

М.М. Макогон, Ю.А. Поплавский, В.И. Сердюков

**СЕЛЕКТИВНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ РЕЗОНАТОР С СОСТАВНЫМИ ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЕТКАМИ**

*Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск*

Поступила в редакцию 30.10.98 г.

Принята к печати 17.12.98 г.

Обсуждается новая схема лазерного резонатора с составными дифракционными решетками. Показано, что такой резонатор для широких лазерных пучков позволяет эффективно сужать линию генерации при сохранении возможности изменения длины волны генерации в широких пределах.

1. Одномодовая генерация в лазерах с малоапертурными резонаторами и широкой полосой усиления (лазеры на красителях, центрах окраски и другие с лазерной накачкой) в большинстве случаев легко достигается при использовании дифракционных решеток с углами падения излучения света на нее порядка 89–89,5° [1]. Однако для лазеров с широкоапертурными резонаторами (твердотельные лазеры и лазеры на красителях с ламповой накачкой) такая схема получения одномодовой генерации неприемлема – размер решетки для таких углов должен в 60–115 раз превосходить диаметр пучка излучения; о сложности проблемы, в частности, свидетельствует отсутствие публикаций о получении одномодовой генерации в лазерах с широкоапертурными резонаторами на основе дифракционных решеток.

В настоящей статье описана предложенная нами в [2] новая схема дисперсионного элемента, имеющая высокие селективные свойства и для широких лазерных пучков.

2. Ширина линии генерации лазера с дифракционной решеткой в резонаторе определяется разрешением решетки

$$R = Lmk, \tag{1}$$

где  $L$  – длина решетки;  $m$  – число штрихов, входящих на 1 мм;  $k$  – порядок дифракции.

Для того чтобы образовалась дифракционная картина, необходимо выполнение условия  $mk \leq 2/\lambda$  ( $\lambda$  – длина волны излучения) и соответственно

$$R_{\max} = 2L/\lambda, \tag{2}$$

откуда следует, что для получения узкополосной генерации необходимо применять большие решетки. Однако поскольку величина лазера ограничена некими разумными размерами, прямое увеличение длины решетки или использование составных решеток (удалось синфазно расположить 5 решеток) не дает необходимого эффекта.

В [3] показано, что для повышения разрешения при анализе спектрального состава излучения можно использовать две одинаковые решетки, установленные так, что они служат сфазированным продолжением друг другу (рис. 1). Распределение энергии по углам, даваемое такой системой, может быть представлено в виде [3,6]:

$$I = A^2 \frac{\sin^2 u}{u^2} \left( \frac{\sin Mv}{\sin v} \right)^2 4 \cos^2 Nv, \tag{3}$$

где множитель  $A^2$  пропорционален энергии, падающей на один штрих решетки; второй множитель описывает угловое распределение энергии при дифракции на одном штрихе; третий – обычную дифракционную картину от одной решетки с  $M$  штрихами, а последний – результат интерференции двух дифрагированных пучков;

$$u = \frac{\pi}{\lambda} \cos \phi \sin (\phi - \phi) d; v = \frac{\pi}{\lambda} (\sin \phi - \sin \phi) d, \tag{4}$$

$\phi$  и  $\phi$  – углы падения и дифракции излучения на решетке;  $d = 1/m$  – постоянная решетки; расстояние между центрами решеток  $W = Nd$  выражено в единицах постоянной решетки,  $N$  – целое.

