

### Заключение

Рассмотренная в настоящей работе модель электронно-дырочной рекомбинации при учете кулоновского притяжения позволяет более корректно описать зависимость спектров возбуждения от параметров кристалла и от энергии фотонов и интенсивности падающего света. При таком подходе остаются невыясненными вопросы, связанные с более детальным учетом дальнедействующего характера кулоновского взаимодействия, в частности влияние поля, создаваемого группой возбужденных электронов, на скорость рекомбинации. Эти вопросы будут рассмотрены в дальнейшем.

УДК 621.373.8

## ДВУХВОЛНОВОЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ ЛАЗЕР С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗДЕЛЕНИЕМ ВОЛН

В. Г. Воронин, О. Е. Наний

(НИИЯФ)

Экспериментально реализован и исследован двухволновой лазер на  $\text{YAG:Nd}^{3+}$ , генерирующий на длинах волн 1,32 и 1,06 мкм. Повышение стабильности двухволнового режима генерации обеспечивается за счет ослабления конкуренции генерируемых волн путем пространственного разделения каналов генерации в дисперсионном резонаторе специальной конструкции.

Интерес к исследованию твердотельных лазеров, генерирующих одновременно две волны (двухволновые лазеры), объясняется широкими возможностями их практического применения [1–8], в первую очередь для прецизионных измерений с использованием дифференциальной методики. При подобных измерениях требуется высокая стабильность выходных параметров двухволновых лазеров.

Ранее была продемонстрирована возможность получения двухволновых режимов генерации ( $\lambda_1 = 1,32$  мкм и  $\lambda_2 = 1,06$  мкм) в лазерах на  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  различных конструкций [9–12]. Однако высокая чувствительность двухволновой генерации к потерям (на любой из двух волн) не позволила достигнуть стабильности, близкой к стабильности излучения одноволнового лазера с монохроматической накачкой. Так, относительная величина нестабильности выходной мощности генерации на длине волны  $\lambda_1$  в отсутствие генерации на  $\lambda_2$  составляла  $\sim 0,1\%$  и определялась в основном нестабильностью источника накачки. В двухволновом режиме амплитудная нестабильность на  $\lambda_1$  превышала 5%.

В настоящей работе предложена новая конструкция двухволнового твердотельного лазера на  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  с пространственным разделением генерируемых волн.

Оптическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Активный элемент 1 лазера выполнен в виде прямоугольного параллелепипеда длиной 20 мм с одним торцом, срезанным под углом Брюстера для длины волны  $\lambda_1 = 1,32$  мкм. Выходное сферическое зеркало 2 с радиусом кривизны

### Литература

1. Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясевич И.Н. // ФТП. 1978. 12, № 1. С. 4.
2. Запис Ю.Р., Канторович Л.Н., Котомин Е.А. и др. Модели процессов в широкощелевых твердых телах с дефектами. Рига, 1991.
3. Васильев А.Н., Михайлин В.В., Овчинникова И.В. // Изв. АН СССР. 1985. 49, № 10. С. 2044.
4. Васильев А.Н., Михайлин В.В. Введение в спектроскопию твердого тела. М., 1986.

Поступила в редакцию  
23.10.98

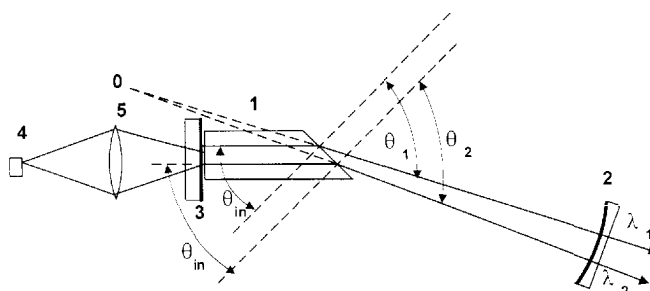


Рис. 1. Оптическая схема двухволнового лазера с дисперсионным резонатором: 1 — активный элемент, 2 — выходное дихроичное сферическое зеркало, 3 — входное дихроичное зеркало, 4 — лазер накачки, 5 — фокусирующая система,  $O$  — центр сферической поверхности выходного зеркала,  $\theta_{in}$  — угол падения,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы преломления соответственно для лучей с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$

$R = 200$  мм имеет различные для двух волн коэффициенты отражения:  $R_1 = 97\%$  и  $R_2 = 82\%$  соответственно для длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Дихроичное зеркало 3 имеет высокие коэффициенты отражения (99%) на обеих длинах волн генерации и коэффициент пропускания  $T = 92\%$  на длине волны накачки.

