

Исследование лазерной генерации лазерного диода с широким полосковым контактом в асимметричном V-резонаторе со спектрально неселективным зеркалом обратной связи

В.В.Светиков, М.А.Кононов

Экспериментально исследована генерация лазерного диода с широким полосковым контактом во внешнем асимметричном резонаторе V-типа с выходным, наклонно расположенным и спектрально- и фазово-неселективным, зеркалом обратной связи (ЗОС). Целью исследований было определение диапазона токов накачки и углов наклона ЗОС, при которых наблюдается узконаправленный лазерный пучок. Проведены измерения спектров излучения и сопоставление углов наклона ЗОС с углами выхода лазерного пучка и со средним периодом расположения филаментов в лазерном диоде.

Ключевые слова: лазерный диод с широким полосковым контактом, узконаправленный лазерный пучок, асимметричный V-резонатор, филаменты, селекция мод.

1. Введение

Полупроводниковые лазерные диоды с широким полосковым контактом (ШПЛД) в последнее время являются наиболее востребованным и активно развивающимся классом лазерных излучателей. Возросший интерес к высокоэнергетическим лазерным системам объясняется широким применением их в современных технологиях. Известно, что в излучающей области ШПЛД при высоких токах накачки возникают каналы с увеличенной светимостью – филаменты [1–6]. Из-за отсутствия фазового согласования между филаментами в лазерной структуре имеется множество несфазированных поперечных мод, что приводит к большой расходимости пучка и к появлению в нем локальных максимумов интенсивности для некоторых направлений распространения. Для подавления поперечной многомодовости и формирования единственной моды требуется синхронизация всех излучающих каналов.

Массив равномерно расположенных волноводов с периодом Λ_a согласован с пучностями поля двух сходящихся пучков с длиной волны λ , падающих на систему волноводов под углами $+\varphi$ и $-\varphi$ относительно продольной оси, если угол φ удовлетворяет условию Брэгга (рис.1):

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{2\Lambda_a}. \quad (1)$$

Следует отметить, что в этом случае фазы поля в соседних пучностях различаются на величину π . Таким образом, с помощью двух сходящихся пучков можно создать на торце лазерного диода (ЛД) фазово-согласованное периодическое распределение пучностей.

Если филаменты расположатся в соответствии с этими пучностями, то сформируется поперечная мода высокого порядка с периодом $\Lambda_p = 2\Lambda_a$, перекрывающая все

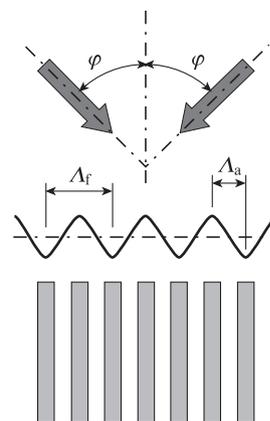


Рис.1. Согласование массива равномерно расположенных волноводов с пучностями интерференции двух сходящихся пучков.

поперечное сечение излучающей области лазерного диода. Очевидно, что периодическое расположение филаментов и их фазовую согласованность в условиях изолированного лазерного диода без внешнего воздействия излучения определяют механизмы филаментации. В связи с этим является актуальным вопрос о степени влияния интерференционного распределения интенсивности и фазы на торце ЛД, созданного излучением обратной связи (ОС), на формирование фазово-согласованной структуры филаментов.

Лазерные резонаторы, в которых реализуется принцип организации фазово-согласованного распределения поля вдоль торца лазерного диода за счет лучей ОС, называются резонаторами с внеосевой ОС или V-резонаторами [7–12]. Они могут быть как с двумя зеркалами ОС (симметричный V-резонатор), так и с одним зеркалом (асимметричный V-резонатор). В последнем случае добротность резонатора максимальна для той поперечной моды, для которой направление одного из пучков совпадает с нормалью к зеркалу ОС (ЗОС) [7].

Для исследования возможности и условий формирования фазово-согласованного распределения пятен филаментов на торце ЛД нами был использован широкоапертурный полосковый лазерный диод. Он размещался в

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

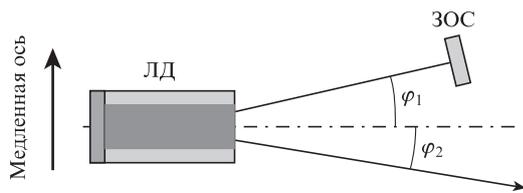


Рис.2. Внешний асимметричный V-резонатор: ЛД – лазерный диод; ЗОС – зеркало обратной связи.

