

4. А. Н. Домарацкий, Ю. Н. Дубнишев, В. П. Коронкевич, В. С. Соболев, А. А. Столповский, Е. Н. Уткин, Н. Ф. Шмойлов. Сравнение показаний лазерного доплеровского измерителя скорости и термоанемометра в следе за цилиндром.— ПМТФ, 1972, № 1.
5. Ю. Г. Василенко, Ю. Н. Дубнишев. Уменьшение уровня постоянной составляющей и шумов в выходном сигнале лазерного доплеровского измерителя скорости.— Автометрия, 1972, № 6.
6. Yu. G. Vasilenko, Yu. N. Dubnitshev, V. P. Koronkevitch, V. S. Sobolev. Laser Velocity Meters — a Comparative Study.— Optics and Laser Technology, 1972, v. 4, № 6.

Поступила в редакцию 10 января 1973 г.

УДК 621.375.826

Ю. В. ТРОИЦКИЙ

(Новосибирск)

### РАСЧЕТ ВЫДЕЛЕНИЯ ТЕПЛА В ПЛЕНОЧНОМ МОДОВОМ СЕЛЕКТОРЕ ОДНОЧАСТОТНОГО ОКГ

Использование тонкой поглощающей металлической пленки в резонаторе ОКГ является эффективным средством получения одночастотной генерации [1]. Однако этот метод не может применяться в лазерах большой мощности, так как вследствие нагрева пленки излучением стабильность оптического резонатора может ухудшиться; если же выделение тепла очень велико, то характеристики селектора могут деградировать вплоть до выхода из строя.

Селектор, в частности, может нагреваться спонтанным излучением активной среды; эта доля поглощенной энергии, по-видимому, может быть снижена до безопасного уровня путем экранирования нерабочей части пленки. Вторым источником нагрева является поле стимулированного излучения внутри резонатора. Влияние этого фактора в значительной степени определяется режимом использования поглощающей пленки. Цель настоящей работы — рассчитать количество тепла, выделяемого в пленке, и найти возможность его уменьшения.

Мощность  $P_{пл}$ , выделяющаяся в пленке, зависит от ее положения вдоль оси резонатора и минимальна, когда пленка находится в узле электрического поля стоячей волны. Эта мощность равна

$$P_{пл} = P_{рез} \left[ a_{пл} + F \left( \frac{2\pi \Delta L_2}{\lambda} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

Здесь  $P_{рез}$  — мощность бегущей волны, падающей на пленку со стороны активной среды;  $F$  — фактор резкости, определяющий скорость нарастания потерь по мере выхода пленки из узла [2];  $\lambda$  — длина волны;  $\Delta L_2$  — расстояние пленки до узла электрического поля;  $a_{пл}$  — потери в пленке в расчете на два прохода в тот момент, когда пленка находится в узле (например, потери, связанные с конечной толщиной металлического слоя). Считаем, что частота генерации не изменяется при выходе пленки из узла, что справедливо, если  $l_2 \ll L$ , где  $l_2$  — расстояние от пленки до ближайшего зеркала,  $L$  — полная длина резонатора; если это условие не выполнено, то величину  $F$  необходимо, согласно [3], замещать на  $F \left[ \frac{n_2 L}{n_2 L + (n_1 - n_2) l_2} \right]^2$ . Величина  $F$  определяется параметрами поглощающей пленки [3].

Для вычисления  $P_{пл}$  необходимо задать характер изменения  $P_{рез}$  при изменении потерь в резонаторе. Полные потери в резонаторе за два прохода равны  $a = a_{рез} + a_{пл} + T_{рез} + F \left( \frac{2\pi\Delta l_2}{\lambda} \right)^2$ , где  $a_{рез}$  — диссипативные потери в резонаторе (исключая пленку);  $T_{рез}$  — доля энергии, излучаемая наружу за счет пропускания зеркал. Считаем, что величина  $a$  и усиление  $\alpha$  в активной среде (на два прохода) не изменяется

1) усиление  $\alpha$  в активной среде (на два прохода) не изменяется в частотном диапазоне, равном межмодовому расстоянию резонатора;

