

КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ОПТИКА

ДИАГНОСТИКА ДЕФЕКТОВ АНИЗОТРОПИИ СОХРАНЯЮЩИХ ПОЛЯРИЗАЦИЮ ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДОВ

П.В.Волков, В.В.Иванов, В.А.Маркелов, М.А.Новиков, С.С.Уставщиков

Институт Физики Микроструктур РАН

Двупреломляющие оптические световоды и компоненты на их основе получили широкое применение в волоконно-оптической интерферометрии и в других волоконно-оптических технологиях, требующих стабильности состояния поляризации оптического излучения [1]. Свет в таких световодах распространяется в виде суперпозиции двух ортогонально поляризованных мод, имеющих различные фазовые и групповые скорости. Наличие локальных неоднородностей (дефектов) или внешних локальных возмущений в двупреломляющих световодах приводит к появлению связи между модами и, вследствие этого, приводит к нестабильности состояния поляризации распространяющегося излучения.

В волоконно-оптической интерферометрии связь мод и связанные с ней изменения состояния поляризации излучения приводят к нежелательным эффектам. Поэтому при изготовлении анизотропных оптических волокон и устройств на их основе весьма важен контроль дефектов анизотропии волокна и связи между модами. В настоящее время в большинстве случаев такой контроль сводится к измерению т.н. h – параметра [2] $\operatorname{tgh}(hL) = I_y/I_x$, где I_x – выходная оптическая мощность в основной моде (на входе линии возбуждается только x -мода), I_y – выходная мощность в ортогональной моде, L – длина световода. Очевидно, данный метод – интегральный, он не дает информации о расположении дефектов анизотропии вдоль оси волокна. Между тем, такая информация весьма существенна для оптимизации технологий производства оптических волокон и устройств на их основе. С другой стороны, обладая методом диагностики распределения дефектов анизотропии в волоконной линии, можно использовать ее в качестве распределенного датчика внешних механических напряжений.

В нашей работе реализована возможность локализации дефектов анизотропии по длине световода за счет применения техники низкокогерентной интерферометрии. Основной ее особенностью является то, что интерференция может наблюдаться только в случае, когда оптическая разность хода интерферирующих волн меньше длины когерентности источника [3]. Это свойство позволяет локализовать местоположение дефектов с разрешением $L_{\text{coh}}/\Delta n$, где L_{coh} – длина когерентности источника света, Δn – двупреломление в световоде.

На рис.1 представлена оптическая схема созданной установки диагностика анизотропных волокон.

Система работает следующим образом. Свет от частично-когерентного источника S проходит через поляризационный оптический интерферометр ПИ. На выходе интерферометра имеем пару ортогонально поляризованных волн с

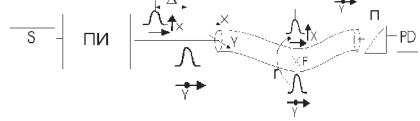


Рис. 1

оптической разностью хода Δ . Далее каждая из волн на выходе ПИ возбуждает только одну из поляризационных мод исследуемого волокна.

Пусть в волокне на расстоянии z от его входа присутствует точечный дефект анизотропии, на котором происходит частичный обмен оптической мощностью между поляризационными модами. В этом случае, на выходе волокна в каждой поляризационной моде имеем по паре волн с разностями хода $\delta_x = \Delta - z \cdot \Delta n$, $\delta_y = \Delta + z \cdot \Delta n$, где индексы x, y относятся к соответствующим поляризационным модам волокна, Δ – разность хода поляризационного интерферометра, $\Delta n = n_x - n_y$ – двупреломление в волокне. Если одна из этих разностей хода равна нулю с точностью до длины когерентности источника света, соответствующая пара волн создаст на фотоприемнике PD интерференционный сигнал, пропорциональный по величине коэффициенту связи поляризационных мод волокна по амплитуде. Таким образом, сканируя разность длин плеч интерферометра можно снять распределение коэффициента связи поляризационных мод по длине волокна.

В ходе работы нами была создана экспериментальная установка для диагностики анизотропных волокон. В качестве источника использовался стандартный суперлюминисцентный диод с длиной волны $\lambda = 0.82$ мкм, длиной когерентности 20 мкм и мощностью 1 мВт. Все исследованное волокно относится к одной партии и имеет следующие параметры: тип волокна – PANDA, длина волны отсечки 0.77 мкм, двупреломление 2.2×10^{-4} (измерено на описываемой установке).