асимметричном V-резонаторе (рис.2) – наиболее простом и эффективном резонаторе для селекции поперечной моды высокого порядка. В экспериментах в качестве ЗОС мы использовали спектрально-неселективный отражатель с коэффициентом отражения $R = 7\%$. Выбор спектрально-неселективного зеркала был продиктован стремлением исключить возможное влияние спектральной фильтрации сигнала ОС на селекцию поперечных мод лазера.

2. Исследования генерации ЛД в резонаторе, образованном собственными торцами

Использованный в экспериментах ШПЛД (ширина полосы 100 мкм) имел глубокое просветление выходного торца, что обеспечивало работу лазера в режиме люминесценции вплоть до номинального тока накачки $I_{ном} = 2$ А. Аналогичный коммерчески доступный лазерный диод без такого просветления выходной грани имел длину волны генерации $\lambda \approx 1.064$ мкм и ширину спектра на полувысоте $\Delta\lambda = 4-5$ нм (рис.3) и при номинальном токе 2 А генерировал выходную мощность $P = 2$ Вт.

Картина излучения выходного торца коммерческого варианта ЛД (без глубокого просветления) при различных токах накачки имела традиционную для широкополосковых лазеров структуру, состоящую из множества ярких областей (рис.4). Предположив, что профиль яркости выходного торца ЛД формируется из множества несфазированных между собой филаментов с гауссовым распределением интенсивности, можно представить массив таких излучателей, суммарная интенсивность которых сформирует заданный профиль яркости на выходном торце (рис.5). В соответствии с этим, период расположения независимых источников излучения вдоль торца исследуемого ЛД варьируется от 7 до 11 мкм при ширине филамента на полувысоте от 6.6 до 8.5 мкм. Причем более плотно филаменты сосредоточены вблизи краев активной области ЛД.

Исследование углового распределения интенсивности излучения лазерного диода в дальней зоне в плоскости

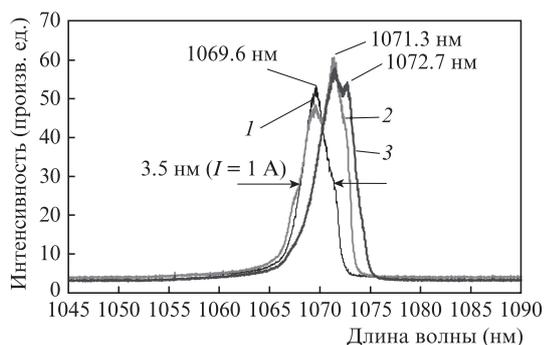


Рис.3. Спектр генерации ЛД при токах накачки $I = 1$ (1), 1.5 (2) и 2 А (3).

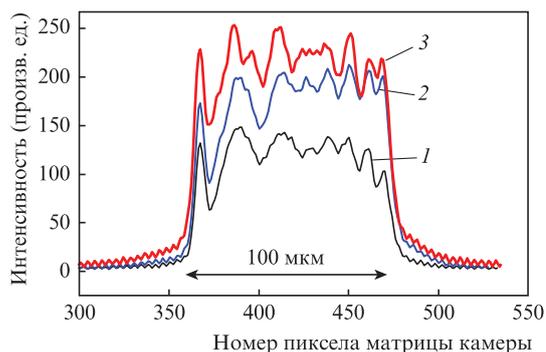


Рис.4. Распределения интенсивности на выходном торце ЛД при токах накачки 0.4 А (1), 0.7 А (2) и 1 А (3); $T = 25^\circ\text{C}$.

