

АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 621.375.8(088.8)

М.М. Макогон

СЕЛЕКТИВНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ РЕЗОНАТОР С СОСТАВНЫМИ ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЕТКАМИ НЕРАВНОЙ ДЛИНЫ

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск

Поступила в редакцию 9.03.99 г.

Принята к печати 11.03.99 г.

Рассмотрены особенности резонатора с решетками неравной длины при однородном и неоднородном их заполнении излучением. Определены условия, при которых эффективность системы остается высокой. Показано также, что несинфазность расположения как равных, так и неравных решеток практически не сказывается на параметрах селективности резонатора.

1. В [1] рассмотрены основные особенности лазерного резонатора, селективность которого обуславливают две одинаковые дифракционные решетки, устанавливаемые так, что они служат сфазированным продолжением друг другу. Предложены варианты резонатора, когда фактически используется одна решетка, а на пути луча, падающего на ее «дальнюю» половину, вводится оптическая линия задержки.

Равенство двух решеток (или двух частей одной решетки), их синфазное расположение и однородность светового пучка по поперечному сечению являются определенной идеализацией, от которой в реальности всегда будут отклонения. Оценка их влияния на работоспособность обсуждаемой системы является целью настоящего сообщения.

2. Очевидно, что интерференция пучков будет наблюдаться и при неравных решетках, но ее влияние на формирование пика дифракции с уменьшением одной из решеток будет ослабевать, и в конечном счете нужно определить, при каком соотношении размеров эффективность системы будет еще достаточно высока.

Рассмотрение ситуации показало, что в этом случае вместо параметра  $M$ , связанного с расстоянием между центрами двух решеток, целесообразно ввести параметр  $W$ , связанный с «промежутком» между решетками:  $W$

равно числу постоянных решетки, уложившихся в этот промежуток. Пусть общее число штрихов обеих решеток равно  $2N$ , а их ширины делятся в отношении  $L:1$  (случаю  $L = 0$  отвечает одна решетка с числом штрихов  $2N$ , случаю  $L = 1$  – рассмотренная ранее [1] система двух одинаковых решеток с  $N$  штрихами каждая).

Выражение для интенсивности дифрагированного излучения имеет теперь более сложный, чем в [1], вид

$$I = A^2 \frac{\sin^2 u}{u^2} \frac{4}{\sin^2 v} \left[ \sin^2 N \frac{L-1}{L+1} v \cos^2 Nv + \sin \frac{2N}{L+1} v \sin \frac{2NL}{L+1} v \cos^2(N+W)v \right], \quad (1)$$

где  $A^2$  пропорционально энергии, падающей на один штрих решетки;

$$u = \frac{\pi}{\lambda} \cos \varphi \sin 2\varphi d; \quad v = \frac{\pi}{\lambda} 2 \sin \varphi d,$$

$\varphi$  – угол падения излучения на решетку, работающую в автоколлимационном режиме;  $d$  – постоянная решетки.