Источником накачки служил аргоновый лазер 4, в излучении которого с помощью интерференционного фильтра выделялась линия с длиной волны  $\lambda = 0,5145$  мкм, лежащая в полосе поглощения ионов  $\text{Nd}^{3+}$ . Максимальная мощность пучка накачки после прохождения интерференционного фильтра составляла около 1,5 Вт. Луч аргонового лазера фокусировался линзой 5 с фокусным расстоянием 180 мм на передний торец активного элемента. Управление

параметрами генерации осуществлялось путем изменения температуры активного элемента — кристалла YAG:Nd<sup>3+</sup> (термостатом), а также путем перемещения его в плоскости, перпендикулярной лучу накачки и проходящей через оба световых луча ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ). Контроль временных зависимостей выходных мощностей излучения на  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  осуществлялся с помощью широкополосного фотоприемника, чувствительного к длине волны  $\lambda_2$ , фотосопротивления, работающего на длине волны  $\lambda_1$ , и многоканального осциллографа. Средние мощности излучения по обоим каналам регистрировались измерителем мощности ИМО-2.

Как показали проведенные исследования, при оптимальном положении активного элемента в области значений мощности накачки  $300 \text{ мВт} < P < 1500 \text{ мВт}$  возможно осуществить одновременную непрерывную генерацию на двух длинах волн ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) без использования термоподстройки при комнатной температуре. При этом перемещение области накачки вдоль торца активного элемента позволяет эффективно управлять выходными мощностями генерируемых волн (в двухволновом режиме). Графики зависимостей выходных мощностей генерации от смещения области накачки приведены на рис. 2, а.

Относительная величина нестабильности выходной мощности излучения  $\Delta \bar{P} / \bar{P}$  на каждой из генерируемых длин волн не превышала 1,5% в двухволновом режиме генерации. Временные зависимости выходных мощностей излучения на двух длинах волн приведены на рис. 2, б.

Повышение стабильности выходной мощности в двухволновом режиме генерации, по всей видимости, связано с уменьшением пространственного перекрытия двух генерируемых волн в активном элементе и, следовательно, ослаблением конкуренции между ними. Уменьшение пространственного перекрытия — следствие различия углов отклонения световых лучей с различными длинами волн при пересечении ими торца активного элемента, срезанного под углом Брюстера.

Разность углов отклонения оценивалась по формуле  $\Delta \theta_{12} = \theta_2 - \theta_1$ , где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы преломления (т.е. углы отклонения от нормали к плоскости выходной поверхности активного элемента). Ход лучей и обозначения углов показаны на рис. 1. Оба луча ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) вблизи плоского зеркала резонатора параллельны. Угол падения  $\theta_{in}$  подобран так, чтобы он совпадал с внутренним углом Брюстера для длины волны  $\lambda_1 = 1,32 \text{ мкм}$  (это сделано для минимизации потерь на длине волны  $\lambda_1$ , так как усиление излучения на этой длине волны меньше усиления на длине волны  $\lambda_2 = 1,06 \text{ мкм}$ ); таким образом,  $\theta_{in} = 0,50397 \approx 29^\circ$ . Значения показателей преломления  $n_1 = 1,8133$  и  $n_2 = 1,8180$  на рабочих длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  определялись путем интерполяции данных, приведенных в таблице [13].

