

Волоконный лазер с внутррезонаторным поляризатором на основе волоконной решетки с большим периодом

А.С.Курков, С.А.Васильев, И.Г.Королев, О.И.Медведков, Е.М.Дианов

Создан волоконный эрбиевый лазер с линейной поляризацией излучения в полностью волоконном исполнении с использованием волоконной решетки с большим периодом в качестве поглощающего поляризационно-зависимого спектрального фильтра. Использование такого фильтра внутри лазерного резонатора позволило достичь степени поляризации выходного излучения около 98 % при дифференциальной эффективности генерации 45 %.

Ключевые слова: волоконный световод, решетка показателя преломления, волоконный лазер.

1. Введение

Волоконные лазеры с линейной поляризацией используются в качестве источника оптического излучения в системах телекоммуникаций и для датчиков различных физических величин. Один из способов получения поляризованного излучения волоконных лазеров состоит в применении стандартных волоконных поляризаторов, расположенных либо внутри лазерного резонатора (для подавления генерации нежелательной поляризации), либо вне его. В состав таких поляризаторов входят дискретные элементы, вносящие дополнительные оптические потери, что является нежелательным, особенно при размещении поляризатора внутри резонатора волоконного лазера. Другим недостатком является относительно высокая стоимость поляризаторов. Кроме того, стандартные поляризаторы, как правило, предназначены лишь для определенных спектральных диапазонов, используемых в системах телекоммуникаций. В связи с этим несомненный интерес представляет использование полностью волоконного поляризационно-чувствительного элемента в схеме волоконного лазера.

В настоящее время активно развиваются волоконные лазерные системы, резонатор которых сформирован фотоиндуцированными решетками показателя преломления, служащими узкополосными зеркалами и задающими длину волны генерации [1]. При заданной длине волны генерации для подавления одной из поляризаций выходного излучения можно применять узкополосные спектральные фильтры, индуцированные в волоконном световоде. В качестве такого фильтра может использоваться, например, брэгговская волоконная решетка, записанная в двулучепреломляющем световоде и имеющая резонансное отражение на разных длинах волн для различных состояний поляризации [2]. Главным недостатком этого фильтра является то, что отраженное излучение с нежелательной поляризацией не выводится из резонатора и может снимать инверсию в среде, уменьшая эффек-

тивность лазера. Кроме того, при наличии других отражающих элементов, например торца световода, возможно образование резонатора для излучения с нежелательной поляризацией.

Указанная проблема может быть решена, если применяется брэгговская решетка с наклонными по отношению к оси световода штрихами. Данная решетка выводит излучение основной моды световода в узком спектральном диапазоне, являясь поглощающим спектральным фильтром [3]. Использование такого фильтра, записанного в двулучепреломляющем световоде, позволяет на выделенной длине волны вносить оптические потери для одного из состояний поляризации излучения, не изменяя пропускания для излучения с ортогональной поляризацией. Однако запись брэгговских решеток с наклонными штрихами является достаточно сложной технической задачей, требующей наличия специального оборудования.

Как было показано в [4], волоконная решетка показателя преломления с большим периодом (длиннопериодная решетка), записанная в двулучепреломляющем световоде, также может использоваться в качестве поляризационно-чувствительного поглощающего спектрального фильтра. Длиннопериодная решетка связывает фундаментальную моду HE_{11} одномодового световода с одной из мод HE_{1n} ($n = 2, 3, \dots$), распространяющихся по его оболочке, на соответствующей резонансной длине волны. При этом энергия, перешедшая в оболочечную моду, затухает при дальнейшем распространении по световоде, что приводит к образованию пика поглощения в спектре пропускания световода с решеткой [5]. В двулучепреломляющем световоде резонансная связь основной и оболочечной мод реализуется на различных длинах волн для разных состояний поляризации. Эти длины волн должны отстоять друг от друга достаточно далеко, с тем чтобы взаимодействие осуществлялось лишь для излучения с одной поляризацией, в то время как излучение с ортогональной поляризацией распространялось без потерь [4].