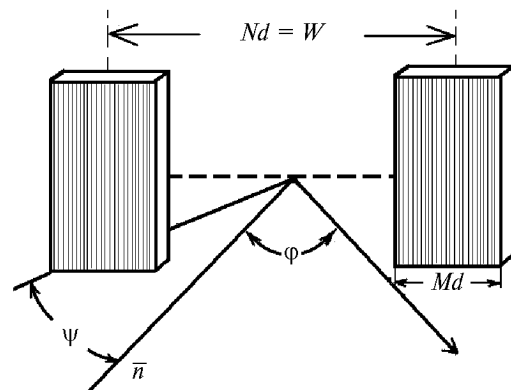


Рис. 1. Схема составной решетки

Ширина дифракционного пика рассматриваемой системы  $\delta\phi_1$ , одной решетки  $\delta\phi_2$  и единой большой решетки, размер которой равен расстоянию  $Nd$  между отдельными решетками,  $\delta\phi_3$  и отвечающие им разрешающие способности системы находятся традиционным способом [6] и равны соответственно:

$$\delta\phi_1 = \frac{\lambda}{2Nd \cos \phi}, R_1 \frac{\lambda}{\delta\lambda} = 2Nd; \tag{5}$$

$$\delta\phi_2 = \frac{\lambda}{Md \cos \phi}, R_2 = Md; \tag{6}$$

$$\delta\varphi_3 = \frac{\lambda}{Nd \cos \varphi}, \quad R_3 = Nd. \quad (7)$$

Видно, что разрешение рассматриваемой системы превышает разрешение не только одной решетки, что вполне естественно, но и в 2 раза разрешение единой решетки. Последнее обстоятельство мы объясняем интерференцией пучков от двух решеток, а причиной повышения разрешения системы является интерференция дифрагированных пучков от крайних частей решеток. Таким образом, «удаление» центральной части не ухудшает разрешение. Однако прямое применение таких устройств в лазерах привело бы к существенному ухудшению энергетических характеристик излучения из-за катастрофического увеличения потерь, хотя спектр может быть сужен вплоть до одномодового.

Для сохранения энергии излучения обе «оставшиеся» части решетки необходимо сдвинуть перпендикулярно оси резонатора лазера так, чтобы их проекции на плоскость, перпендикулярную направлению луча генерации, не пересекались и не имели просвета; расстояние между частями решетки по пути падающего луча обозначим через  $l$ .

На рис. 2 схематически показаны предложенные нами варианты резонаторов.

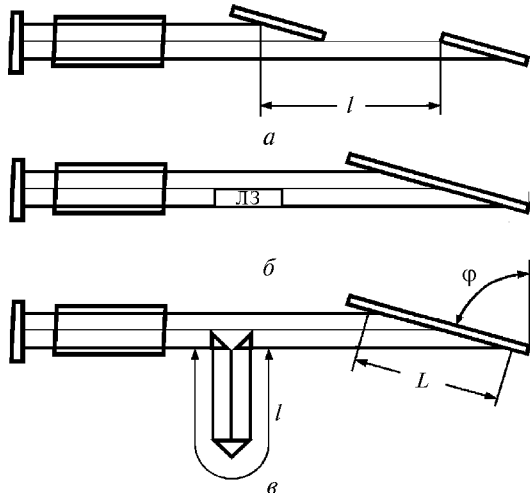


Рис. 2. Схемы лазерных резонаторов

Показанная на рис. 2, а схема расположения решеток может быть использована как отражатель неперестраиваемого по частоте резонатора при автоколлимационной установке. Однако для изменения длины волны генерации решетки необходимо поворачивать, и тогда либо между ними появится «просвет», либо одна начнет затенять другую. Указанный недостаток можно устранить установкой решеток вплотную друг к другу и введением на пути луча, падающего на «дальнюю» решетку, оптической линии задержки ЛЗ длиной  $l$ . В этом случае вместо двух решеток может быть использована одна (рис. 2, б). Возможная реализация линии задержки, подходящая для использования в лазере, показана на рис. 2, в.

Отношение  $\xi$  разрешающих способностей обсуждаемой системы и одной решетки длиной  $L$  равно

$$\xi = \frac{2l}{L \sin \varphi} + 1, \quad (8)$$

а если решетка полностью заполнена пучком излучения диаметром  $D$ , то

$$\xi = \frac{2l}{D \operatorname{tg} \varphi} + 1 \quad (9)$$

и само разрешение

$$R_1 = \frac{2L}{\lambda} \left( \frac{2l}{D \operatorname{tg} \varphi} + 1 \right). \quad (10)$$

Эти формулы позволяют оценить необходимую величину вводимой задержки.