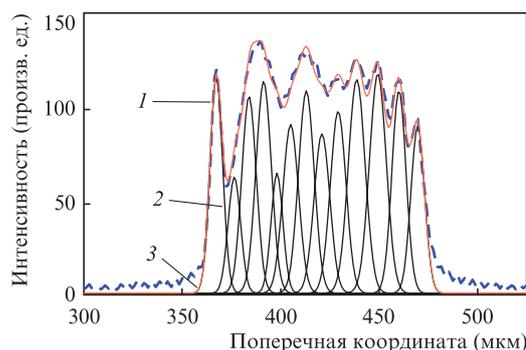


Рис.5. Распределение интенсивности свечения на выходном торце ЛД при токе накачки $I = 0.4$ А (1) и массив гауссовых распределений интенсивностей филаментов (кривые 2), суммирование которых образует распределение 3; $T = 25^\circ\text{C}$. Цветное изображение рис.5 помещено на сайте нашего журнала www.quantum-electron.ru.

p-n-перехода показало ее зависимость от тока накачки: при токе $I = 0.4$ А угловая ширина на полувысоте $\Delta\theta = 5^\circ$, при $I = 0.7$ А – $\Delta\theta = 5.4^\circ$ и при $I = 2$ А – $\Delta\theta = 6.5^\circ$ (рис.6). Угловую ширину $\Delta\theta = 5^\circ$ имеет когерентный источник с $\lambda \approx 1$ мкм и шириной излучающей площадки около 15 мкм. Сопоставляя это значение с размерами и расположением филаментов, полученными выше (рис. 5), можно сделать вывод, что сфазированными между собой являются два расположенные по соседству филамента. Таким образом, излучение выходного торца лазерного диода формируется из излучений множества филаментов, фазовое согласование между которыми ограничивается двумя соседними.

В использованном нами асимметричном V-резонаторе (рис.2) с помощью наклонного расположения внешнего ЗОС создается обратная связь, увеличивающая добротность поперечной моды, период которой

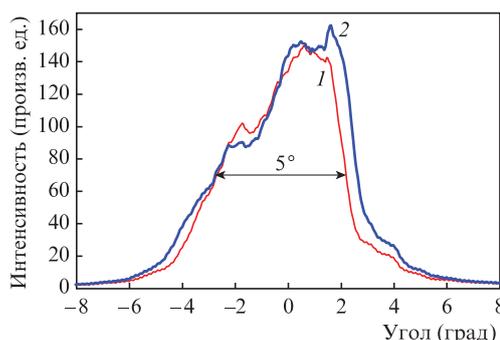


Рис.6. Распределения интенсивностей лазерного излучения в дальней зоне при токах $I = 0.4$ А (1) и 0.7 А (2); $\Delta\theta = 5^\circ$ (1) и 5.4° (2).

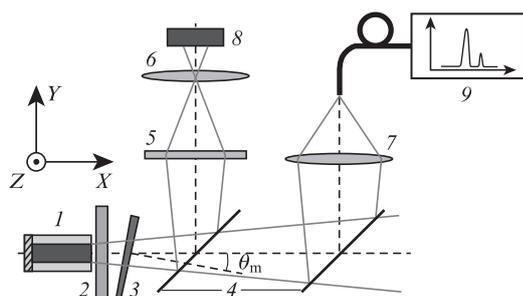


Рис.7. Схема измерений параметров излучения ЛД во внешнем V-резонаторе:

1 – лазерный диод; 2 – цилиндрическая линза; 3 – ЗОС; 4 – делитель пучка; 5 – матовый экран; 6, 7 – фокусирующие объективы; 8 – КМОП-матрица; 9 – спектрометр.

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sin \varphi_1}, \quad (2)$$

где φ_1 – угол между осью ЛД и нормалью ЗОС.

Для формирования поперечной моды на периодических расположенных филаментах необходимо их синхронизировать так, чтобы фазы соседних филаментов различались на π . Тогда при периоде расположения филаментов Λ_f следует ожидать поперечную моду с периодом $\Lambda_m = 2\Lambda_f$. Для измеренных периодов расположения филаментов $\Lambda_f = 7-11$ мкм период поперечной моды Λ_m будет в пределах 14–22 мкм. Исходя из этих значений периода и в соответствии с уравнением (2) селекцию поперечной моды следует ожидать для углов наклона ЗОС в диапазоне $\theta = 2.8^\circ-4.3^\circ$, причем меньший угол соответствует большему периоду моды.

