

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М.—Л., 1946.
2. Власов А. А. «Вестн. Моск. ун-та», 1946, № 3—4, 63—96; Теория многих частиц. М.—Л., 1950.
3. Gruneisen E. «Handbuch. d. Phys.», 1926, 10, 1.
4. Тябликов С. В. Канд. дис. МГУ, 1947.
5. Lewis R. M., Keller J. V. «Phys. Rev.», 1961, 121, N 4, 1022—1037.
6. Ольховский И. И. «ДАН СССР», 1973, 208, 808; 1975, 221, 1063; «Теор. и мат. физ.», 1973, 15, 382; 1975, 23, 399.
7. Schwartz L. Theorie des distributions, t. 1, 2, 1950, 1951.
8. Ольховский И. И. «Изв. вузов. Физика», 1976, № 1, 14.
9. Ольховский И. И., Экеджеян В. Л. «Изв. вузов. Физика», 1976, № 11, 60.
10. Базаров И. П. Статистическая теория кристаллического состояния. М., 1972.

Кафедра
теоретической физики

Поступила в редакцию
12.01.79

УДК 621.373.029.7

Ю. Д. ГОЛЯЕВ, К. Н. ЕВТЮХОВ, Л. Н. КАПЦОВ

РЕЖИМ ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ В НЕПРЕРЫВНОМ КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ НА $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ С НЕПЛОСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

Кольцевые газовые лазеры с неплоскими резонаторами обладают рядом новых свойств по сравнению с линейными или плоскими кольцевыми лазерами [1]. В последнее время изучается возможность использования неплоских кольцевых резонаторов в твердотельных лазерах. Так, в работе [2] показано, что применение неплоского резонатора позволяет увеличить объем рабочей части кристалла в режиме генерации основной поперечной моды и облегчает выделение этой моды. Отмечается также увеличение устойчивости неплоского резонатора к разбюстировкам.

В данной работе обсуждается возможность получения однонаправленной и одномодовой (по продольному индексу) генерации в непрерывном кольцевом лазере на $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ за счет введения неплоскостности резонатора. Это подтверждается экспериментально.

Основной причиной наличия в спектре генерации твердотельных лазеров нескольких продольных мод является пространственная неоднородность инверсии. При сглаживании инверсии в средах с однородным уширением линии люминесценции число мод уменьшается до одной [3, 4]. (В частности, в работе [4] это достигалось путем придания встречным волнам круговой поляризации.) Получалось это с помощью размещения фазовых пластинок $\lambda/4$ по обеим сторонам от активного элемента. Так как встречные волны с противоположным направлением вращения электрических векторов не интерferируют, то неоднородность в инверсии активной среды не возникает.

В кольцевых неплоских лазерах, как газовых, так и твердотельных, собственные поляризации встречных волн в общем случае эллиптические [1], однако при определенных условиях они могут быть близкими к круговым с противоположным направлением вращения электрических векторов. В качестве примера рассмотрим резонатор в виде «объемной восьмерки» (рис. 1), удобной для экспериментальных исследований.

Точка падения на зеркало Z_4 поднята на высоту h над плоскостью Π , в которой лежат лучи Z_1Z_2 и Z_1Z_3 . Характерным параметром такой конфигурации является угол поворота изображения пучка при полном обходе резонатора. Этот угол равен $\Phi = \varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3 - \varphi_4$, где $\varphi_{1,2,3,4}$ — соответственно углы между плоскостями падения луча на зеркала Z_1 и Z_2 , Z_2 и Z_3 и так далее.