2) лазерный переход насыщается однородно [4], т. е.  $P_{рез} = P_0 \left( \frac{\alpha}{a} - 1 \right)$ , где  $P_0$  пропорционально параметру насыщения и площади пучка. Это является хорошим приближением, например, для гелий-неонового ОКГ [5] (за исключением случая очень малых давлений рабочей смеси). Подставляя  $P_{рез}$  в (1), получаем

$$P_{пл} = P_0 \left( \frac{\alpha}{a} - 1 \right) \left[ a_{пл} + F \left( \frac{2\pi\Delta l_2}{\lambda} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Выходная мощность лазера при  $\Delta l_2 = 0$  равна

$$P_{вых} = T_{рез} (P_{рез})_{\Delta l_2=0} = T_{рез} P_0 \left( \frac{\alpha}{a_{пл} + a_{рез} + T_{рез}} - 1 \right), \quad (3)$$

поэтому

$$\frac{P_{пл}}{P_{вых}} = \frac{a_{пл} + F \left( \frac{2\pi\Delta l_2}{\lambda} \right)^2}{T_{рез} (X - 1)} \left[ \frac{X}{1 + [F / (a_{рез} + a_{пл} + T_{рез})] \left( \frac{2\pi\Delta l_2}{\lambda} \right)^2} - 1 \right], \quad (4)$$

где  $X = \frac{\alpha}{a_{рез} + a_{пл} + T_{рез}}$  — коэффициент превышения над порогом в тот момент, когда пленка находится в узле. На рис. 1 показаны рассчитанные по (4) зависимости величины

$$\frac{T_{рез}}{a_{рез} + a_{пл} + T_{рез}} \frac{P_{пл}}{P_{вых}} \text{ от } \sqrt{\frac{F}{a_{рез} + a_{пл} + T_{рез}}} \left( \frac{2\pi\Delta l_2}{\lambda} \right),$$

(т. е. от нормированного смещения пленки из узла) для  $X = 1,1; 1,5; 2; 4; 6; 10$  и  $20$ ; принято, что  $a_{пл} = 0$ . Эти кривые имеют минимум при  $\Delta l_2 = 0$  и максимум при некотором  $\Delta l_2$ , которое определяется равенством

$$\frac{F}{a_{рез} + a_{пл} + T_{рез}} \left( \frac{2\pi\Delta l_2}{\lambda} \right)^2 = \sqrt{X} \sqrt{1 - \frac{a_{пл}}{a_{рез} + a_{пл} + T_{рез}}} - 1. \quad (5)$$

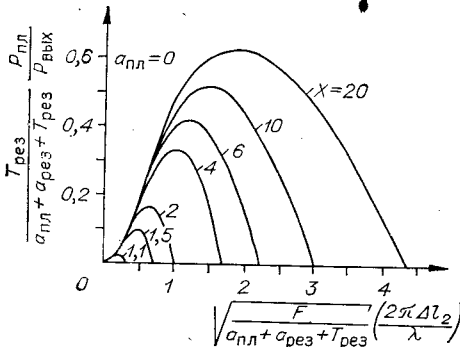


Рис. 1. Зависимость отношения мощности, выделяемой в пленке, к выходной мощности лазера в тот момент, когда пленка находится в узле, от нормированного расстояния пленки до узла стоячей волны;  $a_{пл} = 0$ .

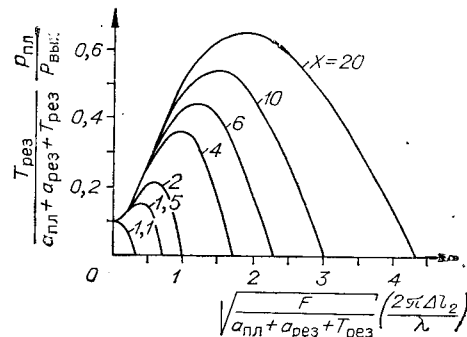


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но  $a_{пл} = 0,1 (a_{рез} + a_{пл} + T_{рез})$ .

Если член справа в (5) меньше нуля или равен ему, то имеет место один максимум при  $\Delta l_2=0$ . На рис. 2 приведены такие же зависимости при  $a_{пл}=0,1(a_{рез}+a_{пл}+T_{рез})$ .

Из (4) видно, что при заданном превышении над порогом и заданной выходной мощности выделяемое в пленке тепло тем больше, чем меньше коэффициент пропускания  $T_{рез}$  зеркала. Это естественно, так как вызвано увеличением интенсивности излучения внутри лазера при заданном  $P_{вых}$ . Практический интерес представляет случай оптимального пропускания  $T_{опт}$ , при котором лазер отдает максимально возможную мощность при  $\Delta l_2=0$ . Дифференцируя (3) по  $T_{рез}$ , получаем условие оптимальной «нагрузки» при заданных  $\alpha$ ,  $a_{рез}$  и  $a_{пл}$ :

$$T_{опт} = (\sqrt{\alpha} - \sqrt{a_{рез} + a_{пл}}) \sqrt{a_{рез} + a_{пл}}, \quad (6)$$