3. Рассмотрим более детально вид функции  $I$  (3). Результаты расчета для набора параметров ( $N, M, d, \lambda, \varphi = -\phi$ ), соответствующих экспериментальным измерениям, показаны на рис. 3 (шкала

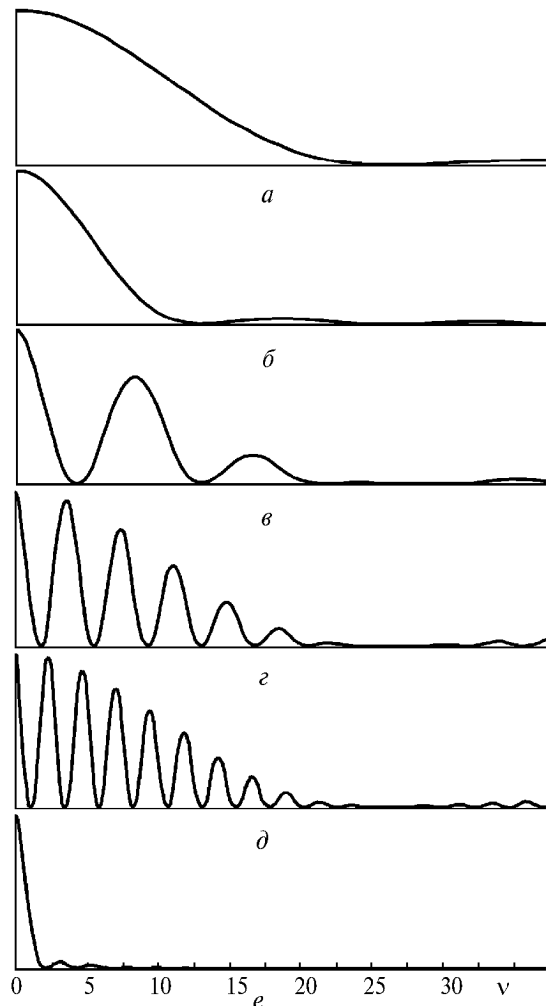


Рис. 3. Расчетная зависимость формы аппаратной функции «разрезной» дифракционной решетки от  $N$  — расстояния между частями решетки:  $M = 150$  (а–д) и 1800 (е);  $N = 0$  (а, е); 150 (б), 450 (в), 1050 (г) и 1650 (д)

абсцисс на рис. 3 и 4 в относительных и равных единицах). Как видно, за уменьшение ширины цент-

рального дифракционного пика и в конечном счете ширины линии генерации приходится платить наличием дополнительных пиков вполне заметной интенсивности. По сути дела, на дифракционном пике от одной решетки появляются провалы, число которых тем больше, чем больше введенная задержка. И соответственно, чем больше задержка и меньше ширина дополнительных максимумов, тем медленнее они спадают.

Экспериментальные записи дифракционной картины для решеток с различным расстоянием между ними показаны на рис. 4. В эксперименте две ди-