В настоящей работе продемонстрирована эффективная генерация излучения с линейной поляризацией эрбиевого волоконного лазера, в резонаторе которого используется длиннопериодная волоконная решетка, записанная в двулучепреломляющем волоконном световоде.

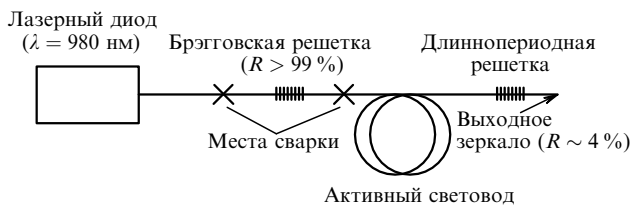


Рис.1. Схема волоконного лазера с линейной поляризацией излучения.

2. Схема лазера

Для создания лазера с линейной поляризацией мы использовали двулучепреломляющий световод с сердцевинной, легированной ионами эрбия с концентрацией порядка 10^{19} см^{-3} , причем профилеобразующим элементом являлся диоксид германия. Длина волны отсечки первой высшей моды в световоде составляла $\sim 860 \text{ нм}$. Двулучепреломление в сердцевине световода обусловлено несимметричными напряжениями на границе сердцевины и оболочки, которые возникают в процессе «схлопывания» заготовки световода с высокой концентрацией диоксида германия в сердцевине. В нашем случае молярная концентрация диоксида германия составила $\sim 18\%$, что привело к двулучепреломлению в сердцевине $\sim 2.5 \times 10^{-4}$. Измерение двулучепреломления проводилось методом спектральных биений. Для предотвращения кластеризации ионов эрбия сердцевина световода была также легирована оксидом алюминия с молярной концентрацией $\sim 0.5\%$.

Схема волоконного лазера, который исследовался в настоящей работе, показана на рис.1. Для накачки активного световода использовалось излучение полупроводникового лазерного диода с $\lambda = 980 \text{ нм}$ и максимальной мощностью 70 мВт . Глухое зеркало резонатора эрбиевого лазера было образовано брэгговской волоконной решеткой с резонансной длиной волны 1540 нм и коэффициентом отражения более 99% . Для того чтобы исключить поляризационную зависимость спектра отражения этой решетки, она была записана в фоточувствительном световоде с малым двулучепреломлением, который затем был приварен к активному световоду длиной 10 м . Выходным зеркалом с коэффициентом отражения около 4% (френелевское отражение) служил сколотый торец эрбиевого световода. В представленной конфигурации лазера длина волны выходного излучения определялась резонансной длиной волны брэгговской решетки.

Фотоиндуцированная длиннопериодная решетка показателя преломления, использовавшаяся в наших экспе-

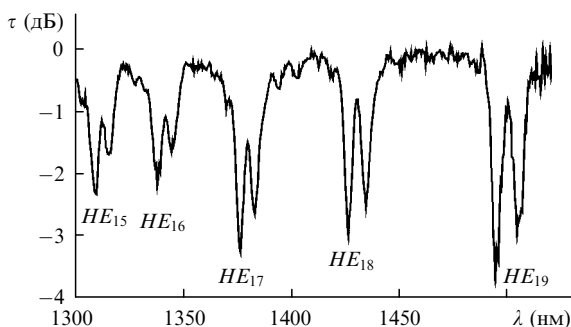


Рис.2. Спектр пропускания длиннопериодной решетки τ , измеренный в неполяризованном свете.

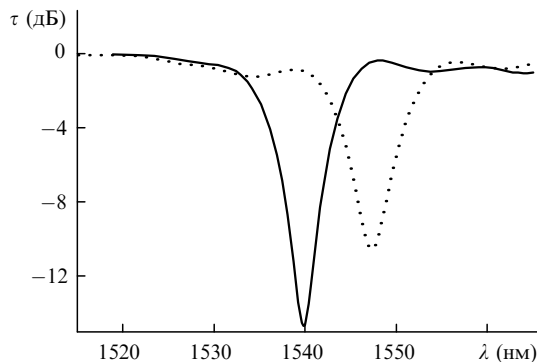


Рис.3. Спектр пропускания длиннопериодной решетки τ , измеренный в скрещенных поляризациях, соответствующих быстрой (сплошная линия) и медленной (пунктир) осям световода.