$\lambda$ (мкм)	0,9	1,0	1,1	1,2	1,4
$n$	1,8222	1,8197	1,8170	1,8152	1,8121

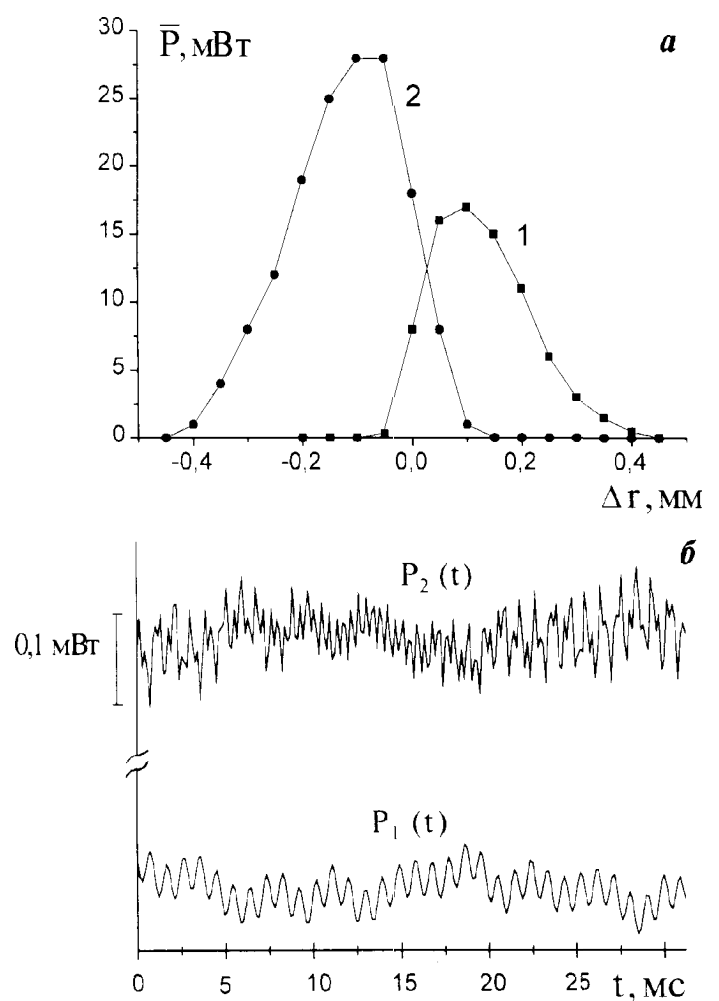


Рис. 2. Графики зависимости выходных мощностей излучения с длинами волн  $\lambda_1 = 1,32 \text{ мкм}$  (1) и  $\lambda_2 = 1,06 \text{ мкм}$  (2) от смещения центра фокального пятна луча накачки (а) и их временные зависимости в двухволновом режиме генерации (б)

Углы преломления  $\theta_1, \theta_2$  для двух выходных лучей различны и определяются выражением  $\theta_{1,2} = \arcsin[n_{1,2} \sin(\theta_{in})]$ , разность углов  $\theta_1 = 1,071474$  и  $\theta_2 = 1,066827$  составляет  $\Delta \theta = \theta_1 - \theta_2 \approx 0,0046$ .

Расстояние между осями световых пучков ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) определяется выражением  $\Delta L = n_1(R - L_{out}) \sin(\Delta \theta)$ , где  $L_{out}$  — расстояние от выходного (срезанного под углом Брюстера) торца до сферического зеркала.

При  $L_{out} = 170 \text{ мм}$  значение  $\Delta L$  составляет приблизительно 0,2 мм. Вывод формулы для  $\Delta L$  понятен из рис. 1. Расстояние от центра  $O$  сферической поверхности зеркала 2 до выходного торца равно  $(R - L_{out}) \approx 30 \text{ мм}$ , кратчайшее расстояние от точки пересечения луча первого канала ( $\lambda_1$ ) с выходным торцом до продолжения луча второго канала ( $\lambda_2$ ) равно  $(R - L_{out}) \sin(\Delta \theta) \approx 0,12 \text{ мм}$ , а до точки пересечения луча второго канала с выходным торцом  $(R - L_{out}) \sin(\Delta \theta) / \sin(\pi/2 - \theta_2) \approx (R - L_{out}) \sin(\Delta \theta) / \sin(\theta_{in})$ . Окончательно: расстояние между оптическими осями в активном элементе равно

$$\Delta L = \sin \theta_1 \frac{(R - L_{\text{out}}) \sin \Delta \theta}{\sin \theta_{\text{in}}} \approx \\ \approx n_1 (R - L_{\text{out}}) \sin \Delta \theta \approx 0,2 \text{ мм.}$$

Уровень относительной нестабильности излучения в исследовавшемся лазере определяется уровнем технических шумов на низких частотах, так как спектральная мощность технических шумов быстро уменьшается с ростом частоты [14]. Уровень низкочастотных технических шумов можно охарактеризовать средним синфазным и средним противофазным отклонением нормированной скорости накачки от ее среднего значения ( $\Delta^+ \alpha$  и  $\Delta^- \alpha$  соответственно). В первом случае потери изменяются синфазно в обоих каналах, а во втором — увеличение потерь в одном канале сопровождается уменьшением потерь в другом. С учетом обоих факторов относительное среднеквадратичное отклонение выходной мощности определяется выражением

$$\frac{\overline{\Delta P}}{\overline{P}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta^+ \alpha}{\alpha - 1}\right)^2 + \left(\frac{(\Delta^- \alpha)(\chi + \xi)}{(\alpha - 1)(\chi - \xi)}\right)^2},$$

где  $\alpha$  — нормированная скорость накачки,  $\chi$  — коэффициент самонасыщения,  $\xi$  — коэффициент кросснасыщения.