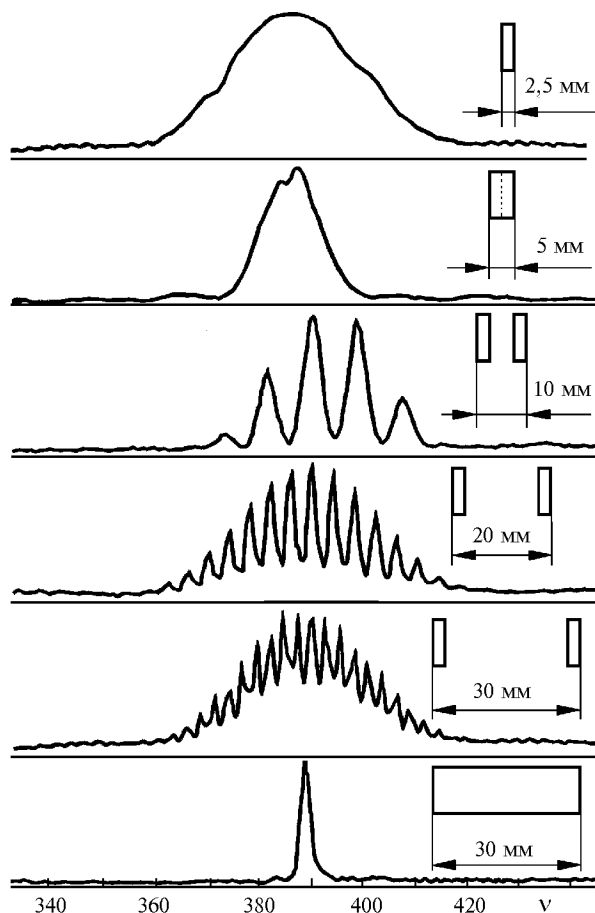


Рис. 4. Экспериментальная зависимость формы аппаратной функции «разрезной» дифракционной решетки от расстояния между ее частями

фракционные решетки моделировались размещением перед решеткой маски с прорезями, размеры и расположение которых показано в правой части рисунка. Дифракция наблюдалась в поле излучения He-Ne-лазера. Видно хорошее качественное и количественное совпадение с расчетами.

4. Возможность управления частотой генерации лазеров с помощью «разрезной» решетки проанализирована расчетным путем. В качестве активных сред рассмотрены рубин ( $\lambda' = 693$  нм) и краситель 4-метилумбеллиферон ( $\lambda' = 460$  нм). Первую среду характеризует очень узкая линия усиления (полуширина порядка 0,5 нм), вторую — большая ширина и разная форма крыльев: коротковолновое

хорошо аппроксимируется гауссовой формой, длинноволновое — лоренцевой [5]; полуширина в обоих случаях 27–28 нм. Считалось, что решетка имеет 1200 штр/мм и работает во втором и третьем порядках дифракции соответственно.

Длина волны генерации лазера на пороге  $\lambda_T$  определяется стандартным условием равенства потерь и усиления:

$$K_{\text{ус}}^{\lambda'}(\lambda_T) = K_{\text{пот}}^{\lambda_0}(\lambda_T). \quad (11)$$

Индекс  $\lambda'$  показывает, что максимум усиления достигается на длине волны  $\lambda'$ , минимум потерь резонатора — на длине волны  $\lambda_0$ . Рубиновый лазер рассматривается при неселективных потерях  $\rho = 0,05-0,15$  см<sup>-1</sup>, лазер на красителях — 0,1–0,4 см<sup>-1</sup>, максимальное усиление, определяющее возможный диапазон перестройки, составляет соответственно 0,4 и 5 см<sup>-1</sup>, длина активной среды 12 и 2 см (лазер с поперечной накачкой).

Будем считать, что диаметр пучка излучения рубинового лазера, падающего на решетку, составляет 6 мм, а лазера на красителе — 1,25 мм. Учитывая длины волн генерации и рабочие порядки дифракции, получим, что  $M$  в формулах (3), (5)–(7) должно составлять 6500 для рубина и 4000 для красителя.

Результаты расчетов представлены на рис. 5 и 6. По оси абсцисс отложена разность  $\Delta = \lambda_0 - \lambda'$  между длиной волны настройки дисперсионного резонатора и длиной волны центра линии усиления, по оси ординат — разность  $\delta = \lambda_0 - \lambda_T$  между длиной волны настройки дисперсионного резонатора и пороговой длиной волны генерации.