Рис. 2

На рис. 2 приведена дефектограмма снятая на установке. Видны сигналы от входного торца линии, от стыка двух отрезков волокна, от механического воздействия груза массой 1 г, положенного на волокно и от выходного торца линии, а также интерференционные сигналы от внутренних неоднородностей волокна. Уровень собственных шумов системы соответствует коэффициенту связи мод (по мощности) около 70 дБ. Связь мод на внутренних неоднородностях волокна составляет от 40 до 55 дБ. Как показывают оценки, предельная чувствительность подобной системы к механическому сжатию составит около 0.5 г/см. При этом собственный шум волокна, соответствующий связи мод на внутренних неоднородностях свето-

вода, использованного в экспериментах, ограничивал чувствительность на уровне 3 г/см.

- [1] Кульчин Ю.Н. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы. – М.: ФИЗМАТЛИТ. 2001. С.57.
 [2] Ohtsuka Y., Tanaka S. //Optics Letters. 1988. V.13,№5. P.841.
 [3] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука. 1970. С.533.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ВНЕШНИМ КОРОТКИМ РЕЗОНАТОРОМ

А.В.Маругин, А.И.Гордин

Нижегородский госуниверситет

Для обеспечения решения аналитических задач в среднем ИК-диапазоне требуются источники оптического излучения с уровнем яркости, существенно превосходящим соответствующие параметры неселективных тепловых источников излучения, а также способные перестраиваться по частоте генерации в широком динамическом диапазоне. Кроме того, традиционные способы модуляционной спектроскопии требуют обеспечения технически несложных методов управления параметрами излучения источника внешним высокочастотным радиосигналом. Решение проблемы создания эффективного источника излучения данного диапазона дает разработанная в последние годы новая разновидность полупроводниковых инжекционных лазеров - каскадные лазеры.

Значение рабочей частоты в таких лазерах определяется шириной запрещенной зоны, зависящей от химического состава полупроводника, а также от геометрических размеров отдельной квантовой ямы. Перестройка длины волны излучения, таким образом, может быть осуществлена управлением шириной запрещенной зоны, например, за счет температуры. Оптические поля, генерируемые в каждой подзоне, связаны между собой только общим волноводом и характеризуются неоднородным уширением линии усиления. Как следствие этого, лазеры подобного типа в импульсном режиме склонны к многочастотной генерации, что существенно осложняет перспективы их применений в аналитических системах. В связи с этим на первый план выходит задача управления спектральными параметрами за счет внесения дополнительной селективности в конфигурацию лазерного резонатора. Один из предлагаемых нами вариантов управления спектром полупроводникового лазера – использование дополнительного резонатора, сформированного внешним отражающим элементом, расположенным на оптической оси на расстоянии, сравнимом с оптической длиной лазерного кристалла. Можно показать, что в этом случае пороговые условия генерации имеют следующий вид:

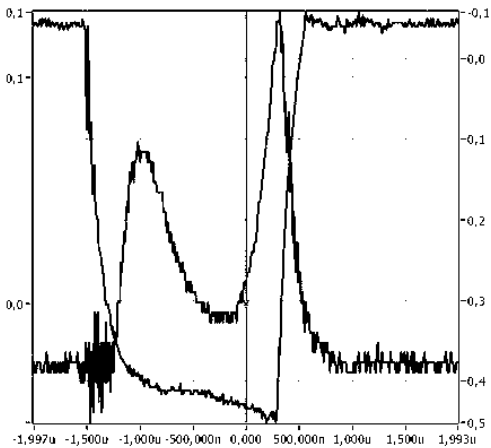
$$g - \alpha = \frac{1}{l} \ln \frac{1}{|r_{y\dot{o}\dot{o}}| |r|} = \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{R_{y\dot{o}\dot{o}} R} \quad ; \quad \arg(r_{y\dot{o}\dot{o}}) = 2\pi M + 2kn_{i\dot{o}d\dot{e}}l$$

Здесь $g-\alpha$ – соответственно, разница усиления и потерь, l – геометрическая длина лазерного кристалла. Γ и R – коэффициенты отражения торцов лазерного кристалла по амплитуде и по мощности, соответственно. $\Gamma_{\text{эфф}}$ и $R_{\text{эфф}}$ – аналогичные коэффициенты, характеризующие внешнюю оптическую связь, создаваемую отражателем. M – целое число, $n_{\text{прел}}$ – коэффициент преломления материала. Величина модуляции усиления внешним отражателем как функция частоты определяется значением параметра

$$R_{\text{эфф}} = \frac{R - 2\sqrt{RC} \cos(2kL) + C}{1 - 2\sqrt{RC} \cos(2kL) + RC} \quad \text{и равна} \quad \Delta g = \frac{1}{l} \ln \left| \frac{\sqrt{R} + \sqrt{C}}{\sqrt{R} - \sqrt{C}} \right|.$$

В данных соотношениях L – длина внешнего резонатора, а C – часть выходного излучения, возвращаемая в оптический волновод лазера после отражения от внешнего зеркала. Таким образом, внешний резонатор позволяет реализовать дополнительную модуляцию усиления (потерь) с периодом, определяемым геометрическим размером внешней части резонатора и амплитудой Δg . Такая модуляция приводит к селекции мод генерации каскадного лазера и в принципе позволяет реализовать одночастотный режим работы излучателя.

