/d\lambda$.

тальной. Во втором случае вычисления проводились в предположении о наличии дисперсии амплитуды решетки δn . При $\partial(\delta n)/\partial\lambda = -0.15 \text{ мкм}^{-1}$ было получено хорошее согласие с экспериментом (сплошная кривая на рис. 6). Попытки улучшить соответствие расчетной и экспериментальной кривых за счет учета дисперсии других параметров резонатора оказались неудачными. Из рис.6 можно сделать вывод, что дисперсия амплитуды фазовой решетки δn может играть важную роль в формировании спектральной селективности резонатора α -DFB-лазера. Хотя использованное при подгонке значение дисперсии δn не выглядит странным, на данный момент мы не в состоянии указать, какой физический механизм может быть за неё ответственным.

Более детальное рассмотрение экспериментальных спектров модового усиления (рис.6) выявляет некоторый случайный разброс точек вблизи максимума кривой. Эту случайность нельзя отнести на счет точности измерений, поскольку наблюдаемый экспериментально разброс значений превышает погрешность измерения. Наиболее вероятной причиной такого разброса является наличие пространственных оптических неоднородностей внутри резонатора. Влияние таких неоднородностей на спектральные характеристики лазера было описано ранее (см., напр., [12–14]).

Фазовая решетка в резонаторе изменяет эффективный оптический путь излучения при прохождении от зеркала до зеркала, а значит, изменяется и межмодовое расстояние $\delta\lambda$. Величина $\delta\lambda_x$, полученная из спектра усиленного спонтанного излучения α -DFB-лазера (см. рис.2), вблизи $\lambda = 1058 \text{ нм}$ равна $7.2 \times 10^{-2} \text{ нм}$. Значение $\delta\lambda_x$, вычисленное согласно (7), для соответствующих параметров лазерного резонатора составило $7.23 \times 10^{-2} \text{ нм}$, что хорошо согласуется с экспериментальным результатом. Полученное значение $\delta\lambda_x$ позволяет определить эффективную оптическую длину пути для излучения, распространяющегося в резонаторе α -DFB-лазера. В соответствии с уравнением (9) получаем

$$(n_g L)^{\text{eff}} = \frac{\lambda^2}{2\delta\lambda_x}. \quad (12)$$

В нашем случае данная величина равна 7.77 мм. Отме-

тим, что в случае α -DFB-лазера можно определить лишь произведение $(n_g L)^{\text{eff}}$, но не n_g^{eff} и L^{eff} по отдельности. В случае же Фабри–Перо-лазера величина L в уравнении (9) есть длина резонатора, поэтому по измеренному межмодовому расстоянию можно найти групповой показатель преломления. В нашем эксперименте было получено $\delta\lambda_{\text{FP}} = 7.7 \times 10^{-2} \text{ нм}$ (вблизи $\lambda = 1058 \text{ нм}$), что дает $n_g = 3.634$.

Наблюдаемое уменьшение межмодового расстояния в случае α -DFB-лазера по сравнению с Фабри–Перо-лазером (при одинаковых длинах резонатора) – от $\delta\lambda_{\text{FP}} = 7.7 \times 10^{-2} \text{ нм}$ до $\delta\lambda_x = 7.2 \times 10^{-2} \text{ нм}$ – с хорошей точностью можно объяснить следующим образом. Как уже было сказано, в резонаторе α -DFB-лазера излучение распространяется зигзагообразно (см. рис.1,б), и геометрическая длина такой траектории от зеркала до зеркала

$$L^{\text{eff}} = \frac{L}{\cos^2 \alpha}. \quad (13)$$

Поскольку α -DFB-лазеры были изготовлены из той же гетероструктуры, что и Фабри–Перо-лазеры, можно положить $n_g^{\text{eff}} = n_g = 3.634$ (различием в показателях преломления вследствие различия в уровнях накачки пренебрегаем). Для $L = 2 \text{ мм}$ по формулам (12) и (13) получим $(n_g L)^{\text{eff}} = 7.79 \text{ мм}$, $\delta\lambda_x = 7.18 \times 10^{-2} \text{ нм}$, что близко к экспериментальным значениям.

5. Заключение

В данной работе экспериментально и путем численных расчетов показано, что активная среда α -DFB-лазера не только выполняет пространственную фильтрацию оптического пучка, но и обладает спектральной селективностью, ограничивающей ширину спектрального контура эффективного усиления. Полуширина на полувысоте такого контура для исследуемых лазеров составила 1.45 нм при аппроксимации спектра усиления вблизи максимума посредством лоренцевского контура. Высокая селективность резонатора α -DFB-лазера способствует установлению одномодового (одночастотного) режима генерации лазера в широком диапазоне токов накачки.

Расчет показал, что на ширину спектрального контура модового усиления α -DFB-лазера может влиять дисперсия амплитуды фазовой решетки.

Экспериментально измеренное значение межмодового расстояния α -DFB-лазера находится в хорошем согласии с величиной, рассчитанной в рамках численной модели. Уменьшение межмодового расстояния по сравнению со случаем Фабри–Перо-лазера можно рассматривать как следствие увеличения эффективной оптической длины пути посредством геометрического фактора $\cos^{-2} \alpha$, связанного с зигзагообразным распространением излучения в резонаторе.

Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что в рассматриваемом диапазоне (от 75 до 140 А·см⁻²) зависимость плотности тока накачки от концентрации носителей для исследуемой гетероструктуры близка к линейной и может быть охарактеризована постоянным временем жизни носителей.

1. Dzurko K.M., Lang R.J., Welch D.F., Scofres D.R., Hardy A. *Proc. IEEE/LEOS Ann. Meet.* (San Francisco, CA, 1995, Vol. 2, p. 400).
2. Wong V.V., DeMars S.D., Schönfelder A., Lang R.J. *Proc. CLEO* (San Francisco, CA, 1998, p. 34).
3. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симмаков А.В.,

- Успенский М.Б., Чельный А.А., Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратонников А.А., *Квантовая электроника*, **32** (12), 1099 (2002).
4. Paschke K., Bogatov A., Drakin A., Guther R., Stratonnikov A.A., Wenzel H., Erbert G., Trankle G. *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **9** (3), 835 (2003).
 5. Paschke K., Bogatov A., Bugge F., Drakin A., Fricke J. Guther R., Stratonnikov A., Wenzel H., Erbert G., Trankle G. *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **9** (5), 1172 (2003).
 6. Güther R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3737**, 448 (1999).
 7. Güther R. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **1**, 417 (1999).
 8. Sarangan A.M., Wright M.W., Marciante J.R., Bossert D.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (8), 1220 (1999).
 9. Богатов А.П., Болтасева А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Ко-няев В.П. *Квантовая электроника*, **30** (4), 315 (2000).
 10. Богатов А.П., Болтасева А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Ко-няев В.П. *ФТП*, **34** (10), 1207 (2000).
 11. Wenzel H., Erbert G., Enders P.M. *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **5** (3), 637 (1999).
 12. Безотосный В.В., Богатов А.П., Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Елисеев П.Г., Мильвидский М.Г., Свердлов Б.Н., Скрипкин В.А., Шевченко Е.Г. *Труды ФИАН*, **141**, 18 (1983).
 13. Klehr A., Beister G., Erbert G., Klein A., Maeger J., Rechenberg I., Sebastian J., Wenzel H., Trankle G. *J. Appl. Phys.*, **90** (1), 43 (2001).
 14. Lewis G.M., Smowton P.M., Thomson J.D., Summers H.D., Blood P. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (1), 1 (2002).