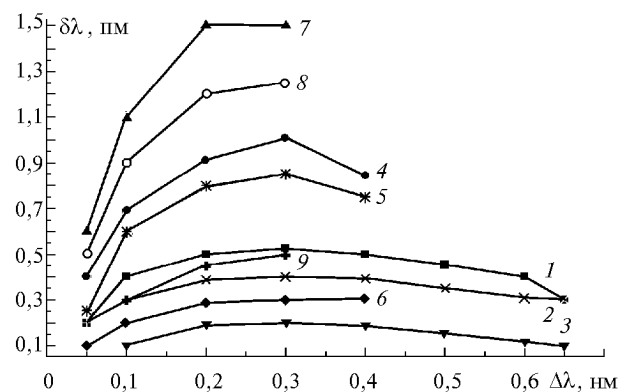


Рис. 5. Зависимость  $\delta\lambda(\Delta\lambda)$  для лазера на рубине ( $M = 6500$ ). Для кривых 1–3  $\rho = 0,05$ , для 4–6 — 0,1 и для 7–9 — 0,15 см<sup>-1</sup>; для кривых 1, 4, 7  $N = 6500$ , для 2, 5, 8 — 13000 и 3, 6, 9 — 26000

Отметим две характерные особенности полученных зависимостей. Во-первых, обращает на себя внимание разный ход кривых: монотонное изменение для гауссовой формы линии усиления и немонотонное для лоренцевой — это объясняется положим (все более пологим с ростом расстройки  $\Delta\lambda$ ) лоренцевым крылом линии усиления. Во-вторых, более существенное влияние на точность настройки оказывает «расстояние» между решетками ( $N$ ), чем ширина решетки ( $M$ ). Отсюда следует высокая эффективность использования обсуждаемой схемы резонатора.

