

УДК 621.373.826

## ВЛИЯНИЕ ВРМБ-ЗЕРКАЛА С ДВОЙНОЙ ПЕТЛЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА ГЕНЕРАЦИЮ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА

А. Б. Васильев, О. М. Вохник, В. А. Спажакин, И. В. Терентьева

(кафедра оптики и спектроскопии)

E-mail: omv@optics.npi.msu.su

Экспериментально установлена возможность подключения ВРМБ-зеркала с двойной петлей обратной связи к резонатору твердотельного лазера. Получен существенный рост выходной мощности лазерного пучка при сохранении одномодового поперечного распределения интенсивности. Экспериментально показано преимущество ВРМБ-зеркала с двойной петлей обратной связи по сравнению с обычным, возбуждаемым за один проход нелинейной среды.

Повышение качества излучения твердотельных лазеров и улучшение их энергетических характеристик весьма актуально в свете их разнообразных применений в науке, технике, медицине. Одним из способов одновременного решения обеих проблем является применение в качестве одного из зеркал лазерного резонатора нелинейно-оптического устройства, использующего обратное вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ). Возбуждение ВРМБ-зеркала приводит к увеличению добротности лазерного резонатора в ходе генерации и значительному росту выходной энергии импульса. Если исходное лазерное излучение имеет высокое

качество пучка и близко к основной поперечной моде, то при увеличении мощности пучка оно сохраняется вследствие обращения волнового фронта при ВРМБ, что обеспечивает генерацию мощных импульсов дифракционного качества.

Впервые твердотельный лазер с ВРМБ-зеркалом, включаемым собственным лазерным излучением, был предложен и исследован в работе [1]. Выходная мощность лазерного излучения возрастала в несколько раз за счет дополнительного увеличения добротности резонатора при сохранении одномодовой поперечной структуры пучка. В дальнейшем был выполнен еще целый ряд экспериментальных работ,

посвященных исследованию твердотельного лазера с ВРМБ-зеркалом, например [2, 3].

Эффективность ВРМБ-зеркала тем выше, чем больше превышен порог возбуждения вынужденного рассеяния. Снижения пороговой мощности накачки можно добиться при использовании для возбуждения ВРМБ оптической обратной связи: петлевой [4] или кольцевой [5]. Впервые в качестве зеркала резонатора твердотельного лазера ВРМБ-зеркало с петлей обратной связи экспериментально исследовалось в работе [6]. Наблюдался значительный, в несколько раз, рост выходной мощности лазера с петлевым ВРМБ-зеркалом по сравнению с выходной мощностью лазера, в котором ВРМБ-зеркало возбуждалось, как обычно, за один проход нелинейной среды. Кольцевое ВРМБ-зеркало [7] также показало в резонаторе твердотельного лазера значительно более высокую эффективность по сравнению с обычным.

Еще более эффективным, чем в петлевой схеме [4], возбуждение вынужденного рассеяния оказывается в петлевой схеме с возвращающим зеркалом (или схеме с двойной петлей) [8]. Как было показано в работе [8], в этой схеме происходит снижение порогового инкремента возбуждения в два раза по сравнению с [4]. Однако до сих пор ВРМБ-зеркало с двойной петлей обратной связи в качестве зеркала лазерного резонатора не рассматривалось, и целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование возможности подключения ВРМБ-зеркала с двойной петлей обратной связи к резонатору твердотельного лазера и изучение его влияния на динамику генерации.

### Описание экспериментальной установки

В качестве исходного, как и в работах [7, 8], использовался лазер на кристалле иттрий-скандий-галлиевого граната, соактивированного ионами хрома и неодима, ИСГГ:Cr<sup>3+</sup>,Nd<sup>3+</sup>. Как известно [9], для генерации линейно поляризованного излучения с высоким коэффициентом полезного действия активные элементы на основе кристаллов ИСГГ обычно помещают в поляризационно-замкнутые резонаторы (ПЗР) [10]. В настоящей работе используется схема ПЗР с кольцевым зеркалом. Оптическая схема установки приведена на рис. 1. ПЗР исходного лазера образован элементами 1–9. Здесь 1, 9 — выходные зеркала резонатора с коэффициентами отражения 4%; 3 — активный элемент; 2, 4 — поляризаторы с коэффициентами отражения вертикально поляризованной компоненты излучения ≥ 98%, горизонтально поляризованной ≤ 2%; 8 — 90° вращатель плоскости поляризации линейно поляризованного излучения. В кольцевой части ПЗР, образованной поляризатором 4, «глухими» зеркалами 5, 7 и вращателем плоскости поляризации 8,

