

## О ПРИМЕНЕНИИ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНКИ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ЛАЗЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

П.Е. Дубовский, А.А. Коньков, Э.Н. Лоткова, Д.И. Пономарев

*Рассчитан коэффициент пропускания  $T$  плоскопараллельной пластинки, ориентированной в открытом резонаторе под углом  $\varphi$  к его оси (при определении лазерных параметров методом калиброванных потерь), с учетом отражения лазерного излучения от обоих зеркал резонатора. Теоретическая зависимость выходной мощности лазера от  $\varphi$  является монотонной функцией, что согласуется с экспериментальными данными.*

При определении параметров активной среды газоразрядных лазеров (ненасыщенного показателя усиления  $g_0$  и мощности насыщения  $P_s$ ) методом калиброванных потерь широкое распространение получил метод, основанный на введении в резонатор плоскопараллельной пластинки, ориентированной под различными углами к оси резонатора (рис. 1). Знание аналитической зависимости выходной мощности  $P$  от  $g_0$ ,  $P_s$  и коэффициента пропускания пластинки  $\tau$ , а также зависимости  $\tau$  от  $\varphi$  позволяет определить  $g_0$  и  $P$  (см., напр., /1-3/). При этом существенное значение имеет способ расчета  $\tau$ . Один из распространенных способов — расчет  $\tau$  с учетом многократного отражения и преломления в пластинке падающего на нее излучения /4/. При таком "френелевском" рассмотрении в пренебрежении поглощением в пластинке  $\tau = (1 - r)^2 / (1 - r^2)$ , где  $r = r(\varphi)$  — коэффициент однократного отражения от пластинки, определяемый формулой Френеля. Если на пластинку падает пучок монохроматического излучения, то на выходе из нее образуется система пучков, которые могут перекрываться и интерферировать между собой, что приводит к сложной зависимости  $\tau$  от  $\varphi$ . С целью пространственного разделения выходящих пучков и исключения их интерференции применяются сравнительно толстые пластинки толщиной  $h$  не менее 2 мм (напр., в /3/). Однако при повороте такой пластинки происходит заметное изменение оптического пути, смещение хода луча и т. п., что требует дополнительной тщательной подстройки зеркал.

В /5/ проведен расчет  $\tau$  с учетом интерференции пучков на выходе из пластинки при отражении от системы "наклонная пластинка — плоское зеркало".

Проведенное в /5/ рассмотрение справедливо, если перед вторым зеркалом внутри резонатора расположена диафрагма, вырезающая центральный максимум из системы пучков. Роль такой диафрагмы может играть сама лазерная трубка. Если же трубка или диафрагма достаточно широка, то необходимо рассматривать прохождение через пластинку пучков после их отражения и от второго зеркала. Ниже приводится расчет  $\tau$  для этого более общего случая.

Предположим, что на пластинку первоначально падает гауссов пучок с радиусом сечения  $\omega$  и распределением амплитуды волны в пучке  $E = E_0 \exp[-(x^2 + y^2)/\omega^2]$  (ориентация осей  $x, y, z$  указана на рис. 1). После прохождения пучка через пластинку, отражения его от зеркала, повторного прохождения через пластинку и отражения получившейся системы пучков от второго зеркала получаем симметричную систему гауссовых пучков, смещенных один относительно другого и убывающих по амплитуде:

$$E_r = E'_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} r^{n+m-2} \exp \left\{ - \frac{[x - (n-m)l]^2 + y^2}{\omega^2} \right\} \exp[-i(2n+2m)\Delta], \quad (1)$$

где  $E'_0$  — амплитуда центрального максимума;  $\Delta$  — набег фазы между соседними пучками;  $n, m$  и  $k$  (ниже) — номера пучков. Поглощением в пластинке и зеркалах пренебрегаем.

После последующего прохождения через пластинку имеем:

$$E_t = E'_0 t \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} r^{n+m-2+k-1} \exp \left\{ - \frac{[x - (n-m)l]^2 + y^2}{\omega^2} \right\} \exp [-i(2n + 2m + k - 1)\Delta],$$

где  $t$  — амплитудный (френелевский) коэффициент пропускания. Вводя индекс  $N = n + k - 1$ , получим:

$$E_t = E'_0 \exp(-i\Delta) \sum_{N=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} r^{N+m-2} \exp \left\{ - \frac{[x - (N-m)l]^2 + y^2}{\omega^2} \right\} \exp [-i(2N + 2m)]. \quad (2)$$

При сравнении (1) и (2) видно, что в итоге распределение поля излучения, вышедшего из пластинки, не изменилось, и

$$\tau = \int_S E_t E_t^* dx dy / \int_S E_r E_r^* dx dy = t^2 = 1 - r^2, \quad (3)$$

т.е. многократные отражения от пластинки не сказываются на виде  $\tau$ , и результирующий коэффициент пропускания при  $\varphi$ , близких к углу Брюстера  $\varphi_B$ , мало отличается от френелевского. Зависимость  $P(\varphi)$  в этом случае монотонная.