а подставляя это значение в (4), находим отношение мощностей в случае максимально возможной для данного лазера величины  $P_{вых} = (P_{вых})_{max}$ :

$$\frac{P_{пл}}{(P_{вых})_{max}} = \frac{Z - \sqrt{Z} - V}{(\sqrt{Z} - 1)^2} \frac{J + V}{\sqrt{Z} + V}, \quad (7)$$

где

$$Z = \frac{\alpha}{a_{пл} + a_{рез}}; \quad J = \frac{a_{пл}}{a_{пл} + a_{рез}}; \quad V = \frac{F}{a_{пл} + a_{рез}} \left( \frac{2\pi\Delta l_2}{\lambda} \right)^2.$$

На рис. 3 приведены зависимости  $P_{пл}/(P_{вых})_{max}$  от  $V$  для четырех значений  $Z$  ( $Z=2, 4, 9$  и  $16$ ). Каждому значению соответствуют четыре кривые, вычисленные при разной величине параметра  $J$  ( $J=0; 0,2; 0,5; 1$ ), т. е. при разной относительной доле потерь, вносимых пленкой при ее положении в узле электрического поля, в полных начальных потерях резонатора.

Как и следовало ожидать, тепло, выделяемое в пленке, очень сильно зависит от ее расстройки, и для расчета максимальной тепловой на-

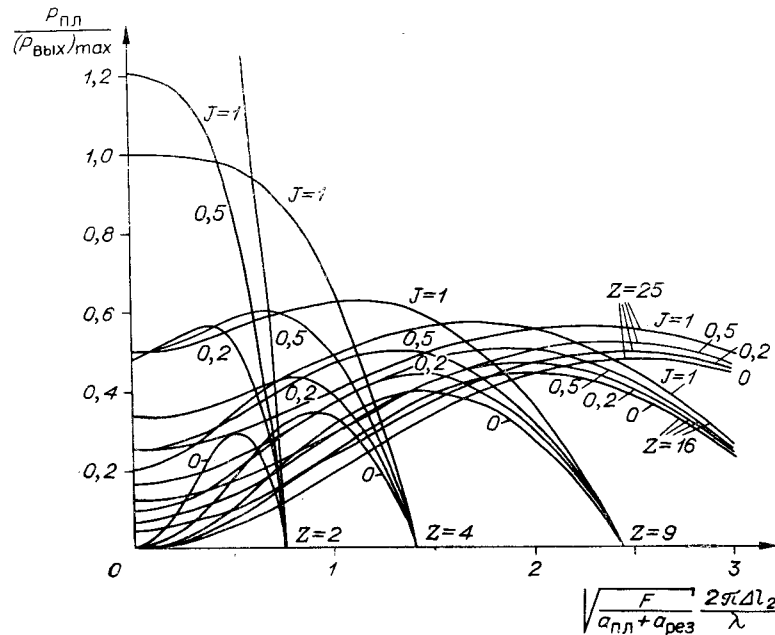


Рис. 3. Зависимость мощности, выделяемой в пленке, от нормированного смещения пленки из узла при оптимальном пропускании зеркал.

грузки селектора необходимо знать, какие значения может принять величина  $\Delta l_2$ . Рассмотрим, как можно найти  $\Delta l_2$ . Здесь возможны два варианта в зависимости от режима работы селектора. При перемещении пленки на расстояние  $\frac{l_2}{L} \frac{\lambda}{2}$  происходит «перескок» на другую моду, причем точка перескока находится посередине между максимумами соседних продольных мод. Таким образом, максимальное удаление пленки от узла в этом случае равно  $\Delta l_2 = \frac{l_2}{L} \frac{\lambda}{4}$ , или

$$V_{\max} = \frac{F}{a_{\text{рез}} + a_{\text{пл}}} \left( \frac{\pi l_2}{2L} \right)^2. \quad (8)$$