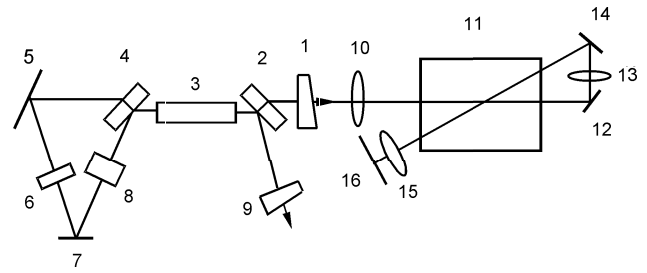


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки

размещается пассивный модулятор добротности 6 на основе кристалла ИСГГ:Cr<sup>4+</sup> с начальным пропусканием 30%. Особенностью используемой схемы ПЗР является генерация линейно поляризованного излучения двух взаимно ортогональных поляризаций, выходящих каждая через «свое» выходное зеркало.

ВРМБ-зеркало с двойной петлей обратной связи образовано элементами 10–16 и располагается вблизи выходного зеркала 1 лазерного резонатора. Выход излучения из системы лазер + ВРМБ-зеркало осуществляется через зеркало 9.

Принцип действия двойного петлевого ВРМБ-зеркала [8] пояснен на рис. 2. Излучение накачки в виде пучка L1<sup>+</sup> проходит через нелинейную среду 1 и зеркалами 2, 3 снова направляется в нее в виде пучка L2<sup>-</sup>. Возвращающее зеркало 4 формирует еще два пучка накачки L2<sup>+</sup> и L1<sup>-</sup>. Излучение стоксовой компоненты вынужденного рассеяния с обращенным по отношению к накачке волновым фронтом распространяется по тому же пути в обратном направлении (пучки S1<sup>+</sup>, S1<sup>-</sup> и S2<sup>+</sup>, S2<sup>-</sup>, показанные пунктиром). При наличии пучка S2<sup>+</sup> в поле лазерных волн L1<sup>-</sup>, L2<sup>-</sup> происходит параметрическое возбуждение пучка S1<sup>+</sup>. Этот пучок после отражения от зеркал 2–4 переходит в пучок S2<sup>+</sup>, что и обеспечивает обратную связь. Как и в других схемах с оптической обратной связью, для достижения минимального порогового значения необходимо обеспечить выполнение условия резонанса, а именно: время τ кругового облета параметрического резонатора должно быть кратно обратному значению стоксова сдвига ВРМБ Ω в используемом веществе:

$$\tau = m \cdot 2\pi / \Omega, \quad (1)$$

где m = 1, 2, ...

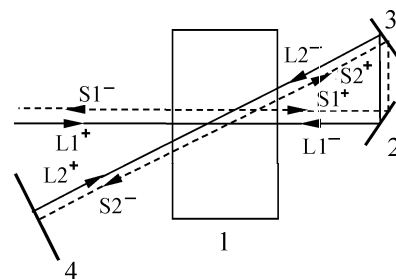


Рис. 2. Схема волновых векторов взаимодействующих волн лазерного и рассеянного излучений

В настоящей работе, в отличие от [8], где возбуждение ВРМБ исследовалось в световоде, схема с двойной петлей обратной связи была реализована