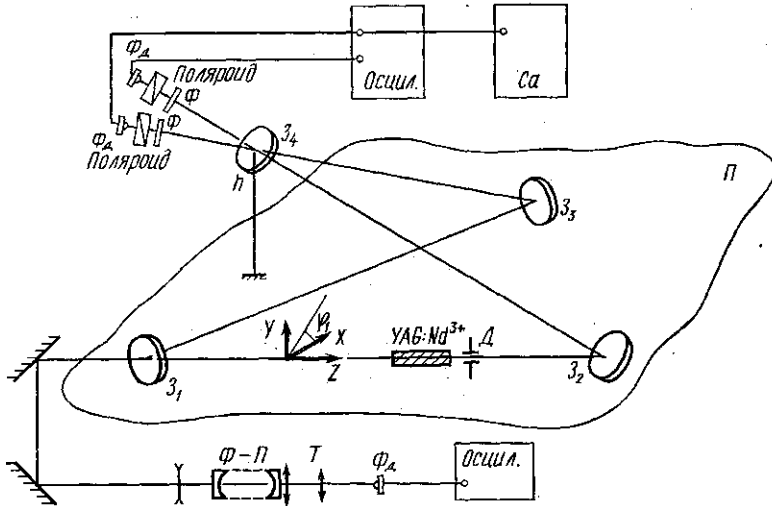


Рис. 1. Схема экспериментальной установки Z_1, \dots, Z_4 — зеркала резонатора, Д — диафрагма, Ф — ИК-фильтр, Фд — фотодиод, Ф — сканирующий интерферометр Фабри — Перо, Т — телескоп, Са — спектральный анализатор С4-12, φ_1 — угол между плоскостью Π и плоскостью падения луча на зеркало Z_1

Собственные поляризации \mathbf{q} резонатора в приближении плоских волн находятся из решения матричного уравнения

$$\widehat{M}\mathbf{q} = \lambda\mathbf{q}, \quad \mathbf{q} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где E_x, E_y — комплексные компоненты вектора поляризации в системе координат XYZ , \widehat{M} — оператор Джонса, λ — комплексное собственное число. В отличие от газовых активных элементов твердотельных лазеров обладает заметным неоднородным двулучепреломлением [5]. Однако при хорошем оптическом качестве активного элемента величина двулучепреломления вдоль его оси может быть невелика, что позволяет при качественных оценках ее не учитывать. Более общий случай будет рассмотрен нами в следующей работе.

Для каждого направления обхода резонатора (индексы r и l) из уравнения (1) находятся по два собственных числа $\lambda_{1,2}^r$ и $\lambda_{1,2}^l$, причем для резонаторов, содержащих только частичные поляризаторы и линейные фазовые пластинки, будут выполняться равенства $\lambda_1^r = \lambda_1^l = \lambda_1$, $\lambda_2^r = \lambda_2^l = \lambda_2$, а собственные векторы \mathbf{q}_j^i ($i=r, l$ и $j=1, 2$) в общем случае все разные [6].

В пренебрежении анизотропией отражения зеркал матрица Джонса есть матрица поворота на угол $+\Phi$ для правого направления обхода резонатора и на угол $-\Phi$ для левого обхода:

$$\widehat{M}_r = \begin{pmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi \\ -\sin \Phi & \cos \Phi \end{pmatrix}, \quad \widehat{M}_l = \begin{pmatrix} \cos \Phi & -\sin \Phi \\ \sin \Phi & \cos \Phi \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Собственные числа уравнения (1) с матрицами (2) равны $\lambda_{1,2} = e^{\pm i\Phi}$. Соответствующие числам λ_1 и λ_2 поляризации являются круговыми с противоположным направлением вращения электрических векторов во встречных волнах. Потери для всех волн отсутствуют ($|\lambda_{1,2}| = 1$). В реальном же случае из-за анизотропии активного элемента и неравенства коэффициентов отражения волн с горизонтальной и вертикальной поляризацией R_{\perp} и R_{\parallel} собственные поляризации будут несколько отличаться от круговых, а потери будут отличными от нуля. Собственные частоты ω_j^i волн с одним и тем же продольным индексом, но отличающиеся либо направлением обхода ($i=r, l$), либо состоянием поляризации ($j=1, 2$), связаны соотношениями:

$$\omega_{1,2}^r = \omega_{1,2}^l, \quad \omega_2^{r,l} - \omega_1^{r,l} = \frac{C}{L} (\arg \lambda_1 - \arg \lambda_2),$$

где L — длина резонатора.