Принципиальная схема экспериментальной установки с внешним резонатором показана на рис.7. В эксперименте изменялся угол разворота ЗОС относительно оси ЛД. Параметры генерации фиксировались спектрометром и КМОП-камерой. Последняя использовалась для измерения распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне, изображение которого формировалось на матовом экране. В целях уменьшения оптической потери непосредственно перед выходным торцом ЛД была установлена коллимирующая цилиндрическая линза с просветляющим покрытием. Это позволило существенно уменьшить зависимость порогового тока генерации от расстояния между ЗОС и выходным торцом ЛД. Благодаря наличию просветляющего покрытия на коллимирующей линзе лазерная генерация, вызванная отраженным излучением от линзы, не возникала вплоть до номинального тока накачки ЛД.

3. Экспериментальное исследование генерации ЛД во внешнем асимметричном V-резонаторе

В экспериментах с внешним ЗОС пороговый ток генерации $I_{th} = 300$ мА. При угловом расположении ЗОС относительно выходного торца ЛД лазерная генерация по своему спектру и распределению интенсивности в дальней зоне существенно отличалась от генерации ЛД без внешнего резонатора и от генерации при установке ЗОС по нормали к выходной грани. Угловой профиль распределения интенсивности лазерного излучения зависел от тока накачки и угла поворота ЗОС. До токов накачки примерно 500 мА лазерная генерация при наклонном рас-

положении ЗОС имела устойчивый спектр и устойчивое распределение интенсивности в дальней зоне. При больших токах накачки резко увеличивалось количество излучаемых пучков, соотношение их интенсивностей становилось нестабильным, спектр генерации уширялся и тоже был нестабильным. В связи с этим генерация исследовалась только в интервале рабочих токов 400–500 мА.

При расположении ЗОС перпендикулярно оси ЛД генерируемое излучение при небольших токах ($I = 1.3I_{th}$) состоит из одного или двух пучков высокой интенсивности с несколькими сателлитами меньшей интенсивности, при полной угловой ширине θ примерно 7° . Во всех случаях строгого совпадения оси ЛД и направления распространения пучков не наблюдалось. Среднее угловое отклонение лазерного пучка наибольшей интенсивности от оси ЛД составляло 0.2° , спектр лазерной генерации демонстрировал неустойчивость, изменяясь в пределах 10 нм, при незначительно малых изменениях угла наклона ЗОС. В целом такие характеристики лазерного излучения свидетельствуют о наличии в излучении ЛД большого числа конкурирующих поперечных мод, чувствительных к незначительным изменениям сигнала ОС. При увеличении тока накачки лазерная генерация по своим параметрам становилась подобной генерации ЛД без внешнего резонатора.

Изменение угла наклона ЗОС продемонстрировало наличие лазерной генерации для дискретного спектра углов разворота зеркала (рис.8). Причем следует отметить, что для малых углов разворота ЗОС угол выходящего луча не совпадал с углом луча обратной связи (луч, направление которого совпадало с нормалью к ЗОС). Разница в этих углах уменьшалась с увеличением угла наклона ЗОС, и для углов больше 2° эти углы практически совпадали.

При углах разворота ЗОС $\theta > 0.2^\circ$ генерация становится двухпучковой, причем интенсивности пучков сильно различаются (рис.9,а). Обращает на себя внимание отсутствие в направлении ЗОС пучка с интенсивностью, соизмеримой с выходным пучком. В интервале углов $\theta = 0.2^\circ-1^\circ$ спектр излучения нестабильный, его изменение происходит в пределах 11 нм.

Дальнейший разворот ЗОС в интервале углов $\theta = 1.1^\circ-2.5^\circ$ приводит к стабильной двухпучковой генерации без дополнительных сателлитов (рис.9,а). Спектр лазерного излучения имеет одну линию с шириной на полувысоте примерно 1 нм (рис.9,б), при некоторых включениях в спектре наблюдались дополнительные боковые сателлиты с интенсивностью не более 20% от интенсивности ос-

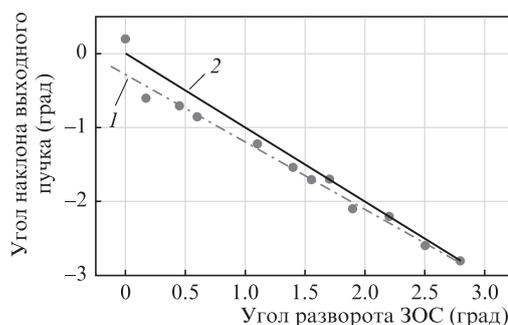


Рис.8. Зависимость угла выходного пучка (угол наклона относительно оси ЛД) от угла разворота ЗОС: положения, соответствующие лазерной генерации (точки), линейная аппроксимация экспериментальных результатов (1) и линия равенства угла наклона выходного пучка углу разворота ЗОС (2).

