

## СЕЛЕКЦИЯ ЧАСТОТЫ ИОННЫХ ЛАЗЕРОВ С ПОМОЩЬЮ НАКЛОННОГО ЭТАЛОНА ФАБРИ—ПЕРО

Ф. А. Королев, Н. А. Афонников, Л. Е. Гринь,  
В. В. Лебедева и А. И. Одинцов

Теоретически и экспериментально исследованы условия селекции частоты в газоразрядных ионных лазерах с помощью внутрирезонаторного наклонного эталона Фабри Перо при настройке последнего на центр линии усиления. Расчеты проведены как для случая однородной плоской волны, так и с учетом радиального распределения поля гауссова пучка резонатора. Рассчитаны кривые, связывающие требуемую остроту селектора с коэффициентом ненасыщенного усиления и величиной степени насыщения активной среды для типичных в случае ионных лазеров значений соотношения между лорентцовской и доплеровской составляющими ширины линии. При значительных величинах степени насыщения среды параметры эталона определяются величиной насыщенного усиления среды, т. е. уровнем полных потерь в резонаторе. Количественно проанализирован вопрос о выборе толщины эталона. Показано, что для обеспечения одночастотной генерации в центре линии оптическая толщина эталона не должна превосходить максимально допустимого значения, при котором область дисперсии эталона равна половине ширины области избыточного усиления, определяемой уровнем потерь на рабочей частоте. Эксперименты, выполненные на линии  $\lambda=488$  нм аргонового лазера с использованием кварцевого эталона с диэлектрическими отражающими покрытиями, показали удовлетворительное согласие результатов с теорией.

При использовании внутрирезонаторного эталона Фабри—Перо (ФП) в качестве селектора частоты лазера [1] возникает вопрос о выборе эталона, обладающего необходимыми селективными свойствами. Исходными параметрами для расчетов при этом являются коэффициент усиления, ширина и форма спектральной линии рабочего перехода, а также внутренняя мощность или степень насыщения среды. Общий метод расчета селекторов предложен в [2]. Эксперименты по селекции частоты в He—Ne лазера с помощью поглощающей пленки [3] показали хорошее согласие с теорией [2].

В настоящей работе выполнены теоретические и экспериментальные исследования селекции частоты в ионных газовых лазерах с использованием наклонного эталона ФП. Метод расчета, как и в [2], базируется на приближении балансных уравнений. В отличие от [2] проанализирован вопрос об ограничениях при выборе толщины эталона. Кроме того, учтено радиальное распределение поля моды  $TEM_{00}$ . Столкновения атомов не учитывались, поскольку они незначительны в типичных условиях работы ионных лазеров, что позволило значительно упростить расчеты по сравнению с [2]. Предполагая, что лазер генерирует на центральной частоте линии  $\nu_0$ , для коэффициента усиления слабого пробного сигнала имеем выражение

$$\alpha(\Omega) = \frac{\alpha^0 \exp(-\epsilon^2)}{\pi [1 - H(\epsilon)]} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-\epsilon^2 x^2) dx}{\left(1 + \frac{I}{1+x^2}\right) [1 + (\Omega - x)^2]} \quad (1)$$

Здесь  $\Omega = (\nu - \nu_0)/\gamma$  — расстройка частоты пробного сигнала, нормированная к половине лорентцовской ширины линии  $\gamma = \Delta\nu_L/2$ ,  $\alpha^0$  — значение ненасыщенного коэффициента усиления в центре линии,  $\epsilon = \Delta\nu_L \sqrt{\ln 2}/\Delta\nu_D$  —



параметр, характеризующий соотношение лорентцовской и доплеровской ширины линии,  $I$  — безразмерная плотность внутренней мощности (суммарной по обеим встречным волнам в резонаторе), нормированная к параметру насыщения,  $H(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\varepsilon} e^{-t^2} dt$  — интеграл вероятностей [4]. Вначале рассмотрим случай плоской однородной волны.

