

Широкоапертурный секционированный лазерный диод во внешнем V-образном резонаторе

В.В.Светиков, Д.Х.Нурлигареев

Экспериментально исследована работа широкоапертурного секционированного лазерного диода с длиной волны излучения 980 нм во внешних V-образных резонаторах симметричного и асимметричного типов. Исследованы режимы устойчивой генерации в зависимости от направления луча обратной связи. Приведены спектры и распределения интенсивности излучения в дальней зоне для лазерного диода в симметричном и асимметричном резонаторах. Продемонстрирована перестройка длины волны излучения при использовании геометрии Литтмана в асимметричном резонаторе.

Ключевые слова: лазерный диод, секционированная структура, V-образный резонатор, селекция мод, перестраиваемый полупроводниковый лазер.

1. Введение

Полупроводниковые лазерные диоды (ЛД) являются одними из важнейших элементов современной техники благодаря их компактности, низкой стоимости единицы мощности и высокой эффективности. В частности, большой интерес представляют ЛД с когерентным дифракционно-ограниченным пучком мощностью ~ 1 Вт. Такую мощность излучают ЛД, ширина активной области которых превышает несколько десятков микрон. Однако из-за малой области когерентности в поперечном направлении таких широкоапертурных лазеров и деформации мод [1, 2] возникают многочисленные поперечные моды высокого порядка [3, 4], которые, к тому же, соответствуют разным частотам [5]. Вследствие этого получение высокоэнергетичного монохроматического излучения малой расходимости становится невозможным. Проблема усугубляется возникновением в активной области продольных каналов (филаментов) с изменёнными носителями заряда показателем преломления [1, 2, 6, 7]. Ширина этих каналов зависит от типа активного слоя и обычно составляет порядка и более 5 мкм. Период расположения филаментов зависит от тока инжекции, что создает условия для возникновения нестабильного модового спектра излучения при изменении тока и, как следствие, ведёт к угловому уширению и нестабильности поля в дальней зоне. Кроме того, после появления филаментов поперечный размер лазерного поля уже не определяется размером электрода и существенная часть инверсии становится потерянной для спонтанной эмиссии.

Для преодоления перечисленных проблем применялись различные подходы. В частности, предпринимались попытки подавления филаментации путём использования градиентного волновода и перехода с активного слоя

на квантовых ямах на слой на основе квантовых точек [2]. Филаментная картина в таком ЛД оказалась практически стабильной во всём диапазоне рабочих токов, и от лазера с шириной активной зоны 100 мкм удалось получить стабильный однолучевой пучок с шириной на полувысоте около 2° (расходимость излучения некоторых образцов лазеров не превышала 0.8° при $I \leq 1.2I_{th}$). Однако задача получения пучка с низкой угловой расходимостью при высокой выходной мощности решена не была. Переход к технологии, использующей активный слой на основе квантовых точек, был обусловлен меньшим фактором спектрального уширения у ЛД на квантовых точках [8], что, как предполагалось, может уменьшить или исключить филаментацию в широкоапертурных лазерах [9].

Вопросы селекции поперечных мод и подавления филаментов в широкоапертурных лазерах оказались трудноразрешимыми. Для их решения было предложено использовать массив узких усилительных секций, выполненных на одной подложке, и фазовую синхронизацию всех секций. Проблемой таких конструкций ЛД стала необходимость компромисса между глубиной фазировки усилительных каналов и стабильностью модового спектра в широком диапазоне токов инжекции, т. е. к массиву излучающих каналов предъявлялись два противоречивых требования: с одной стороны, для достижения высокой степени синхронизации удержание поля в волноводе должно быть слабым, а с другой – для увеличения стабильности модовой картины излучения удержание поля в излучающих элементах должно быть сильным.