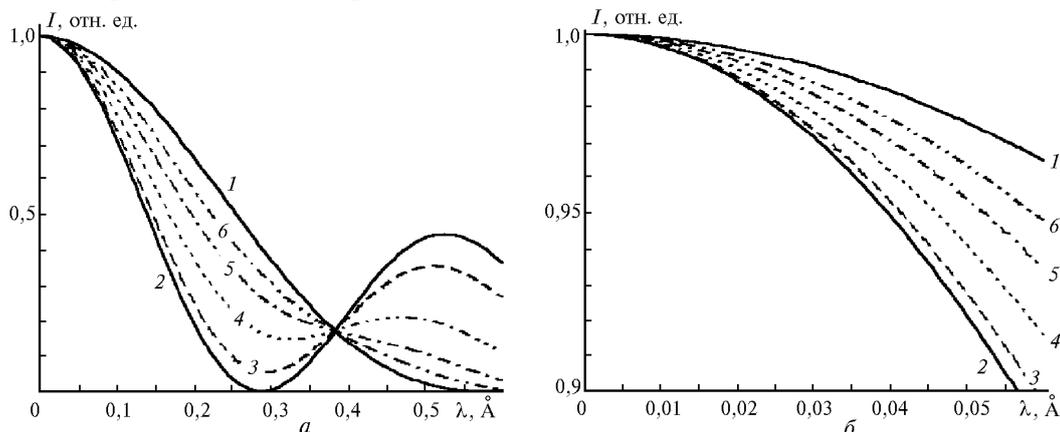


Рис. 1. Расчетная зависимость формы аппаратной функции «разрезной» дифракционной решетки с неравными частями (а) и ее центральной области (б):  $L = 0$  (1), 1 (2), 2 (3), 4 (4), 8 (5) и 16 (6)

В качестве примера на рис. 1 показана зависимость  $I(v)$  для  $N = 4000$  и  $W = 4000$ . Видно, что с ростом  $L$  ширина центрального пика плавно увеличивается, интерфе-

ренционные колебания интенсивности в крыльях уменьшаются и сам контур постепенно приближается к форме, соответствующей одной решетке шириной  $2N$ .

Это обстоятельство позволяет вывести линию раздела пучков с его центра, что, несомненно, повышает надежность лазерной системы. Соображения об оптимальном положении линии раздела приведены ниже для ограниченного в поперечном сечении пучка.

3. Отклонения от синфазности расположения «двух» решеток в реальном лазере обусловлены неточностью изготовления системы, дисперсией линии задержки в лазерах с перестраиваемой частотой, изменением величины задержки при повороте решетки в ходе изменения частоты настройки селективного резонатора и поэтому практически являются неустраняемыми.

Используя традиционный подход [2], легко получить распределение энергии дифрагированного излучения. Для случая равных решеток

$$I = A^2 \frac{\sin^2 u}{u^2} \left( \frac{\sin Nv}{\sin v} \right)^2 4 \cos^2(M + \varepsilon)v, \quad (2)$$

$(M + \varepsilon)d$  – «расстояние» между центрами «двух» решеток;  $M$  – целое и больше  $N$ ,  $0 \leq \varepsilon < 1$ .

Для оценки влияния  $\varepsilon \neq 0$  перепишем

$$\cos(N + \varepsilon)v = \cos Nv \cos \varepsilon v - \sin Nv \sin \varepsilon v \quad (3)$$

и установим, в каких пределах  $\pm \Delta v_{\text{раб}}$  может меняться  $v$ . Максимум отражения решетки имеет место при  $\sin v = 0$  и  $v = 0 \pm k\pi$ ,  $k$  – порядок дифракции. Полуширина дифракционного пика  $\Delta v$  определяется числом штрихов  $N$  [2]:

$$\Delta v = \pi/N, \quad (4)$$

а рабочий диапазон  $\Delta v_{\text{раб}}$  углов дифракции меньше в несколько раз, так как лазер будет работать при относительном коэффициенте отражения излучения от решетки не менее 70–80%. Поскольку  $N \approx 5000$  [1], то  $\Delta v_{\text{раб}} \approx 10^{-5} \pi$  и вклад  $\cos \varepsilon v$  и  $\sin \varepsilon v$  в (2) будет заведомо несущественным при любых  $M$ . Аналогичный вывод следует и для неравных решеток. Таким образом расфазировка решеток практически не может сказаться на работоспособности системы.

4. Оценим влияние нарушения синфазности вследствие поворота решетки с целью изменения длины волны генерации лазера. С помощью рис. 2 легко связать величину оптической задержки  $l$  с другими параметрами системы:

$$l = (M + \xi - N)d \sin \varphi \quad (5)$$

или

$$M + \xi = \frac{l}{d \sin \varphi} + N. \quad (6)$$

В этих и последующих выражениях будем считать  $N$  и  $M$  фиксированными, а  $\xi$  – меняющимся в широких пределах.