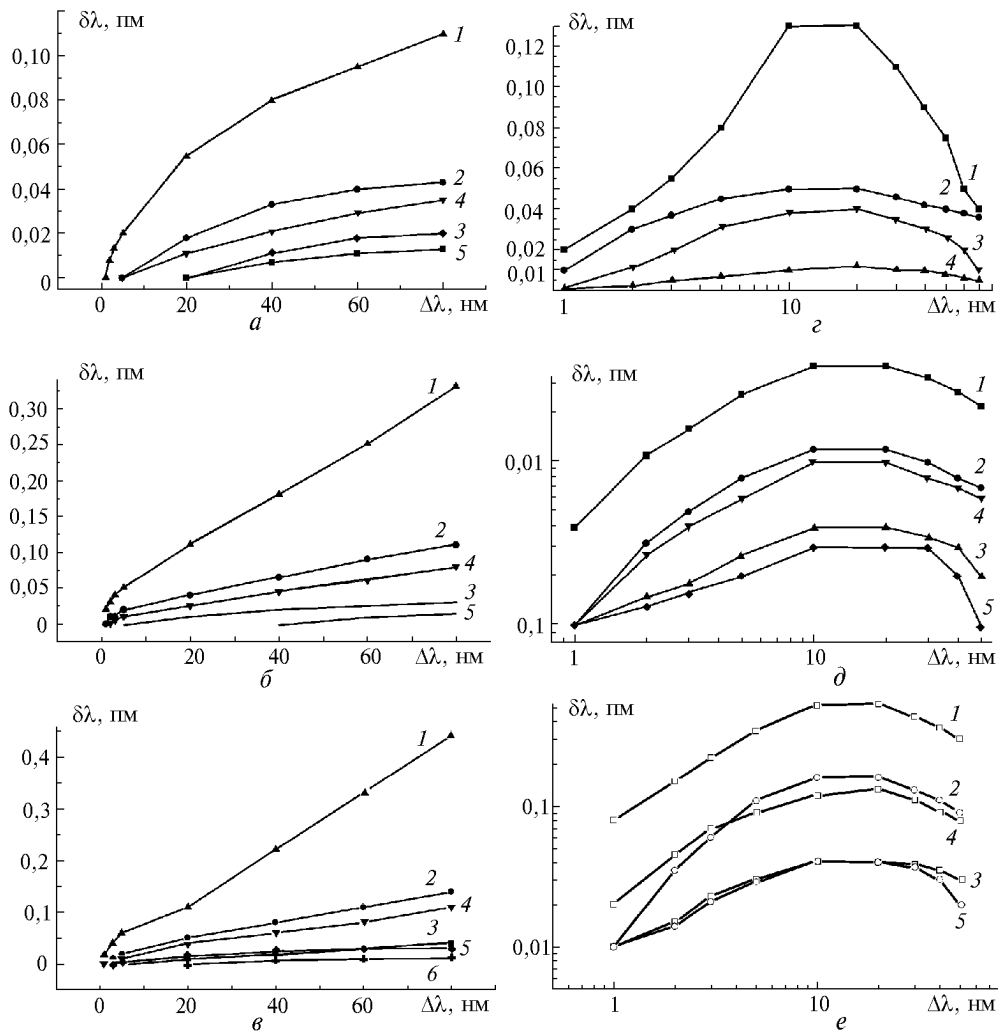


Рис. 6. Зависимость  $\delta\lambda(\Delta\lambda)$  для лазера на красителе;  $a-e$  – крыло гауссовой формы;  $z-e$  – крыло лоренцевой формы: кривые 1–3 –  $M = 4000$ ;  $N = 4000$  (1),  $N = 8000$  (2),  $N = 16000$  (3); кривые 4, 5 –  $M = 8000$ ;  $N = 8000$  (4),  $N = 16000$  (5); кривая 6 –  $M = 8000$ ,  $N = 32000$ ;  $a, z - \rho = 0,1 \text{ см}^{-1}$ ;  $b, \partial - \rho = 0,3 \text{ см}^{-1}$ ;  $в, e - \rho = 0,4 \text{ см}^{-1}$

Для возникновения генерации лазера на красителе на ближайшем к основному дополнительном пике дифракции необходимо, чтобы усиление превысило порог генерации в области основного пика на  $0,763$ ;  $0,203$ ;  $0,051$  и  $0,013 \text{ см}^{-1}$  при  $N/M = 1, 2, 4$  и  $8$ , соответственно, для всех исследованных диапазонов изменения потерь, настроек резонаторов, форм кривой усиления и значений  $M$ .

5. Из приведенных данных следует, что использование составных дифракционных решеток в предлагаемых схемах дает возможность эффективно управлять длиной волны генерации, так как «запаса» по усилению достаточно, чтобы генерация приходила в области одного дифракционного пика. Очевидно, будет происходить сужение линии генерации по сравнению с использованием решетки в стандартной монтровке.

*M.M. Makogon, Yu.A. Poplavskii, V.I. Serdjukov. Selective Laser Cavity with Compound Gratings.*

A new laser cavity configuration with compound gratings is discussed. It is shown that such cavity for the broad laser beams allows one to narrow effectively the emission linewidth and to keep the possibility of generation wavelength variation control in wide limits.

1. Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С. Перестраиваемые лазеры. М.: Радио и связь, 1982. 360 с.
2. Макогон М.М., Сердюков В.И. Узкополосный лазер. А.с. СССР N 1366011, кл. H01 S 3/00. 08.09.87. Приоритет от 17.01.85; Новый способ генерации узкополосного излучения // VIII Всесоюзный симпозиум по молекулярной спектроскопии высокого разрешения: Материалы...Томск, 1988. Ч. II. С. 87–90.
3. Hilborn R.C. Increased spectroscopic resolution with separated gratings and prisms // JOSA. 1980. V. 70. N 1. P. 126–128.
4. Bruneau D., Cazeneuve H., Loth C., Pelon J. Double-pulse dual-wavelength alexandrite laser for atmospheric water measurement // Appl. Optics. 1991. V. 30. N 27. P. 3930–3937.
5. Dienes A. Dye lasers // Laser Applications to Optics and Spectroscopy / Ed. by Jacobs S. et al. Tuscon, 1975. P. 53–121.
6. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1972. 375 с.