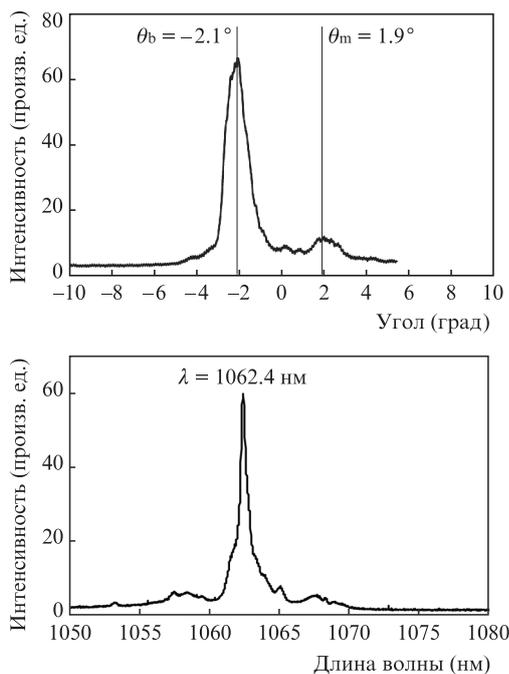


Рис.9. Распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне (а) и спектр генерации лазера (б) для угла наклона ЗОС $\theta_m = 1.9^\circ$; $I = 500$ мА, $T = 26^\circ\text{C}$.

новной линии. Разброс положения спектральных пиков интенсивности для разных включений ЛД наблюдался в пределах 3 нм.

Разворот ЗОС на угол $\theta = 2.8^\circ$ и более приводит к появлению третьего пучка в лазерной генерации (рис.10,а), направление которого совпадает с осью ЛД. Угловая ширина центрального пучка $\Delta\theta$ равнялась примерно 2° . Появление этого пучка в спектре поперечных мод свидетельствует о возникновении супермоды нулевого порядка, являющейся в данном случае паразитной. Спектр излучения

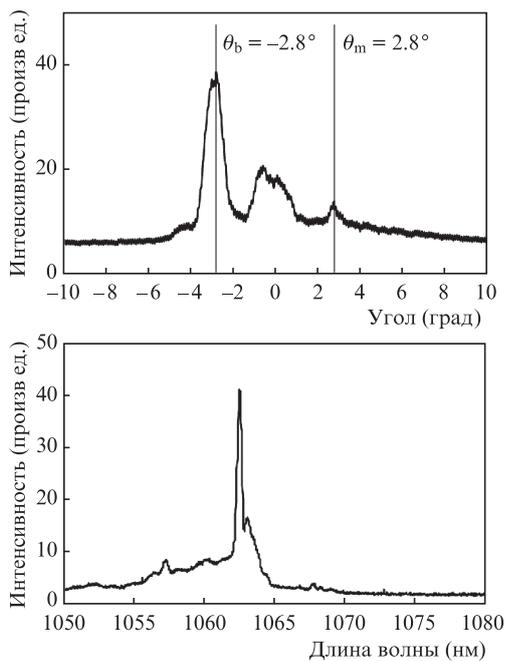


Рис.10. Распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне (а) и спектр генерации лазера (б) для угла наклона ЗОС $\theta_m = 2.8^\circ$; $I = 500$ мА, $T = 26^\circ\text{C}$.

в этом режиме состоял из относительно широкого основания и узкого пика, ширина которого на полувысоте была не более 1 нм (рис.10,б), нестабильность положения максимума спектра при разных включениях составляла примерно 10 нм. При увеличении угла разворота ЗОС более 2.8° лазерная генерация не наблюдалась, ЛД переходил в режим люминесценции.