Учитывая уравнение решетки  $2d \sin \varphi = k\lambda$ , получим окончательно

$$M + \xi = \frac{2l}{k\lambda} + N. \quad (7)$$

Отсюда изменение  $\xi$  при перестройке длины волны на  $\Delta \lambda$  равно

$$\Delta \xi = \frac{2l \Delta \lambda}{k \lambda^2} = (M - N) \frac{\Delta \lambda}{\lambda}. \quad (8)$$

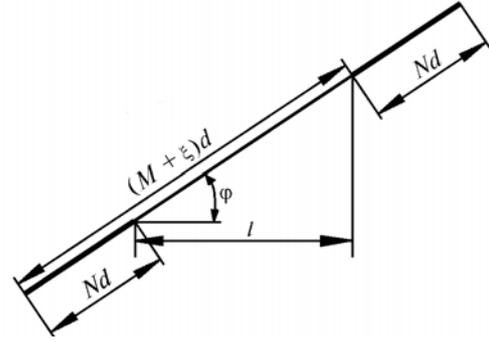


Рис. 2. Схема составной решетки

Для лазера на красителе 4-метилумбеллиферон ( $\lambda = 460$  нм,  $\Delta \lambda = 30$  нм,  $M = 4000$ ,  $N = 8000$  [1]) получим  $\Delta \xi \approx 260$ . Но даже такая большая расфазировка не приведет к кардинальным последствиям, поскольку  $\cos(\Delta \xi \Delta v_{\text{раб}})$  и  $\sin(\Delta \xi \Delta v_{\text{раб}})$  в (2) равны 0,997 и 0,082 соответственно.

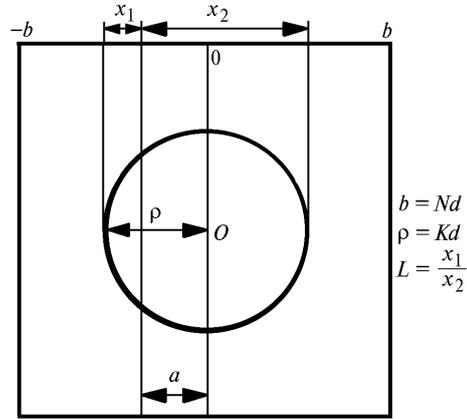


Рис. 3. Схема расположения пучка излучения с центром в точке  $O$  относительно дифракционной решетки

5. Учет влияния неоднородности поля излучения проведем для пучка с гауссовым поперечным распределением интенсивности (схематическое расположение пучка излучения на решетке показано на рис. 3):

$$E(x, y) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4\rho^2}\right). \quad (9)$$

Спектральное распределение интенсивности дифрагированного излучения выражается через интеграл вероятности  $\text{Erf}(x)$ :

$$\begin{aligned} I \propto \exp(-8K^2v^2) & \left\{ \text{Erf}\left(\frac{N}{2K} + i2Kv\right) - \text{Erf}\left(\frac{1-L}{2(1+L)} + i2Kv\right) \right\} + \\ & + \exp(iWv) \left[ \text{Erf}\left(\frac{N}{2K} - i2Kv\right) + \text{Erf}\left(\frac{1-L}{2(1+L)} + i2Kv\right) \right] \times \\ & \times \left\{ \text{Erf}\left(\frac{N}{2K} - i2Kv\right) - \text{Erf}\left(\frac{1-L}{2(1+L)} - i2Kv\right) \right\} + \\ & + \exp(-iWv) \left[ \text{Erf}\left(\frac{N}{2K} + i2Kv\right) + \text{Erf}\left(\frac{1-L}{2(1+L)} - i2Kv\right) \right] \}. \quad (10) \end{aligned}$$