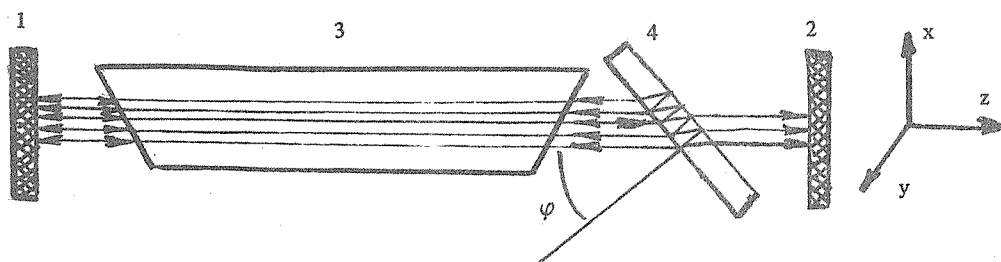


Рис. 1. Схема прохождения пучков через наклонную плоскопараллельную пластинку в резонаторе: 1, 2 — зеркала резонатора, 3 — лазерная трубка, 4 — пластинка.

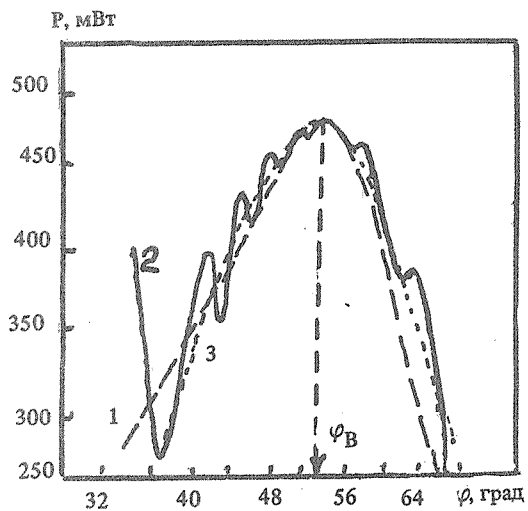


Рис. 2. Расчетные зависимости выходной мощности  $P$  от угла поворота пластинки  $\varphi$  при разных методах расчета  $\tau$ : 1 — по работе [4/; 2 — по работе [5/; 3 — по формуле (3).

Проведенное рассмотрение, как и в /5/, справедливо для резонатора Фабри — Перо. Однако полученные результаты можно применять и к резонаторам со сферическими зеркалами при условии, что радиус кривизны последних  $R$  много больше длины резонатора  $L$ .

Влиянием дифракции на диафрагмах внутри резонатора можно пренебречь, если их диаметр в два раза или более превышает  $2\omega$ . Расчеты показывают, что если рассматривать прохождение через пластинку системы из трех пучков (один центральный, два боковых), то интерференцией можно пренебречь.

На рис. 2 приводятся кривые  $P(\varphi)$ , рассчитанные с использованием выражения для  $P$  из /6/ и различных методов расчета  $\tau$  (/4/, /5/ и формула (3)). Расчеты проведены для следующих условий:  $P_s = 10$  Вт,  $g_0 = 0,7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega = 0,158$  см, оптические потери 6% (для СО лазера /7/), коэффициент преломления пластинки 1,395 (флюорит),  $h = 2$  мм. Как видно из рисунка, при использовании результатов /5/ на кривой  $P(\varphi)$  наблюдаются осцилляции, амплитуда которых растет по мере удаления от  $\varphi_B$ . Две другие зависимости монотонные, причем в области  $\varphi \approx \varphi_B$  обе кривые совпадают.

Нами была экспериментально исследована зависимость  $P(\varphi)$  на электроразрядном СО лазере, работавшем в селективном режиме на длине волны 5,42 мкм /7/. Параметры резонатора и пластинки аналогичны используемым в расчетах. Пластинка крепилась вблизи плоского зеркала на поворотном столике, позволяющем проводить отсчеты  $\varphi$  с точностью  $30''$ . Для тонкой подстройки глухое зеркало крепилось на пьезо-керамике; мощность измерялась с точностью 2% при изменении  $\varphi$  с шагом  $10'$  во всем диапазоне значений  $\varphi$ , при которых наблюдалась генерация. Зависимость  $P(\varphi)$  была достаточно гладкой, близкой к френелевской, что согласовывалось с проведенными расчетами. Экспериментальные точки  $P(\varphi)$  хорошо ложились на френелевскую кривую даже при использовании пластинки с  $h = 1$  мм.

Следует заметить, что необходимо с осторожностью применять результаты /5/ к волноводному лазеру, как это сделано, например, в /8/, поскольку в этом случае надо учитывать не только интерференцию на пластинке, но и согласование системы гауссовых пучков с волноводом, т.е. требуется специальное рассмотрение.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие практические выводы. При определении параметров лазеров с открытым резонатором с целью уменьшения искажения пути луча в резонаторе толщину пластинки можно выбирать достаточно малой.

Полученные результаты могут применяться при отношении диаметра пучка к диаметру трубки менее 0,5, что обычно имеет место в реальных лазерных системах (с учетом ограничений на соотношение  $R$  и  $L$ ).

Авторы благодарны А.И. Одинцову за полезное обсуждение полученных результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lotkova E. N., Mercer G. N., Sobolev N. N. Appl. Phys. Lett., 20, № 8, 309 (1972).
2. Patel V. S. IEEE J. Quant. Electron., QE-9, 1150 (1973).
3. Дубовский П. Е. и др. Квантовая электроника, 8, № 9, 1913 (1981).
4. Patel V. S. Appl. Optics, 12, 943 (1973).
5. Королев Ф. А. и др. ЖПС, 25, 990 (1976).
6. Пономарев Д. И. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 15 (1987).
7. Дубовский П. Е. и др. Квантовая электроника, 10, № 9, 1895 (1983).
8. Карнилов С. Т., Чириков С. Н. ЖПС, 39, 563 (1983).

Поступила в редакцию 20 октября 1987 г.