Прогресс в разработке фазово-синхронизованных лазерных массивов был достигнут при использовании линеек антиволноводных излучателей (ROW-структуры), в которых поля соседних излучателей связаны друг с другом за счёт радиационной связи [10]. Однако высокая степень синхронизации потребовала довольно сложной и дорогостоящей технологии изготовления лазерной структуры. В качестве упрощённого варианта антиволноводного лазерного массива можно рассматривать структуру с секционированным контактом, ширина секций которого составляет 4–8 мкм; примерно того же размера зазоры между секциями. Одна из подобных конструкций описа-

В.В.Светиков, Д.Х.Нурлигареев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: svetikov@nsc.gpi.ru, jambil@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 6 мая 2014 г., после доработки – 10 июня 2014 г.

на в [11]. Наряду с хорошей стабилизацией длины волны излучения и относительно узким (~ 2 нм) спектром во всём диапазоне выходных мощностей (до 4 Вт), эта структура имеет довольно широкую расходимость излучения, которая возрастает с увеличением выходной мощности.

Другим подходом к решению проблемы селекции поперечных мод является подход, основанный на использовании внешнего резонатора. Филаментация и неустойчивость поля широких ЛД приводит к возникновению боковых пучков, не совпадающих с осью лазера [12]. Построение резонатора, резонансного именно боковым пучкам, позволяет селективировать поперечную моду высокого порядка. Такие резонаторы называются V-резонаторами. Наибольший успех сопутствовал так называемым асимметричным V-образным резонаторам [13, 14], которые могут успешно применяться как в единичных ЛД, так и в массиве усилительных ячеек.

Заслуживает внимание также подход к решению указанной проблемы, предложенный авторами [15, 16], где для создания обратной связи (ОС) использовалось внешнее планарное волноводное спектрально-фазовое зеркало. Особенностью данного подхода является исключение из оптической схемы резонатора внешних настраиваемых элементов, ставшее возможным благодаря непосредственному согласованию планарных мод ЛД и волновода внешнего зеркала, формирующего на излучательном торце ЛД сфазированное распределение поля ОС. Внешнее зеркало для такого резонатора изготавливалось по технологии числовой планарной голографии на основе SiO₂-волноводов. Авторы [15, 16] продемонстрировали температурно-независимую узкополосную лазерную генерацию: в одном случае – на основной моде, в другом – на моде высокого порядка. Предложенный подход представляется перспективным для селекции поперечных мод и стабилизации длины волны одиночных ЛД благодаря возможности его реализации в монолитной конструкции без внешних элементов.

Настоящая статья посвящена результатам экспериментального исследования лазерной генерации полупроводникового секционированного ЛД [11] при различных конфигурациях внешнего V-образного резонатора, в которых используются селективные свойства периодической структуры, образованной усилительными секциями ЛД. Основное внимание уделено угловой расходимости лазерных пучков и спектральной ширине излучения. Представлены также результаты исследований управления длиной волны излучения ЛД при использовании схемы Литтмана в одном из плеч V-резонатора.

2. Двухплечевой V-образный резонатор

Известно, что решётка, состоящая из периодически расположенных волноводных каналов с периодом Λ , является резонансной для двух сходящихся лучей с длиной волны λ , если угол их падения θ_{Br} удовлетворяет условию Брэгга:

$$\sin \theta_{Br} = \lambda / (2 \Lambda). \quad (1)$$

Такая структура обладает спектрально-селективными свойствами, которые в общем случае были рассмотрены Г.Когельником [17], решавшим задачу прохождения плоской электромагнитной волны через трансмиссионную голограмму.

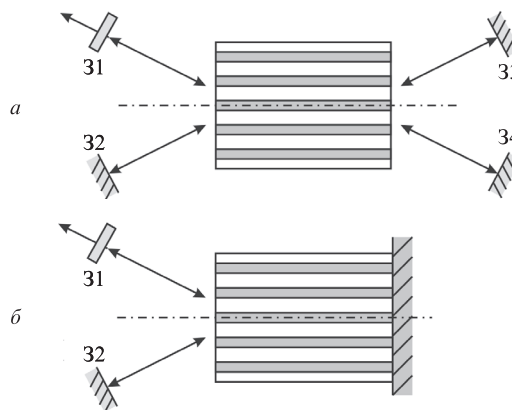


Рис.1. Двухплечевой V-образный резонатор с четырьмя (а) и двумя (б) внешними зеркалами ОС.