4. Обсуждение результатов

Использование асимметричного V-резонатора без спектрально-селективных элементов в тракте обратной связи ШПЛД показало наличие ярко выраженного эффекта селекции поперечной моды только для токов накачки, не превышающих двойной пороговый ток $2I_{th}$. В случае расположения ЗОС по нормали к оси ЛД узконаправленного излучения не наблюдалось. Это свидетельствует о невозможности синфазного излучения всех или части активных каналов в такой геометрии резонатора. Сужение угловой расходимости лазерного пучка наблюдалось только для наклонного расположения ЗОС. Причем для малых углов наклона зеркала расположение выходного пучка и пучка ОС было явно несимметричным, что свидетельствует о наклоне фазового фронта супермоды, возникающей в поперечном сечении лазерного диода. Это согласуется с результатами наблюдения филаментов, представленными в работе [13]. Наиболее выражен эффект селекции поперечной моды в ЛД был при расположении ЗОС под углами $\theta_m = 1.9^\circ$ и 2.5° , что соответствует фазовым периодам поперечной моды $\Lambda_m = 32$ и 24 мкм соответственно. Ожидавшаяся селекция мод с Λ_m в интервале 14–22 мкм не наблюдалась. Таким образом, в экспериментах была осуществлена селекция поперечных мод с фазовым периодом, примерно в 3 раза превышающим период расположения филаментов в ЛД без внешнего резонатора.

Для интерпретации этих экспериментальных результатов рассмотрим волновод лазерного диода с филаментами как ограниченную систему одномодовых волноводов с периодом Λ . Было показано [14], что в такой системе волноводов могут бездифракционно распространяться пучки света, когда возбуждающее их излучение падает на систему волноводов под углами, при которых фазы возбуждаемых волн в соседних волноводах различаются на $\pi/2$. Эти углы падения определяются соотношением

$$\sin \theta = \frac{2m + 1}{4} \frac{\lambda}{\Lambda} \tag{3}$$

Видно, что углы возбуждения бездифракционных пучков дискретны и минимальный угол падения (при $m = 0$) в два раза меньше брэгговского угла падения θ_{Br} на решетку из волноводов с периодом Λ_a , определяемым соотношением (1).

Если рассматривать ЛД как массив периодически расположенных канальных волноводов, оси которых перпендикулярны выходному торцу лазера, то бездифракционный пучок будет согласован с этим массивом и будет распространяться в нем в том случае, если период расположения волноводов в массиве и углы схождения интерферирующих пучков в воздухе будут связаны уравнением (3). Таким образом, для $m = 0$ это соотношение предстанет в виде

$$\Lambda_0 = \frac{1}{4} \frac{\lambda}{\sin \theta_0} \tag{4}$$

В пределах такой системы канальных волноводов пучок света, возбужденный падающей на торцы массива волноводов под углом θ_0 плоской волной, будет распространяться бездифракционно и после отражения от заднего торца ЛД. В результате взаимодействия падающего и отраженного пучков в ЛД возникнет интерференционная решетка интенсивности с периодом Λ_{Br} , определяемым условием (1).

Сравнивая уравнения (1) и (4), имеем

$$\Lambda_{Br} = 2\Lambda_0. \quad (5)$$

Следовательно, внутрилазерная брэгговская решетка интенсивности с периодом Λ_{Br} накладывается на исходный массив волноводов с периодом Λ_0 таким образом, что каждый второй волновод массива оказывается в области нулевой интенсивности интерференционной решетки сходящихся пучков. Так как исходный массив сформирован изменением показателя преломления за счет градиента интенсивности, то нулевая интенсивность излучения фактически должна привести к исчезновению этого волновода из волноводной структуры ЛД, что в свою очередь приведет к исчезновению условия для возбуждения бездифракционного пучка. Это противоречие может быть разрешено при условии, что в структуре формируется динамическая брэгговская решетка интенсивности, в которой максимумы и нули интенсивности периодически меняются местами за столь короткое время, в течение которого не успевает измениться термически наведенное изменение показателя преломления. Применительно к лазерным филаментам это означает импульсно-периодическое свечение филаментов, при котором свечение канала длится некоторое время, затем оно начинается в соседнем канале. Косвенным подтверждением существования такой динамической решетки в лазерной структуре является ограниченное время жизни (свечения) филамента, составляющее доли пикосекунд [15].