Таким образом, во встречных волнах, относящихся к одному собственному числу, расщепления частот нет. При этом в средах с однородным спектральным уширением в стационарном режиме должны генерироваться только две встречные волны, соответствующие большему по модулю собственному числу λ_i . Векторы напряженности электрических полей волн можно записать в виде

$$\mathbf{E}_{r,l} = \frac{1}{2} [i A_{r,l} e^{i(\omega t \mp kz + \varphi_{r,l})} + j B_{r,l} e^{i(\omega t \mp kz + \delta_{r,l} + \varphi_{r,l})}], \quad (3)$$

где i, j — орты системы координат XYZ. Средняя во времени плотность энергии электрического поля \mathcal{E} зависит от координаты z следующим образом:

$$\mathcal{E} \sim \frac{A_r^2 + A_l^2 + B_r^2 + B_l^2}{2} + A_r A_l \cos(2kz + \varphi_l - \varphi_r) + B_r B_l \cos(2kz + \delta_l - \delta_r + \varphi_l - \varphi_r). \quad (4)$$

Полное сглаживание инверсии достигается для поляризаций, удовлетворяющих соотношениям:

$$\delta_2 - \delta_1 = \pm 180^\circ, \quad \frac{A_r}{B_r} = \frac{B_l}{A_l}, \quad (5)$$

в частности, для круговых и взаимно перпендикулярных линейных. Кроме того, для встречных волн, имеющих различные поляризации, влияние связи волн через рассеяние ослабевает. Так, часть волны E_r^* , отраженная в направлении l , сохраняет поляризацию волны E_r^* , не являющуюся собственной для направления l , и поэтому быстро затухает. При приближении собственных поляризаций к круговым с противоположным направлением вращения векторов во встречных волнах воз-

можно существенное уменьшение связи и возникновение однонаправленной генерации [7].

Экспериментальная проверка сделанных выше заключений проводилась с непрерывным лазером на $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$, имевшим конфигурацию, показанную на рис. 1. Углы падения на зеркала не превышали 27° , что обеспечивало малое различие коэффициентов R_\perp и R_\parallel . Длина резонатора изменялась от 88 см при $h=0$ до 90,5 см при $h=10$ см. Основная поперечная мода вырезалась диафрагмой. Спектр продольных мод исследовался с помощью сканирующего интерферометра Фаби — Перо с базой 9,5 см. Мощность встречных волн фиксировалась фотодиодами

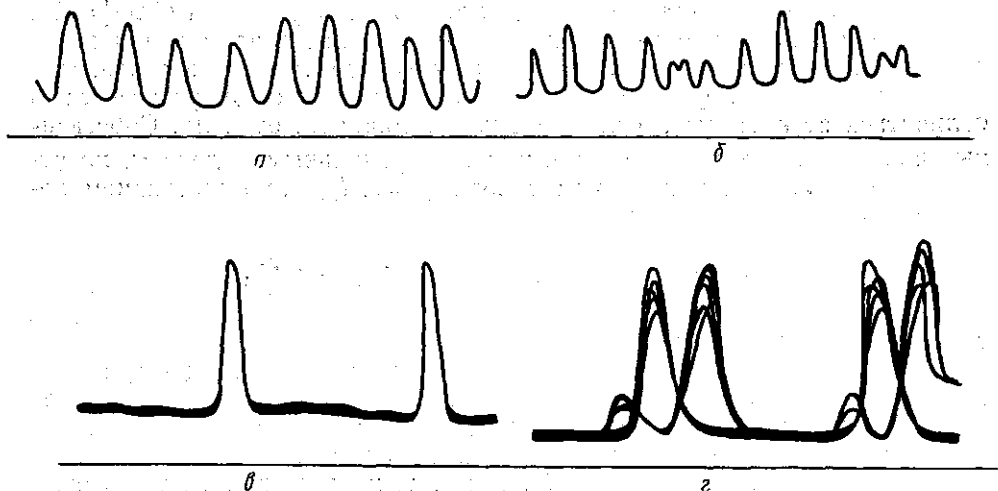


Рис. 2. Спектры продольных мод. Диапазоны сканирования: а — 3500 и б, в, г — 1900 МГц

ФД-24К, сигналы с которых подавались на двухлучевой осциллограф С1-18. Спектр флуктуаций мощностей исследовался анализатором С4-12. Для определения поляризаций волн перед фотодиодами помещались пленочные поляризаторы.

В контрольном случае плоского резонатора ($h=0$) наблюдались обычные для лазера на $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ режимы: при большой связи через обратное рассеяние (торцы кристалла перпендикулярны лучу) — режим стоячей волны с большим числом стабильных мод (рис. 2, а), при малой связи — автомодуляционный режим [8]. Поляризации обеих волн были близки к линейным (отношение полуосей >20).