Набор периодически расположенных усилительных каналов ЛД можно рассматривать как брэгговскую решётку для двух сходящихся пучков, угол между векторами распространения которых равен $2\theta_{Br}$. Поставив на пути таких лучей зеркала обратной связи 31–34 (рис.1,а), мы сформируем резонатор. Внутренняя структура лазера, состоящая из усилительных элементов, является в таком резонаторе и усиливающей средой, и селектором генерируемой моды. Резонансная мода в нём должна быть противофазной, т.е. фазы излучающих соседних элементов должны различаться на π . Число внешних зеркал можно сократить вдвое, если создать на одной из граней секционированной усиливающей среды 100%-ное зеркало (рис.1,б).

Рассмотрим случай, когда в секционированную лазерную структуру возвращаются два луча ОС (рис.2), угол между которыми равен $2\theta_{Br}$. В этом случае на выходной грани лазера создаётся стоячая волна. Если максимумы интенсивности в этой волне будут соответствовать каналам усиления ЛД, то она окажется резонансной периодической усиливающей структуре, и в таком резонаторе мода, соответствующая именно этому распределению поля, будет иметь наибольшую добротность. В этом случае от такой структуры можно ожидать модовой селективности.

Селективные свойства секционированной структуры можно оценить с помощью уравнений, описывающих дифракцию света при прохождении толстой голографической решётки. В частности, анализ таких структур осуществлён в [17]. В соответствии с результатами этой работы для периодической решётки с углом скольжения $\Phi = \pi/2$ при условии отсутствия потерь и при выполнении

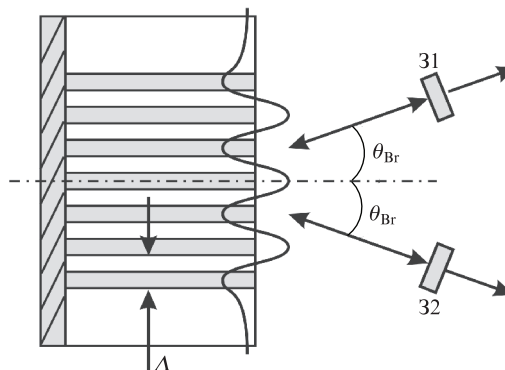


Рис.2. Формирование моды в секционированном ЛД; 31, 32 – зеркала ОС, Λ – период расположения усилительных каналов.

условия Брэгга (1) уравнение для дифракционной эффективности η примет следующий вид:

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\pi n_1}{\lambda_{\text{Br}} \cos \theta_{\text{Br}}} d\right), \quad (2)$$

где n_1 – амплитуда пространственной модуляции коэффициента преломления; d – длина голограммы; λ_{Br} – брэгговская длина волны.

Из уравнения (2) видно, что при падении излучения под углом Брэгга на периодическую структуру эффективность дифракции может принимать значение от 1 до 0 в зависимости от параметра $n_1 d$. Если выполняется условие

$$n_1 d = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_{\text{Br}} \sqrt{1 - \frac{\lambda_{\text{Br}}^2}{4\Lambda^2}}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

имеет место максимум эффективности брэгговской дифракции. Если же

$$n_1 d = m \lambda_{\text{Br}} \sqrt{1 - \frac{\lambda_{\text{Br}}^2}{4\Lambda^2}}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

то для этой длины волны $\eta = 0$.

Кроме того, из уравнения (3) следует, что при фиксированной длине голограммы d и постоянном n_1 существует дискретный спектр длин волн λ и, следовательно, дискретный набор углов, для которых дифракционная эффективность $\eta = 1$. Из уравнения (3), предполагая малость длины волны в сравнении с периодом каналов ($\lambda \ll \Lambda$) и малость углов дифракции ($\cos \theta \sim 1$), можно получить выражение для интервала между длинами волн $\Delta \lambda$, для которых дифракционная эффективность максимальна:

$$\Delta \lambda \approx \lambda^2 / (n_1 d). \quad (5)$$

В частности, если $\lambda = 1 \mu\text{м}$, $d = 2000 \mu\text{м}$ и $n_1 = 0.065$, то $\Delta \lambda \sim 8 \text{ нм}$.