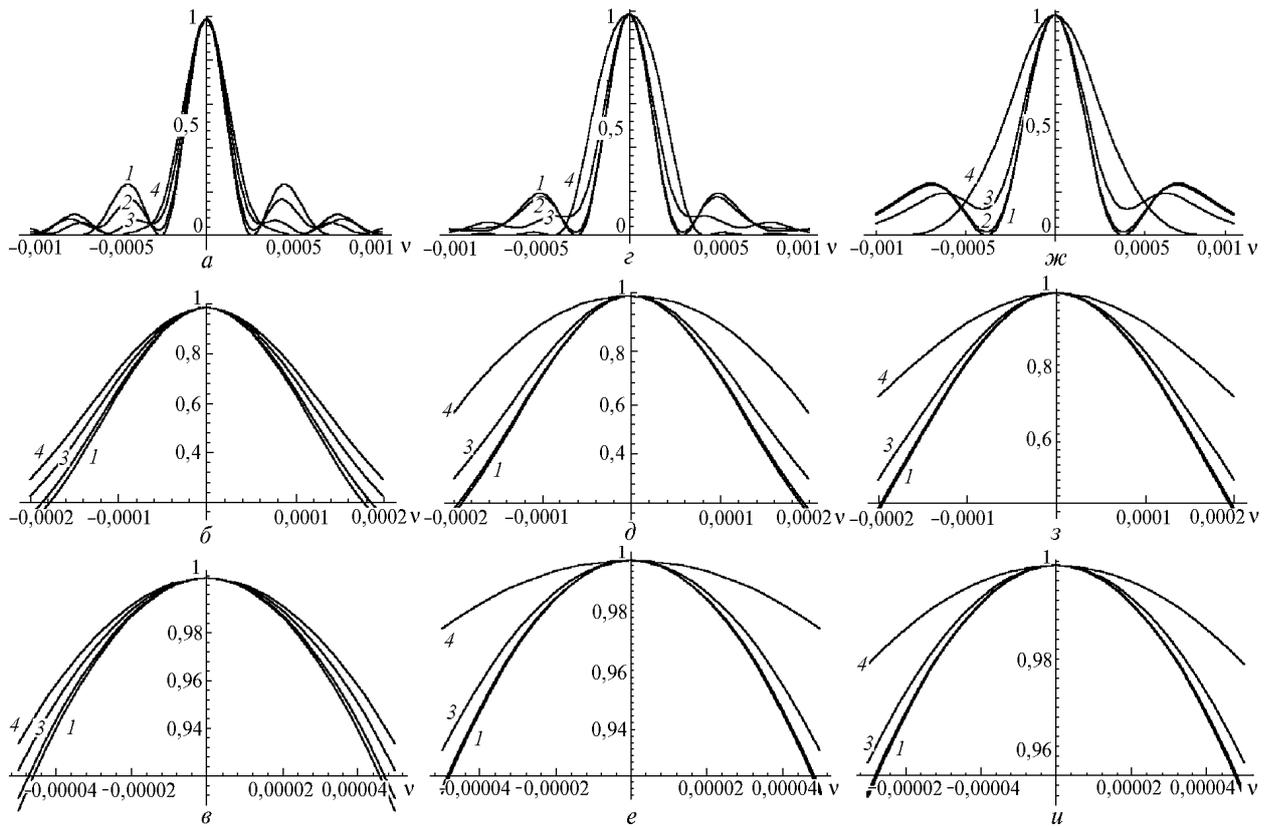


Рис. 4. Форма аппаратной функции ( $a$ ,  $z$ ,  $\mathcal{H}$ ) и ее центральной части в разном масштабе.  $N = 4000$ ,  $W = 4000$ ,  $K = 16000$  (практически однородный пучок,  $a$ – $в$ ), 2000 ( $z$ – $е$ ) и 1000 ( $\mathcal{H}$ – $и$ ).  $L = 1$  (1), 0,5 (2), 0 (3) и  $-0,5$  (4)

Результаты расчета показаны на рис. 4. Неоднородность пространственного распределения играет роль аподизирующей диафрагмы и приводит к расширению центрального пика и более быстрому спаду побочных максимумов. Расширение и спад тем более существенны, чем меньше диаметр пучка. Отметим также, что чем меньше диаметр пучка (меньше число участвующих в образовании дифракционной картины штрихов), тем относительно большее сужение центрального пика дает увеличение  $W$ . Неравенство размеров решеток приводит к тем же последствиям, что и в случае однородного пучка – дальнейшему расширению центрального пика и уменьшению интерференционных колебаний в крыльях.