в сфокусированных пучках накачки. Выходящее из резонатора лазерное излучение, играющее роль пучка  $L1^+$ , линзой 10 с фокусным расстоянием, равным 10 см, фокусируется в кювету 11 с нелинейно-оптической средой. Далее «глухими» зеркалами 12 и 14 излучение снова направляется в кювету в виде пучка  $L2^-$  таким образом, чтобы пучки пересекались в месте фокусировки пучка  $L1^+$  линзой 10. Зеркало 16 было установлено неперпендикулярно падающему на него пучку  $L2^-$ , чтобы избежать возвращения необращенного излучения в резонатор. Неперпендикулярность зеркала 16 не влияет на эффективность возбуждения ВРМБ, поскольку для параметрического взаимодействия пар волн  $L1^+$ ,  $L2^+$ ;  $S1^-$ ,  $S2^-$  и  $L1^-$ ,  $L2^-$ ;  $S1^+$ ,  $S2^+$  достаточно, чтобы пересечение каждой из пар пучков  $L1^+$ ,  $L2^+$  и  $L1^-$ ,  $L2^-$  осуществлялось внутри среды. Чтобы взаимодействующие лазерные пучки имели в области пересечения одинаковые угловые структуры и размеры поперечных сечений, используется софокусная система линз 13 и 15. При этом пучки  $L1^+$ ,  $L2^+$  в области пересечения сфокусированы, а  $L1^-$ ,  $L2^-$  представляют собой практически параллельные пучки диаметром примерно 1.0 мм. Угол между пучками  $L1^+$ ,  $L2^+$  устанавливался минимально возможным и составлял  $3.5^\circ$ .

В качестве ВРМБ-активной среды используется тетрагидрид олова  $\text{SnCl}_4$ , обладающий одним из наиболее высоких удельных коэффициентов усиления рассеяния Мандельштама–Бриллюэна и сравнительно малым поглощением на длине волны лазерной генерации 1.06 мкм [11]. Стоксов сдвиг рассеянной компоненты ВРМБ в  $\text{SnCl}_4$  составляет  $0.076 \text{ см}^{-1}$  [11]. Условие резонанса (1) выполнено при  $m = 4$ .

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

**Параметры излучения исходного лазера.** Генерация в исходном ПЗР возбуждается в виде одномодового гауссова пучка. Выход излучения через зеркала 1 и 9 примерно одинаков по мощности и составляет 0.1 МВт. Диаметр пучка на выходе из резонатора равен 2.0 мм, расходимость излучения 0.7 мрад, что близко к дифракционному пределу. Частота следования импульсов составляла 5 Гц.

**Параметры излучения лазера с ВРМБ-зеркалом.** При подключении ВРМБ-зеркала с двойной петлей обратной связи мощность импульсов, выходящих со стороны зеркала 9, возрастает более чем в три раза. На рис. 3 на одной осциллограмме представлены временные развертки типичных лазерных импульсов, первый из которых — это импульс излучения исходного лазера в отсутствие ВРМБ-зеркала, второй — импульс лазера с ВРМБ-зеркалом с двойной пет-

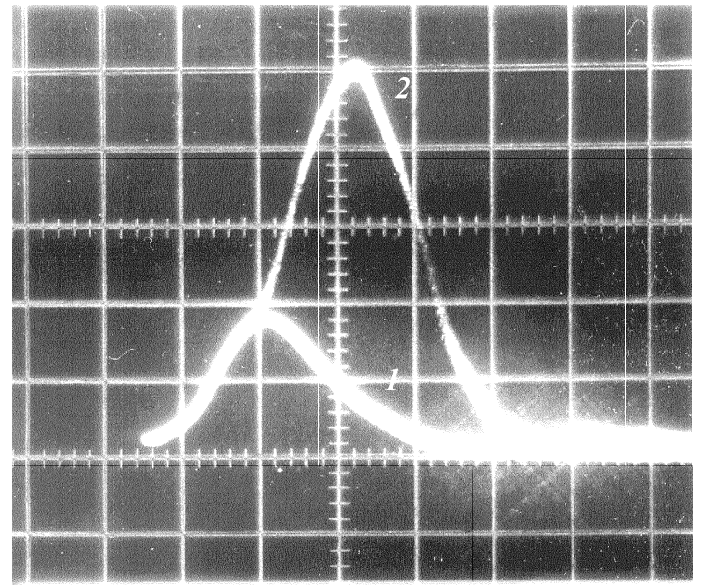


Рис. 3. Осциллограммы импульсов исходного лазера (1) и лазера с ВРМБ-зеркалом (2)

лей обратной связи. Хорошо виден рост амплитуды импульса при подключении ВРМБ-зеркала, а также момент возбуждения вынужденного рассеяния по изменению плавного хода огибающей импульса 2.