Дискретному спектру длин волн должен соответствовать дискретный спектр углов падения θ с угловым интервалом между максимумами

$$\Delta \theta \approx \Delta \lambda / (2\Lambda). \quad (6)$$

Для указанных выше параметров структуры и при периоде расположения усилительных каналов $\Lambda = 8 \mu\text{м}$ угол между резонансными длинами волн $\Delta \theta \approx 5 \times 10^{-4}$ рад. Таким образом, для достижения эффективной спектральной селективности структуры с периодическими каналами необходимо возвращать в неё пучок с угловой расходимостью, меньшей угла между резонансными длинами волн $\Delta \theta$, т.е. в случае рассматриваемой структуры этот угол не должен превышать 2° .

3. Экспериментальное исследование работы секционированного ЛД

3.1. Параметры излучения ЛД в резонаторе с плоским выходным зеркалом, перпендикулярным оси резонатора

В наших экспериментах использовался секционированный широкоапертурный ЛД с периодом секционирования $\Lambda = 8 \mu\text{м}$ и шириной выходного окна $500 \mu\text{м}$. Выходная грань ЛД была просветлена приблизительно

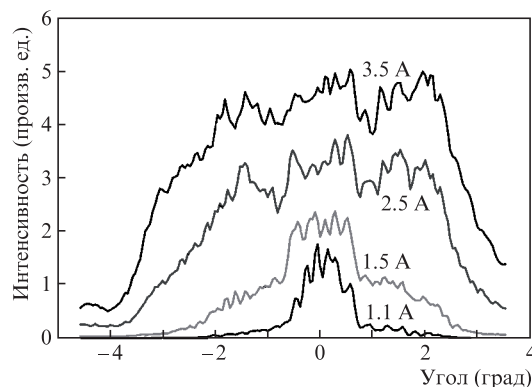


Рис.3. Углы распределения интенсивности излучения ЛД в дальней зоне с 12%-ным зеркалом ОС, расположенным перпендикулярно оси ЛД на расстоянии 5 мм от выходной грани, при разных токах.

до уровня 0.1%, центральная длина волны излучения $\lambda_0 = 980 \text{ нм}$. Лазерный диод, аналогичный исследуемому, но с 5%-ным отражением на выходном торце, обеспечивал суммарную оптическую мощность $P = 3 \text{ Вт}$ при рабочем токе $I = 4.5 \text{ А}$, температуре теплоотвода $T = 21^\circ \text{C}$ и ширине спектра излучения на полувысоте во всём диапазоне рабочих токов $\Delta \lambda_{0.5} \leq 2.5 \text{ нм}$. Угловая картина излучения ЛД в дальней зоне с зеркалом ОС с отражением $R = 12\%$, расположенным перпендикулярно оси ЛД на расстоянии 5 мм от выходной грани, зависит от тока накачки I . При $I \leq 2.5 \text{ А}$ ($I \leq 1.5 I_{\text{th}}$) распределение интенсивности в дальней зоне состоит из периодически расположенных пиков интенсивности шириной от 0.1 до 0.2°, сгруппированных в один центральный максимум (общая ширина $\sim 1.2^\circ$) (рис.3).

При больших токах накачки распределение интенсивности в дальней зоне представляет собой объединение трёх широких пиков интенсивности, каждый из которых состоит из узких максимумов шириной от 0.1 до 0.2°. Угловое расстояние между симметрично расположенными относительно оси ЛД максимумами излучения $\Delta \theta$ зависит от тока накачки: при $I = 2.5 \text{ А}$ угловой интервал $\Delta \theta = 2.9^\circ$, при $I = 3.5 \text{ А}$ он составляет 3.1° . Ширина лазерного пучка в дальней зоне на полувысоте при максимальном токе накачки $\Delta \theta_{0.5} = 6^\circ$. Такое распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне свидетельствует о существовании в ЛД многочисленных поперечных мод генерации, возникающих уже при слабом превышении порогового тока наряду с основной синфазной супермодой. При дальнейшем увеличении тока возникает и противофазная с соседними модами супермода, в результате чего появляются дополнительные угловые пучки, направленные под углами примерно $\pm 1.5^\circ$, что ведёт к общему увеличению расходимости пучка.