Используя (8), можно из (7) или рис. 3 найти количество тепла, выделяющегося в пленке. Этот первый вариант нахождения  $\Delta l_2$  соответствует типичным условиям работы поглощающей пленки в режиме селекции видов колебаний. В качестве иллюстрации рассмотрим случай:  $Z=9$ ;  $l_2=2$  см;  $F=2$ ;  $L=1$  м;  $a_{\text{пл}}+a_{\text{рез}}=0,02$ . Подставляя эти исходные данные в (8), получаем  $V_{\max}=0,09$ , что соответствует  $P_{\text{пл}}/(P_{\text{вых}})_{\max}=0,37$  (взято  $J=0,2$ ). Интересно, что увеличение  $L$  резко уменьшает мощность, выделяемую в пленке. Так, если в приведенном примере взять  $L=2$  м, то отношение мощностей уменьшается до 0,13. К таким же результатам приводит и уменьшение  $F$  и  $l_2$ . Однако произведение  $Fl_2^2$  не может быть выбрано меньше некоторой предельной величины, при которой еще имеет место одночастотный режим и которая определяется характером уширения лазерной линии и уровнем возбуждения [6]. Это минимальное значение и, следовательно, нагрузка селектора тем меньше, чем ближе уширение к однородному. При заданных характеристиках активной среды для уменьшения тепловых эффектов необходимо выбирать произведение  $Fl_2^2$  как можно ближе к минимально допустимому, а длину резонатора — наибольшей.

Нагрев селектора значительно уменьшается, если  $Fl_2^2$  выбрано настолько малым, что осуществляется не режим выделения одной моды, а режим сужения спектра (см., например, [7]). В этом случае, грубо говоря, правую часть выражения (8) необходимо разделить на квадрат числа одновременно генерирующих мод.

Рассмотренный вариант расчета справедлив, если величина  $V_{\max}$ , определяемая из (8), лежит слева от максимумов кривых рис. 3. Если же она лежит справа, то максимальная тепловая нагрузка имеет место не при  $V_{\max}$ , а при  $V$ , соответствующем максимуму кривых рис. 3:

$$V = \sqrt{Z} \left( \sqrt{VZ - J} \right) - \sqrt{Z}, \quad (9)$$

при котором правая часть формулы (7) максимальна. Максимум существует, если  $\sqrt{VZ - J} > 1$ ; если это не так, то максимальное значение  $P_{\text{пл}}$  получается при  $\Delta l_2 = 0$ . Подставляя (9) в (7), находим выражение для максимальной величины отношения мощностей

$$\frac{(P_{\text{пл}})_{\max}}{(P_{\text{вых}})_{\max}} = \left( \frac{\sqrt{VZ} - \sqrt{VZ - J}}{\sqrt{VZ} - 1} \right)^2, \quad (10)$$

которое пригодно для расчетов, если

$$\frac{F}{a_{\text{рез}} + a_{\text{пл}}} \left( \frac{\pi l_2}{2L} \right)^2 > \sqrt{Z} \left( \sqrt{VZ - J} - 1 \right). \quad (11)$$

На рис. 4 показана зависимость  $(P_{\text{пл}})_{\max}/(P_{\text{вых}})_{\max}$  от  $Z = \frac{\alpha}{a_{\text{рез}} + a_{\text{пл}}}$  для пяти значений

$$J = \frac{a_{\text{пл}}}{a_{\text{рез}} + a_{\text{пл}}} = 0; 0,1; 0,2; 0,5; 1,0.$$

Рассмотрение этого рисунка показывает, что в типичных для лазера режимах максимальная мощность, которая может выделяться в пленке, составляет 30—60% от его максимальной выходной мощности. Правда, при малых  $Z$  отношение может доходить до 100%, но это имеет место при таком сочетании параметров лазера, которое практически не встречается — когда превышение над порогом очень мало и внутри лазера теряется значительно больше энергии, чем выводится наружу; в этом случае абсолютная величина энергии, рассеиваемой в пленке, невелика, так как мала величина  $(P_{\text{вых}})_{\text{max}} = P_0 (a_{\text{рез}} + a_{\text{пл}}) (\sqrt{Z} - 1)^2$ .

Подводя итог, можно сказать, что графики рис. 3 и 4 позволяют рассчитать выделение тепла в пленке при заданных параметрах лазера, причем при выполнении условия (11) следует пользоваться рис. 4, а при невыполнении (что соответствует более правильному выбору параметров селектора и более благоприятному тепловому режиму) — рис. 3 в сочетании с (8).