Таким образом, в лазерной структуре, в которой наблюдается усредненное во времени распределение филаментов с периодом Λ_f , возможно формирование внутрилазерной брэгговской решетки, согласованной с филаментами, только для угла падения пучка ОС, равного половине угла θ_{Br} для периода Λ_f . Из-за незначительной вариации периода расположения филаментов этот угол может также несколько меняться. При меньших углах падения условия согласования между возникающей внутрилазерной брэгговской структурой интенсивности и решеткой филаментов реализуются в случае соответствующего увеличения периода Λ_f . При больших углах падения пучка ОС согласование решеток возможно при более близком расположении филаментов. Уменьшение Λ_f происходит только до определенного предела, после которого приоритетная поперечная (вдоль медленной оси) мода уже не возбуждается и, следовательно, не наблюдается устойчивая генерация узконаправленного лазерного пучка.

Именно такая зависимость от угла падения пучка ОС наблюдалась в экспериментах, в которых наиболее выраженный эффект селекции поперечной моды в ЛД наблюдался при расположении ЗОС под углами $\theta_m = 1.9^\circ$ и 2.5° , что соответствует фазовым периодам поперечной моды 32 и 24 мкм. Для этих углов наблюдался и наименьший разброс спектра излучения, что свидетельствовало

как о селекции поперечных мод, так и о спектральной селекции.

При направлении пучка ОС на торец ЛД под углом, формирующим поперечную моду с периодом, равным двойному периоду расположения филаментов Λ_f , характер распределения излучения в дальней зоне (рис.10) менялся. При этом в дальней зоне наряду с боковыми пучками появлялось излучение вдоль оси ЛД, что свидетельствует, с одной стороны, о формировании поперечной моды высокого порядка и, с другой стороны, о возникновении основной супермоды.

5. Заключение

Результаты экспериментов показали, что использование V-резонатора без спектрально селективных элементов демонстрирует ярко выраженный эффект селекции поперечной моды только для токов накачки, не превышающих двойного порогового тока. Причем при малых углах наклона ЗОС наблюдалось несимметричное расположение выходного пучка и пучка ОС, что свидетельствует о наклоне фазового фронта моды, возникающей на филаментах.

Наиболее выраженный эффект селекции поперечной моды в ЛД наблюдался при расположении ЗОС под углами $\theta_m = 1.9^\circ$ и 2.5° , которым соответствуют фазовые периоды поперечной моды 32 и 24 мкм. Эти значения примерно равны удвоенному периоду расположения ярких областей на выходном торце ЛД без внешних ОС. Такая поперечная мода соответствует гипотезе о существовании бездифракционно распространяющихся пучков, формирующих в лазерной среде решетку интенсивности с периодом, вдвое превышающим период расположения филаментов.

Ожидавшаяся селекция мод с фазовым периодом, равным двойному периоду расположения филаментов, наблюдалась только совместно с возникновением основной супермоды, что приводило к трехпучковой картине интенсивности в дальней зоне.

1. Thompson G.H.V. *Opto-electronics*, **4**, 257 (1972).
2. Бахерт Х.-Ю., Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **5** (3), 603 (1978) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **8** (3), 346 (1978)].
3. Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратонников А.А., Коныев В.П. *Квантовая электроника*, **30** (5), 401 (2000) [*Quantum Electron.*, **30** (5), 401 (2000)].
4. Marcianti J.R., Agrawal G.P. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (5), 593 (1996).
5. Goldberg L., Surette M.R., Mehuys D. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2304 (1993).
6. Bossert D.J., Marcianti J.R., Wright M.W. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **7**, 470 (1995).
7. Raab V., Menzel R. *Opt. Lett.*, **27** (3), 167 (2002).
8. Thestrup B., Chi M., Petersen P.M. *Proc. SPIE*, **5336**, 39 (2004).
9. Jechow A., Raab V., Menzel R., Cenker M., Stry S., Sacher J. *Opt. Commun.*, **277**, 161 (2007).
10. Chen J. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (4), 524 (2004).
11. Lim J.J. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15** (3), 993 (2009).
12. Светиков В.В., Нурлигареев Д.Х. *Квантовая электроника*, **44** (9), 810 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (9), 810 (2014)].
13. Welch D.F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6** (6), 1470 (2000).
14. Гончаров А.А., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Усиевич Б.А. *Квантовая электроника*, **33** (4), 342 (2003) [*Quantum Electron.*, **33** (4), 342 (2003)].
15. Burkhard T., Ziegler M.O., Fisher I., Elsässer W. *Chaos, Solitons & Fractals*, **10** (4-5), 845 (1999).