3.2. ЛД в двухплечевом V-образном резонаторе

В основе схемы двухплечевого резонатора могут лежать две основные геометрии, а именно симметричная геометрия с двумя внешними полупрозрачными зеркалами в обоих плечах и асимметричная – с зеркалом ОС в одном из плеч. Нами были исследованы оба типа геометрии резонатора, а также их вариации: 1) с полупрозрачным зеркалом в одном из плеч; 2) с непрозрачным зеркалом ОС в одном из плеч; 3) с полупрозрачными зеркалами в обоих плечах резонатора.

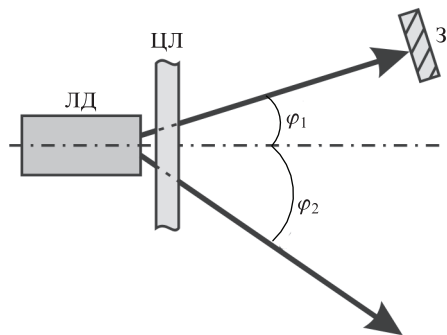


Рис.4. Двухплечевой асимметричный резонатор ЛД (плоскость р-п-перехода лежит в плоскости рисунка); ЦЛ – цилиндрическая линза, З – зеркало ОС.

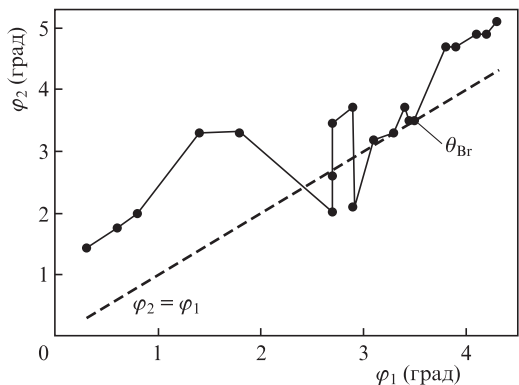


Рис.5. Зависимости угла выхода лазерного излучения φ_2 от угла направления луча ОС φ_1 : точки – экспериментальные результаты, штриховая линия – зависимость $\varphi_2 = \varphi_1$.

Исследование работы ЛД во внешнем асимметричном V-образном резонаторе с непрозрачным ($R = 100\%$) зеркалом ОС (рис.4) показало, что генерация лазерного излучения происходит при дискретном спектре углов обратной связи φ_1 и соответствующих дискретных углах выхода излучения из ЛД φ_2 . Экспериментальная зависимость углового направления выходного пучка излучения φ_2 от угла направления луча ОС φ_1 , при которых наблюдалась устойчивая генерация, изображена на рис.5. Следует обратить внимание на то, что при некоторых углах ОС φ_1 наблюдается многолучевой выход, т.е. излучение выходит одновременно под несколькими углами φ_2 .

Измерение мощности выходящих пучков показало нерегулярность её поведения в зависимости от угла наклона луча ОС (рис.6). Максимум суммарной выходной мощности соответствует трёхлучевой генерации при угле ОС

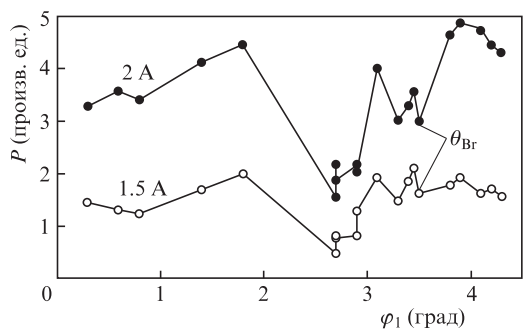


Рис.6. Зависимости мощности выходного пучка от угла наклона луча ОС φ_1 при разных токах.