Для оценки эффективности воздействия внешней оптической связи на спектрально-энергетические характеристики каскадного лазера была реализована конфигурация, в которой на расстоянии $\sim 0,2$ мм от выходного торца лазерного излучателя был смонтирован отражатель, обеспечивавший связь с лазерным резонатором на уровне $C \approx 10^{-2}$ (слабо добротный внешний резонатор). В результате использования такого варианта



использования такого варианта излучателя экспериментально была продемонстрирована возможность эффективного воздействия на спектр каскадного лазера в условиях импульсного режима генерации. Характерный вид полученных осциллограмм приведен на рисунке. Верхняя осциллограмма – импульс тока питания в относительных единицах, нижняя – сигнал с фотодетектора. Горизонтальная шкала – 0,5 мксек на деление. Из графика следует, что в течение импульса накачки ($\tau \approx 2$ мксек, ток $I = 2,9$ А) из-за температурного разогрева происходит рассогласование (провал на графике) в фазовом условии генерации, приводящее практически к полному подавлению всех генерирующих мод. При дальнейшем изменении температуры в течение импульса фазовое согласование внешней и внутренней части резонаторов вновь восстанавливается, что приводит к восста-

новлению эффективного режима генерации. Таким образом, можно утверждать, что варьируя длину внешнего резонатора при величине обратной связи порядка 1% и выше можно обеспечить одночастотный режим каскадного лазера в условиях импульсного питания, что существенно повышает привлекательность этого вида излучателей в аналитических схемах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №03-02-17318.

МОДЕЛЬ ОДНОМОДОВОГО ЛАЗЕРА НА ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛАХ

Н.Г.Захаров, О.Л.Антипов

*Нижегородский госуниверситет
Институт прикладной физики РАН*

В последнее десятилетие наблюдается большой прогресс в области твердотельных лазеров, связанный с развитием новых эффективных методов накачки активных сред излучением диодных лазеров. Существующие технологии позволяют производить диодные лазеры с мощностью в десятки ватт в непрерывном и сотни ватт в импульсном режимах генерации. При этом относительно небольшие размеры диодных лазеров дают возможность построения высокоинтегрированных систем накачки. Но, даже узкополосная диодная накачка не позволяет полностью устранить наводимые в активной среде фазовые искажения, значительно снижающие качество генерируемых пучков, что зачастую является основной проблемой, стоящей перед разработчиками мощных лазерных систем. Одним из возможных решений этой задачи является использование лазерных резонаторов на динамических голографических зеркалах, формируемых в активной среде самими волнами генерации. Благодаря эффекту обращения волнового фронта при четырехволновом смещении такие самоорганизующиеся резонаторы обладают адаптивными свойствами к фазовым искажениям и позволяют получать генерацию с высокой мощностью при хорошем качестве пучка, близком к дифракционному пределу [1,2].

В этом докладе мы представляем результаты теоретического исследования (включая численное) самосогласованного процесса формирования резонатора и генерации оптического пучка в лазере с динамическим нелинейным зеркалом, наведенным самими пучками генерации. Объяснение начала генерации в такой системе до сих пор остается важной проблемой. Предыдущие численные расчеты этой системы показали возможность самоорганизующейся генерации. Однако численный анализ был сделан в предположении одномодовой аппроксимации. Эта одномодовая модель не достаточно корректна, так как соответствующее нелинейное зеркало может быть наведено только несколькими частотными компонентами внутри линии люминесценции.

Были использованы два различных метода численных счетов системы уравнений с частными производными. Первый подход хорошо известен как аппроксимация методом «уголок». Второй метод использует новую численную схему

«Кабаре» [3]. Оба метода дали одинаковые результаты (пороги генерации, время генерации и т.д.) для одномодовой аппроксимации. Были получены зависимости порогов генерации (для линейного коэффициента усиления, частотного сдвига зеркала, нелинейного коэффициента).

Так же были произведены численные расчеты многомодовой модели. Моделирование показало синхронизацию различных частотных компонент волн генерации берущих начало в спонтанном излучении. Это указывает на возможность кооперативного формирования решеток большим числом частотных компонент.

- [1] "Phase conjugate laser optics" - Edited by J.-P. Huignard and A. Brignon, John Wiley & Sons. Inc., Hoboken - New Jersey. 2004. 410 p.
- [2] Antipov O.L. et al. // IEEE Journal of Quant. Electr. 2001. V.37. P.716.
- [3] Goloviznin V.M., Samarsky A.A. // Mathematical modeling. 1998. V.10. P.86.