В другом предельном случае ($h=10$ см, $\Phi \approx 25^\circ$) при большой связи мощности встречных волн были равны, генерировалось 5—6 устойчивых во времени мод (рис. 2, б). При ослаблении связи возникал автомодуляционный режим, причем средние мощности встречных волн различались. При тщательной юстировке резонатора, перемещении кристалла поперек луча, изменении его наклона к лучу удавалось получить режим полного подавления любой из встречных волн, хотя одно из направлений было преимущественным. Последнее можно объяснить наличием экспериментально неконтролируемой невязанности направлений, например дифракционной. Из-за недостаточной жесткости резонатора происходили кратковременные срывы этого режима с одновременной генерацией противофазно модулированных сильной и слабой

волн (участок АВ на рис. 3). В периоды полного подавления осуществлялся одночастотный режим генерации (рис. 2, в). Под влиянием технических флуктуаций происходил срыв данной моды и выход на генерацию соседней, причем появление любой из этих соседних мод было равновероятным (рис. 2, г). Отношение интенсивностей встречных волн превышало 10^3 .

Поляризации волн, генерируемых в объемном резонаторе, значительно изменялись при переюстировке зеркал и активного элемента. Так, отношение полуосей эллипса, характеризующего поляризацию, менялось от 1 до 4. По-видимому, это связано с влиянием наведенного двулучепреломления, возрастающего при удалении от центра сечения активного элемента. Установить однозначную связь между поляризацией волн и наличием того или иного режима генерации не удалось из-за неконтролируемого изменения связи волн при переюстировке резонатора. Однако в результате нескольких десятков измерений было установлено, что сильное подавление возможно при поляризациях волн, близких к круговым (с отношением полуосей не более 2).

При конфигурации резонатора более близкой к плоской ($h \approx 8$ см) сильное подавление одной из волн затруднялось а при еще меньших h получить этот режим не удавалось.

Таким образом, результаты работы подтверждают возможность осуществления однонаправленной и одночастотной генерации в кольцевом лазере на гранате при использовании неплоского резонатора без каких-либо невзаимных элементов. Применение этого метода перспективно в непрерывных лазерах, в резонаторы которых нежелательно вносить дополнительные элементы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савельев И. И., Хромых А. М. «Квантовая электроника», 1976, 3, 1517.
2. Исянова Е. Д., Карасева В. Б., Левит А. Л., Овчинников В. М. Тезисы докладов на 1-й Всесоюзной конференции «Оптика лазеров». Л., 1977, с. 211; Альтшулер Г. Б., Исянова Е. Д. Тезисы докладов на 1-й Всесоюзной конференции «Оптика лазеров». Л., 1977, с. 212.
3. Андиферов В. В., Кучьянов А. С. и др. «Оптика и спектроскопия», 1975, 18, 599.
4. Evtuhov V., Siegman A. E. «Appl. Opt.», 1965, 4, 142.
5. Koechner W. «Applied Optics», 1970, 9, 1429.
6. Зборовский В. А., Фрадкин Э. Е. ЖЭТФ, 1974, 66, 1219.
7. Ключан Е. Л., Корниенко Л. С. и др. ЖЭТФ, 1973, 65, 4.
8. Ключан Е. Л., Корниенко Л. С. и др. «Радиотехника и электроника», 1974, 19, 2096.

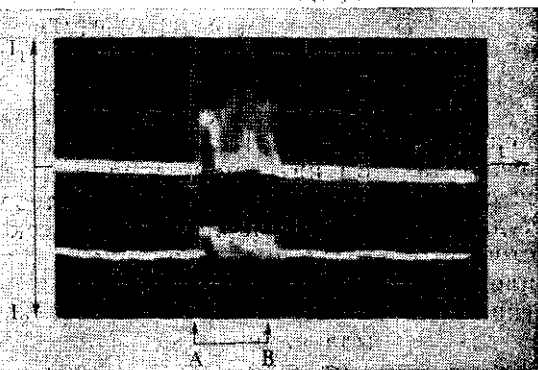


Рис. 3. Осциллограмма мощностей встречных волн в режиме полного подавления ($I_1=0$, $I_2 \neq 0$). На участке АВ срыв режима. Развертка 2 мкс/см