Все сказанное выше относилось к использованию поглощающей пленки в качестве селектора мод. Если пленка применяется в режиме селекции длин волн [8], то для расчета максимальной выделяемой энергии может быть применен рис. 4 и формула (10), куда должны подставляться параметры самой интенсивной линии генерации. Однако надо иметь в виду, что выбор оптимального  $T_{\text{рез}}$  может быть сделан не по мощной, а по одной из слабых линий. Тогда формула (10) не может быть использована, и необходимо исходить из более общего выражения (4), считая  $T_{\text{рез}}$  заданным и находя максимальное значение  $P_{\text{вых}}$  по  $\Delta l_2$ . Получаем

$$\frac{(P_{\text{пл}})_{\text{max}}}{(R_{\text{вых}})_{\text{max}}} = \frac{a_{\text{рез}} + a_{\text{пл}} + T_{\text{рез}}}{T_{\text{рез}}(X - 1)} \left( \sqrt{X} - \sqrt{1 - \frac{a_{\text{пл}}}{a_{\text{рез}} + a_{\text{пл}} + T_{\text{рез}}}} \right)^2. \quad (12)$$

В режиме селекции длин волн в пленке может выделяться очень большое количество тепла, особенно если учесть, что  $T_{\text{рез}}$  может оказаться значительно меньше оптимального для мощной линии, в результате чего эта линия окажется «недогруженной» и ее поле внутри резонатора может быть большим. Это относится к случаю малых  $l_2$ , когда  $\frac{c}{l_2 \sqrt{F}}$  значительно больше ширины линии усиления. Нагрев пленки можно значительно уменьшить, если взять большее значение  $l_2$  — такое, чтобы происходила не только селекция переходов, но и выделение одной моды для каждого перехода. Расчет этого варианта может быть произведен по формулам (4) и (8).

Необходимо сделать следующую оговорку. Приведенный расчет дает величину выделяемой в пленке мощности при самом неблагоприятном положении пленки относительно узла электрического поля. При случайных колебаниях пленки среднее значение этой мощности будет меньше. Если же применена система автоматической подстройки [9], которая «подправляет» положение пленки так, чтобы она всегда находилась в узле (т. е. по максимуму  $P_{\text{вых}}$ ), то выделение тепла может оказаться пренебрежимо малым даже в случае мощных лазеров.

Полученные формулы представляют интерес еще с одной точки зрения. При использовании других методов селекции мод, например метода Смита и метода дифракционного селектора, величина  $P_{\text{пл}}$ , которая вы-

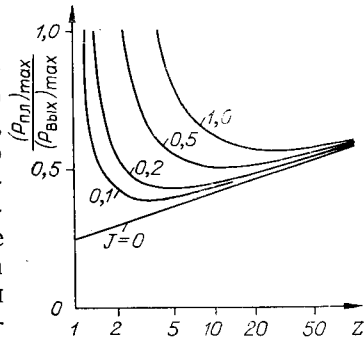


Рис. 4. Зависимость максимальной выделяемой в пленке мощности от  $Z$  для различных значений  $J$  при условии оптимальной нагрузки лазера.

числена выше, имеет другой смысл — это мощность, излучаемая из резонатора наружу вследствие отражения от светоделительной пластинки или вследствие дифракции. Регистрируя эту часть мощности при помощи фотодетектора, можно получить сигнал рассогласования, используемый в некоторых системах стабилизации частоты лазера [9, 10]. Приведенные здесь выражения для  $P_{пл}$  могут оказаться полезными для расчета таких систем стабилизации.

Автор выражает искреннюю благодарность Л. А. Гибиной за проведение расчетов на ЭВМ.

#### ЛИТЕРАТУРА

Optics, 1969, v. 8, № 7.

Поступила в редакцию 16 марта 1972 г.

УДК 621.378.3

**П. Я. БЕЛОУСОВ, В. П. КОРОНКЕВИЧ, В. Н. НАГОРНЫЙ**  
(Новосибирск)

### **МАЛОГАБАРИТНЫЙ ИЗОТРОПНЫЙ ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ ЛАЗЕР С ВНЕШНИМИ ЗЕРКАЛАМИ НА 0,63 мкм**

Для ряда практических задач интерферометрии желательно использовать одночастотный изотропный по поляризации лазер. Одно из преимуществ такого лазера — возможность получения двухчастотного режима генерации путем наложения продольного магнитного поля на активную среду. Всеми этими свойствами обладает гелий-неоновый лазер с внутренними зеркалами. В то же время лазер с внутренними зеркалами имеет и ряд недостатков, к которым следует отнести: сложность технологии изготовления, связанной с предохранением диэлектрических покрытий зеркал от действия заряженных частиц и ультрафиолетового излучения, невозможность смены зеркал и внесения в резонатор оптических элементов для изменения режима работы лазера и измерения его характеристик. В связи с этим представляет интерес создание лазера с внешними зеркалами с достаточной для получения двухчастотного режима изотропностью по направлению поляризации. При создании такого лазера нами было использовано «самопросветление» герметизирующей