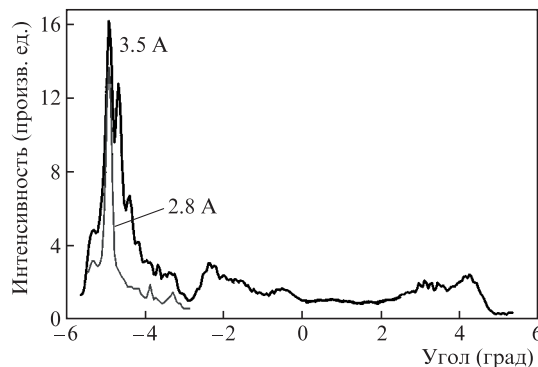


Рис.7. Угловые распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне для случая асимметричного V-образного резонатора при разных токах.

$\varphi_1 = 2.7^\circ$. Режим генерации, соответствующий углу Брэгга θ_{Br} , характеризовался единственным выходящим пучком со средней для данного тока интенсивностью. Практически для всех случаев угловая расходимость выходящего пучка $\Delta\theta_{0.5}$ была примерно одинаковой для всех углов выходящего излучения φ_2 и зависела только от тока накачки, изменяясь от 0.5° при $I = 1.5$ А, до 0.9° при $I = 3.5$ А.

На рис.7 приведено одно из распределений интенсивности лазерного излучения в дальней зоне для несимметричного резонатора. Оно характеризуется наименьшей из наблюдавшихся в экспериментах угловой шириной выходящего пучка: $\Delta\theta_{0.5} = 0.3^\circ$ при $I = 2.7$ А и 0.44° при $I = 3.5$ А. Кроме того, обращает на себя внимание низкая интенсивность пучка, прошедшего через зеркало ОС. Такое распределение в дальней зоне характерно для мод с асимметричным распределением интенсивности на выходном торце ЛД [18].

Сужение расходимости лазерных пучков до углов, меньших 1° , свидетельствует о модовой селекции, происходящей в резонаторе этого типа. Наличие дискретных углов расположения зеркала ОС, при которых наблюдается устойчивая лазерная генерация, говорит о многополосной функции дифракционной эффективности секционированной структуры ЛД. Появление такой генерации связано, вероятно, с относительно большой расходимостью луча ОС, для подавления которой потребуются либо дополнительные внутррезонаторные коллимирующие элементы, либо зеркало ОС с соответствующими коллимирующими свойствами.

В экспериментах максимальная мощность выходящего пучка лазера в двухплечевом резонаторе при всех режимах работы не превышала 2 Вт, что меньше мощности ЛД, у которого выходной торец имел отражение $R = 5\%$. Это обстоятельство мы объясняем тем, что в ЛД без просветления выходной грани генерируется множество волноводных мод, в результате чего зона усиления ЛД используется более эффективно, что обеспечивает максимальную мощность пучка. В то же время из-за большого числа генерируемых мод расходимость такого пучка больше, а следовательно, меньше яркость излучения ЛД. Применение двухплечевого резонатора сужает спектр генерируемых мод в лазерной структуре. В результате этого, с одной стороны, уменьшается расходимость генерируемого пучка, что увеличивает яркость излучения, а с другой стороны – снижается эффективность использования усилительного слоя ЛД и, значит, мощность выходящего излучения.

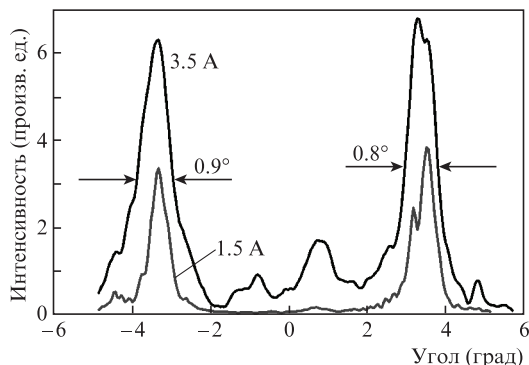


Рис.8. Распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне для симметричного двухплечевого V-образного резонатора при разных токах.