Анализ графиков (см. рис. 4) позволил связать относительное увеличение  $\Delta_d = \Delta(a \neq 0)/\Delta(a = 0)$  ширины центрального пика  $\Delta(a)$  вблизи максимума, отвечающее за ширину спектра генерации и точность управления частотой, с положением линии «разреза» решетки (величины  $a$ ) и долей  $\Delta_Q$  от полной энергии пучка, приходящейся на меньшую часть. Из рис. 5 следует, что при попадании на меньшую решетку всего порядка 15% от полной энергии пучка происходит расширение центрального пика (на уровне  $0,99I_{\text{макс}}$ ) не более чем на 10–15%, которое позволяет поместить линию «разреза» достаточно далеко от оси пучка в зону, где интенсивность излучения в 2–3 раза меньше максимальной (линии  $1/e$ ,  $1/e^2$  указывают значения  $a/\rho$ , при которых плотность мощности излучения падает соответственно в  $e$  и  $e^2$  раз).

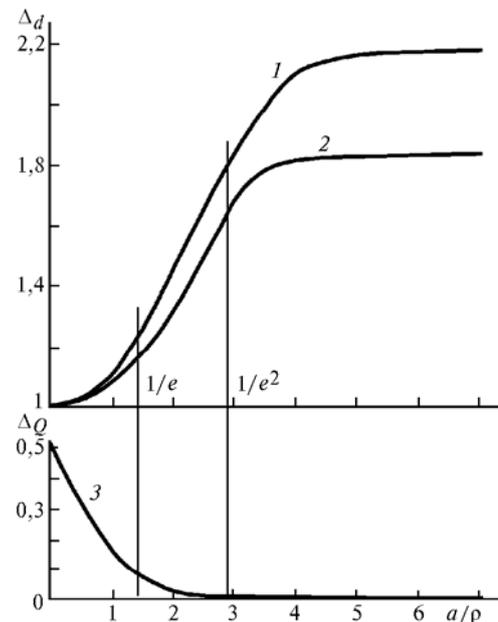


Рис. 5. Зависимости ширины центрального пика (1, 2) и доли энергии (3), приходящейся на меньшую решетку, от положения линии «разреза».  $N = 4000$ ,  $W = 4000$ ,  $K = 2000$  (1) и 1000 (2)

6. Таким образом, селективный лазерный резонатор с составными дифракционными решетками неравной

длины обладает дополнительным (по сравнению с резонатором, описанном ранее [1]) положительным качеством, а именно существенно более высокой надежностью, так как граница разделения пучков, посылаемых на решетки, смещается из центральной в периферийную область, в зону меньших плотностей мощности излучения.

Расфазировка положения как равных, так и неравных решеток не оказывает сколько-нибудь заметного

влияния на работоспособность рассмотренного резонатора.

Благодарю И.С. Тырышкина и В.И. Сердюкова за стимулирующие обсуждения.

1. Макогон М.М., Поплавский Ю.А., Сердюков В.И. // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 2. С. 166–169.
2. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1972. 375 с.

*M.M. Makogon. Laser Selective Cavity with Compound Gratings of Unequal Lengths.*

Peculiarities of a cavity with unequal gratings filled with homogeneous and inhomogeneous radiation are examined. The conditions for the system high efficiency are determined. It is also shown that an uncophased disposition of both equal and unequal gratings does not practically effects the cavity selectivity parameters.