Коэффициенты самонасыщения и кросснасыщения можно оценить по формулам [15]:

$$\chi_{ii} = \frac{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 |U_i(\mathbf{r})|^4 dV}{\int_V |U_i(\mathbf{r})|^2 dV},$$

$$\xi_{ij} = \frac{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 |U_i(\mathbf{r})|^2 |U_j(\mathbf{r})|^2 dV}{\int_V |U_i(\mathbf{r})|^2 dV},$$

где  $U_i(\mathbf{r})$  — нормированная функция пространственного распределения амплитуды (собственная функция)  $i$ -го канала,  $U_{\text{pump}}(\mathbf{r})$  — нормированная функция пространственного распределения амплитуды накачки,  $\chi_{ii}$  — коэффициент самонасыщения  $i$ -го канала,  $\xi_{ij}$  — коэффициент кросснасыщения  $i$ -го и  $j$ -го каналов. При симметричном расположении пучка накачки относительно осей пучков  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  можно считать, что  $\chi_{11} = \chi_{22} \equiv \chi$  и  $\xi_{12} = \xi_{21} \equiv \xi$ . Графики зависимости относительного среднеквадратичного отклонения выходной мощности от расстояния между осями пучков излучения приведены на рис. 3.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования продемонстрировали перспективность предложенной конструкции лазера для получения стабильной двухволновой генерации. Следует отметить, что при использовании дисперсионного резонатора в сочетании с торцевой накачкой и широкополосными активными средами могут быть реализованы источники широкополосного излучения, перспективные для применения в спектроскопии.

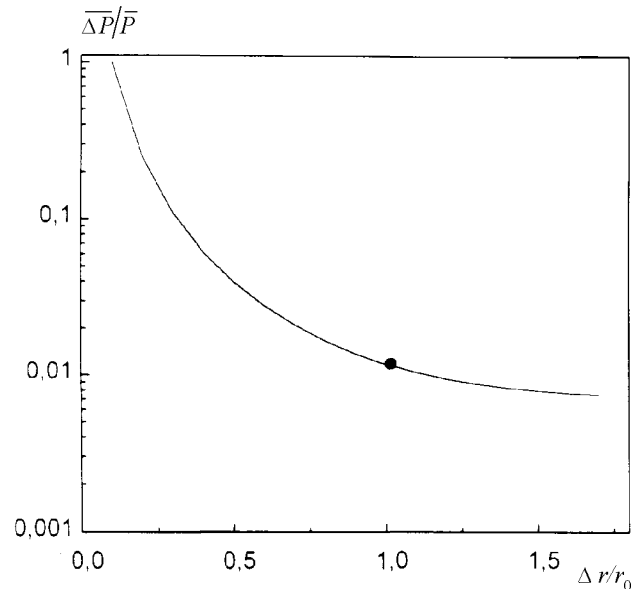


Рис. 3. Зависимость относительной величины низкочастотной нестабильности выходной мощности излучения  $\frac{\Delta P}{P}$  двухволнового лазера от относительного расстояния между осями пучков излучения  $\Delta r/r_0$  при  $(\Delta^+ \alpha)/(\alpha - 1) = (\Delta^- \alpha)/(\alpha - 1) = 0,005$ . Точка на кривой соответствует условиям эксперимента

Работа выполнена при поддержке государственной научно-технической программы «Физика квантовых и волновых процессов» (грант 1.58 Министерства науки и технической политики РФ по направлению «Лазерная физика»).

#### Литература

1. Зейликович И.С., Ляликов А.М. // Квант. электроника. 1987. **14**. С. 1594.
2. Петухов В.О., Точицкий С.Я., Чураков В.В. // Там же. С. 624.
3. Дунаев В.Б., Прокопов А.П. // Журн. прикл. спектр. 1986. **45**. С. 391.
4. Kolwas M., Lange P. // Opt. Commun. 1987. **63**. P. 129.
5. Лазерная дальнометрия / Под ред. В.П. Васильева, Х.В. Хинрикус. М.: Радио и связь, 1995.
6. Волконский В.Б., Попов Ю.В., Чижов С.А. и др. // Квант. электроника. 1983. **10**. С. 2490.
7. Бетеров И.М., Гизбрехт А.И., Ненчев М.Н. и др. // Там же. 1988. **15**. С. 1770.
8. Nenchev M.N., Martin M.M., Meyer Y.H. // Appl. Opt. 1985. **24**. P. 1957.
9. Weigl F. // Appl. Opt. 1971. **10**. P. 187.
10. Bethea C.G. // IEEE J. Quant. Electron. 1973. **QE-9**. P. 291.
11. Надточеев В.Е., Наний О.Е. // Квант. электроника. 1989. **16**. С. 680.
12. Надточеев В.Е., Наний О.Е. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. №4. С. 48 (Moscow University Phys. Bull. 1990. No. 4. P. 50).
13. Акустические кристаллы/ Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
14. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М.: Радио и связь, 1994.
15. Наний О.Е., Палеев М.Р. // Квант. электроника. 1993. **20**. С. 699.

Поступила в редакцию  
10.02.99