Угловое распределение пучка в дальней зоне для симметричного резонатора при расположении зеркал ОС под углом Брэгга по отношению к внутридиодной секционированной структуре приведено на рис.8. Оно характеризуется симметричным расположением двух пиков интенсивности с угловым расстоянием 6.8° . Угловая ширина пиков интенсивности $\theta_{0.5}$ незначительно увеличивалась с ростом тока накачки и при максимальном токе составляла $0.8^\circ-0.9^\circ$, что свидетельствует об эффективной селекции поперечных мод, при которой количество генерируемых мод стабилизируется в широком диапазоне рабочих токов.

Наряду со спектрально независимыми элементами ОС нами был рассмотрен резонатор с дифракционной решёткой в одном из плеч асимметричного резонатора. В частности, была исследована генерация ЛД в резонаторе с дифракционной решёткой (1200 штр/мм), включенной по схеме Литтмана (рис.9). Получена лазерная генерация с непрерывной перестройкой длины волны в пределах

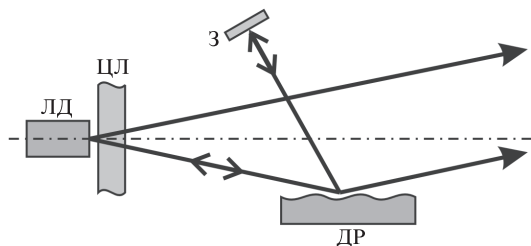


Рис.9. Асимметричный резонатор с дифракционной решёткой, включённой по схеме Литтмана; ЦЛ – цилиндрическая линза, З – зеркало ОС, ДР – дифракционная решётка.

972–979 нм и с шириной линии излучения не более 0.3 нм при $I = 1.5$ А и менее 1 нм при $I = 3.5$ А.

4. Выводы

Экспериментальное исследование работы секционированного ЛД в двухплечевом симметричном и асимметричном резонаторах выявило, что селекция поперечных мод такого ЛД приводит к существенному уменьшению угловой расходимости выходного пучка и к уменьшению его спектральной ширины. В частности, исследование ЛД в асимметричном двухплечевом резонаторе продемонстрировало устойчивую генерацию в дискретном ряде углов ОС. Был получен режим генерации моды с асимметричным распределением амплитуды поля в поперечном направлении, которая характеризуется однолучевым распределением интенсивности в дальней зоне. Наиболее устойчивая работа лазера наблюдалась в симметричном резонаторе с двумя зеркалами ОС, наиболее полно реализующими брэгговский режим дифракции на внутренней периодической структуре ЛД.

Использование схемы Литтмана в одном из плеч асимметричного V-образного резонатора наряду с уменьшением расходимости лазерного луча позволило получить плавную перестройку длины волны в пределах 6 нм при спектральной ширине излучения и максимальном токе накачки не более 1 нм.

- Бахерт Х.-Ю, Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **5** (3), 603 (1978).
- Larsson A., Salzman J., Mittelstein M., Yariv A. *J. Appl. Phys.*, **60** (1), 66 (1986).
- Hadley G.R., Hohimer J.P., Owyong A. *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 684 (1986).
- Chang-Hasnain C.J., Dienes A., Whinnery J.R., Streifer W., Scifres D.R. *Appl. Phys. Lett.*, **54** (6), 484 (1989).
- Chang-Hasnain C.J., Kapon E., Bhat R. *Appl. Phys. Lett.*, **54** (3), 205 (1989).
- Thomson G.H.B. *Opto-electronics*, **4**, 257 (1972).
- Marciante J.R., Agrawal G.P. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (5), 593 (1996).
- Newell T.C. et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1527 (1999).
- Smowton P.M. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (17), 3251 (2002).
- Botez D., in *Diode Laser Arrays* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005, p. 22).
- Демидов Д.М., Кацавец Н.И., Тер-Мартиросян А.Л., Чалый В.П. *Квантовая электроника*, **25** (9), 789 (1998).
- Bogatov A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2399**, 456 (1995).
- Lim J. J. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 993 (2009).
- Chen J. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 524 (2004).
- Svetikov V. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7918**, 79180P (2011).
- Svetikov V. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30** (3), 610 (2013).
- Kogelnik H. *The Bell Syst. Techn. J.*, **48** (9), 2909 (1969).
- Blaaberg S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43** (11), 959 (2007).