Для экспериментальной проверки того факта, что возбуждение ВРМБ обусловлено именно параметрическим взаимодействием волн накачки и стоксовой компоненты, производилась разъюстировка пучков в вертикальной плоскости таким образом, чтобы пучки  $L1^+$ ,  $L2^+$  и  $L1^-$ ,  $L2^-$  не пересекались, а скрещивались в нелинейной среде. В этом случае ВРМБ-зеркало практически не возбуждалось, поскольку интенсивность накачки недостаточна для возбуждения вынужденного рассеяния за проход нелинейной среды, несмотря на то что при полном обходе двойного петлевого ВРМБ-зеркала лазерный пучок проходит по среде четырежды.

Приведем оценки инкрементов усиления, соответствующих условиям эксперимента. В случае когда пучки не пересекаются в нелинейной среде, численная оценка инкремента усиления  $G_1$ , создаваемого исходным лазерным пучком при полном обходе ВРМБ-зеркала с двойной петлей обратной связи, дает величину, приблизительно равную 14. Она складывается из усиления в областях фокальных перетяжек пучков  $L1^+$ ,  $L2^+$  и усиления, создаваемого пучками  $L1^-$ ,  $L2^-$ . Очевидно, что в этих условиях, соответствующих возбуждению рассеяния на проход среды, ВРМБ не должно возбуждаться, поскольку пороговое значение инкремента составляет 25.

При оценке инкремента усиления для ВРМБ-зеркала с двойной петлей обратной связи было учтено, что в качестве длины нелинейной среды должны фигурировать длины областей пересечения пучков  $L1^+$ ,  $L2^+$  и  $L1^-$ ,  $L2^-$ , а также то, что эффективная длина параметрического взаимодействия меньше длины области пересечения поскольку площадь области пересечения неодинакова в продольном на-

правления. С учетом этих соображений суммарный инкремент усиления  $G_{\text{loop}}$ , создаваемого исходным лазерным пучком в обеих областях пересечения, оценивается величиной 1.7. Это значение существенно превышает теоретическую оценку порогового инкремента, составляющую 1.2, что и объясняет регулярное возбуждение ВРМБ-зеркала с двойной петлей обратной связи.

Поперечная структура выходного лазерного пучка при подключении ВРМБ-зеркала не изменяется по сравнению с исходной, оставаясь одномодовой и сохраняя расходимость, близкую к дифракционной. Это, как известно, обусловлено тем, что стоксова компонента ВРМБ имеет обращенный по отношению к возбуждающему излучению волновой фронт, что позволяет компенсировать искажение излучения на фазовых неоднородностях в активном элементе.

#### Литература

1. Пашинин П.П., Шкловский Е.И. // Квант. электроника. 1988. **15**, № 9. С. 1905.
2. Денисов А.А., Куликов О.Л. // Квант. электроника. 1990. **17**, № 12. С. 732.

3. Ostermeyer M., Heuer A., Menzel R. // IEEE J. Quant. Electron. 1998. **34**, No. 2. P. 372.
4. Одинцов В.И., Рогачева Л.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1982. **36**, № 8. С. 281.
5. Wong G.M., Damzen M.J. // IEEE J. Quant. Electron. 1990. **26**, No. 1. P. 139.
6. Вохник О.М., Михайлов В.А., Спажакин В.А. и др. // Опт. и спектр. 1995. **78**, № 2. С. 338.
7. Вохник О.М., Терентьева И.В. // Опт. и спектр. 1998. **85**, № 5. С. 870.
8. Одинцов В.И., Николаев Д.А. // Квант. электроника. 1989. **16**, № 9. С. 1878.
9. Mikhailov V.A., Prokhorov A.M., Shcherbakov I.A. // Laser Physics. 1991. **1**, No. 6. P. 590.
10. Дьяконов Г.И., Лян В.Г., Михайлов В.А. и др. // Квант. электроника. 1990. **17**, № 12. С. 1637.
11. Андреев Н.Ф., Бубис Е.А., Варьгин В.В. и др. // Тез. докл. XIV Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике КиНО'91. Л., 1991. **1**. С. 174.

Поступила в редакцию  
20.12.02