риментах, была записана непосредственно в активном волоконном световоде, что позволило избежать дополнительных оптических потерь, возникающих при сварке элементов резонатора. Решетка длиной 31 мм была записана пошаговым методом [6] излучением второй гармоники аргонового лазера ($\lambda = 244 \text{ нм}$). Период пространственной модуляции показателя преломления был выбран таким, чтобы обеспечить резонансную связь с одной из высших оболочечных мод, имеющих больший интеграл перекрытия с модой сердцевины, и составлял 142 мкм .

На рис.2 представлен спектр пропускания записанной решетки. Видно, что все пики поглощения решетки имеют расщепленную структуру в неполяризованном свете, что соответствует резонансной связи мод со скрещенными состояниями поляризации. Для точной подстройки резонансной длины волны длиннопериодной решетки к длине волны лазерного излучения использовался метод травления световода с записанной в нем решеткой в плавиковой кислоте [7]. С помощью этого метода пик поглощения в районе 1500 нм , соответствующий связи мод HE_{11} и HE_{19} для быстрой оси световода (рис.2), был смещен на длину волны лазерной генерации 1540 нм .

На рис.3 показаны спектры пропускания решетки, измеренные в скрещенных состояниях поляризации тестирующего излучения. Видно, что глубина пика поглощения в спектре пропускания решетки превысила 10 дБ для обоих состояний поляризации. Спектральная ширина пиков, задаваемая числом штрихов в решетке, составила около 8 нм , что при поляризационном расщеплении пика $\sim 7.5 \text{ нм}$ обеспечивает эффективное поглощение одного из состояний поляризации излучения без значительных потерь (менее 1 дБ) в другом.

3. Результаты и обсуждение

Поляризационные свойства выходного излучения исследовались с помощью внешнего анализатора, в качестве которого использовалась призма Глана. На рис.4 показана зависимость выходной мощности лазера от угла поворота анализатора (кривая 1). Указанная зависимость имеет выраженные глубокие осцилляции с периодом $\sim 180^\circ$, что свидетельствует о хорошей степени поляризации выходного излучения (не менее 98%). Для того чтобы исключить воздействие длиннопериодной решетки на свойства выходного излучения, она была погружена в жидкость с показателем преломления, близ-

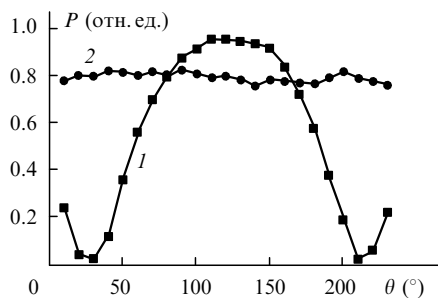


Рис.4. Зависимости выходной мощности лазера P от угла поворота анализатора θ в случае длиннопериодной решетки без иммерсии (1) и с иммерсией (2).

ким к показателю преломления оболочки световода. Такое иммерсирование приводит к практически полному исчезновению пиков поглощения решетки [8]. Как видно из рис.4 (кривая 2), лазерное излучение становится деполаризованным. Отметим, что мощность неполяризованного излучения уменьшается в 2 раза после прохождения анализатора и составляет около 80 % от максимальной мощности поляризованного излучения. Таким образом, общая мощность лазера при выделении одной из поляризаций с помощью длиннопериодной решетки снизилась в 1.6 раза. Это, по-видимому, связано с дополнительными потерями, внесенными решеткой (боковой максимум на рис.3).

Отметим, что наличие боковых максимумов в спектре пропускания решетки обусловлено тем, что запись производилась с постоянной амплитудой модуляции показателя преломления по длине решетки [9]. Специальное профилирование амплитуды модуляции (аподизация решетки) позволяет устранить эти максимумы [10].

Зависимость выходной мощности поляризованного излучения лазера от мощности накачки дана на рис.5. Видно, что исследованная схема имеет относительно низкий порог лазерной генерации (~ 5 мВт). Дифференциальная эффективность по отношению к мощности накачки составила 45 %, что соответствует квантовой дифференциальной эффективности около 70 %. Эти параметры могут быть улучшены путем оптимизации спектральных характеристик длиннопериодной решетки.

4. Заключение

Предложена и исследована простая схема полностью волоконного эрбиевого лазера, излучение которого имеет линейную поляризацию. Резонатор лазера был сформирован волоконной брэгговской решеткой, задающей длину волны лазерной генерации, и сколотым торцом световода. В качестве поляризационно-чувствительного волоконного элемента в схеме лазера использовалась фотоиндуцированная решетка с большим периодом. Среди

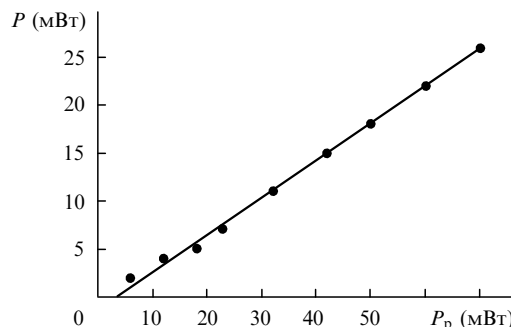


Рис.5. Зависимость выходной мощности лазера P от мощности накачки P_p .

преимуществ предложенной схемы следует отметить малые оптические потери в резонаторе лазера, относительную простоту изготовления длиннопериодных волоконных решеток, возможность выбора и перестройки длины волны излучения лазера. Кроме того, исследованная схема лазера позволяет осуществлять переключение между поляризационными состояниями выходного излучения. Это может быть осуществлено как перемещением резонансной длины волны длиннопериодной решетки, соответствующей перпендикулярной поляризации, к длине волны генерации лазера, так и путем перестройки резонансной длины волны брэгговской решетки. В последнем случае переключение поляризации будет сопровождаться изменением длины волны лазерной генерации. Возможные методы спектральной перестройки волоконных решеток рассмотрены в [11, 12].

Работа была частично поддержана РФФИ (грант № 00-15-96650).

1. Archambault J.-L., Grubb S.G. *J. Lightwave Technology*, **15**, 1378 (1997).
2. Niay P., Bernage P., Turnay T., Douay M., Delevaque E., Boj S., Poumellec B. *IEEE Photon.Techn.Letts*, **7**, 391 (1995).
3. Kashyap R., Wyatt R., Campbell R.J. *Electron.Letts*, **29**, 154 (1993).
4. Kurkov A.S., Douay M., Duhem O., Leleu B., Henniot J.F., Bayon J.F., Rivoallan L. *Electron.Letts*, **33**, 616 (1997).
5. Васильев С.А., Дианов Е.М. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 151 (1997).
6. Королев И.Г., Васильев С.А., Медведков О.И. *Сб. трудов XIII междунар. научной конф. «Математические методы в технике и технологиях ММТТ-2000»* (С.-Петербург, 2000, т.7, секция 10, с.68).
7. Vasiliev S.A., Dianov E.M., Varelas D., Limberger H., Salathé R.P. *Optics Letts*, **21**, 1830 (1996).
8. Bhatia V., Vengsarcar A.M. *Optics Letts*, **21**, 692 (1996).
9. Erdogan T. *J.Lightwave Technology*, **15**, 1277 (1997).
10. Grubsky V., Skorucak A., Starodubov D.S., Feinberg J. *Proc. OFC'99* (San Diego, California, USA, OSA, 1999, p.174).
11. Costantini D.M., Limberger H.G., Salathé R.P., Muller C.A.P., Vasiliev S.A. *IEEE Phot.Technol.Letts*, **11**, 1458 (1999).
12. Iocco A., Limberger H.G., Salathé R.P. *Electron.Letts*, **33**, 2147 (1997).