В резонаторе с достаточной добротностью внутренняя мощность, а следовательно, и  $\alpha(\Omega)$  с хорошим приближением постоянны по объему активной среды.<sup>1</sup> Величина  $I$  при этом связана со степенью насыщения усиления в резонаторе  $X = \alpha^0/\alpha(0)$  соотношением, вытекающим из (1),

$$X = \frac{\sqrt{1+I} [1 - H(\varepsilon)]}{\exp(\varepsilon^2 I) [1 - H(\varepsilon \sqrt{1+I})]}. \quad (2)$$

Для сравнения с частотной характеристикой селектора  $\alpha(\Omega)$  удобно представить в виде ряда

$$\alpha(\Omega) = \alpha^0 (C_0 + C_2 \Omega^2 + C_4 \Omega^4 + \dots). \quad (3)$$

Здесь  $C_0 = X^{-1}$ , а для  $C_2$  и  $C_4$  из (1) получаются следующие формулы:

$$C_2 = \frac{1 + 4\varepsilon^2}{I} + \frac{4}{I^2} - \left( \frac{3}{I} + \frac{4}{I^2} \right) X^{-1} - \frac{4\varepsilon}{\sqrt{\pi} I} \frac{\exp(-\varepsilon^2)}{1 - H(\varepsilon)}, \quad (4)$$

$$C_4 = \frac{2\varepsilon \exp(-\varepsilon^2)}{\sqrt{\pi} I [1 - H(\varepsilon)]} \left[ \frac{\varepsilon^2 (4\varepsilon^2 + 7)}{3} + \frac{4(\varepsilon^2 + 1)}{I} + \frac{8}{I^2} \right] - \frac{1}{I} \left[ 6\varepsilon^4 + \varepsilon^2 + \frac{8\varepsilon^6}{3} + \right. \\ \left. + \frac{1}{I} (8\varepsilon^4 + 12\varepsilon^2 + 1) + \frac{4}{I^2} (4\varepsilon^2 + 3) + \frac{16}{I^3} \right] + \frac{1}{X I^2} \left( 5 + \frac{20}{I} + \frac{16}{I^2} \right). \quad (5)$$

Соотношение (4) ранее было получено в [2]. При помощи (2) коэффициенты  $C_2$  и  $C_4$  могут быть рассчитаны в функции величины  $X$ , которая обычно известна в эксперименте.

Условие отсутствия генерации на других частотах ( $\nu \neq \nu_0$ ) имеет вид

$$\alpha(\nu) l < \alpha_{\text{пор.}}(\nu) l = -\ln [R_1 R_2 T_{\text{сел.}}(\nu)] \quad (\nu \neq \nu_0), \quad (6)$$

где  $\alpha_{\text{пор.}}(\nu)$  — пороговое значение коэффициента усиления для возникновения генерации на частоте  $\nu$ ,  $T_{\text{сел.}}(\nu)$  — пропускание селектора (потери на брестеровских окнах трубки учтены в  $R_1$  и  $R_2$ ). В случае эталона ФП

$$T_{\text{сел.}}(\nu) = \frac{T_0}{1 + F \sin^2 \left( \pi \frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_{\text{сел.}}} \right)}, \quad (7)$$

где  $T_0$  — пропускание эталона в максимуме,  $F = 4R/(1-R)^2$ ,  $\Delta \nu_{\text{сел.}} = c/2nd$  — область дисперсии эталона,  $R$ ,  $d$ ,  $n$  — соответственно коэффициент отражения, толщина и показатель преломления подложки эталона. В окрестности частоты  $\nu_0$  имеем

$$\alpha_{\text{пор.}}(\nu) l = -\ln (R_1 R_2 T_0) + \frac{(\nu - \nu_0)^2}{a^2} - \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{3F} \right) \frac{(\nu - \nu_0)^4}{a^4} + \dots, \quad (8)$$

где  $a = \Delta \nu_{\text{сел.}} / \pi \sqrt{F}$  — параметр, характеризующий «остроту» селектора, т. е. кривизну его частотной характеристики в максимуме пропускания (для обычно используемых в спектроскопии эталонов ФП с высокоотражающими зеркалами  $a$  соответствует аппаратурной полуширине). Ограничиваясь квадратичными членами в (3) и (8) и учитывая, что на частоте генерации  $\alpha(\nu_0) l = -\ln (R_1 R_2 T_0)$ , получаем условие селекции в виде

$$a < a_{\text{max}} \gamma [\alpha^0 l C_2 (X)]^{-1/2}. \quad (9)$$

<sup>1</sup> Так, если коэффициенты отражения зеркал  $R_1, R_2 > 0.5$ , что обычно выполняется в ионных лазерах, различие в величине  $I$  по длине трубки не превышает 6% [3]. Заметим, что сформулированное в [2] ограничение  $a l \ll 1$  ( $l$  — длина активной среды) является излишне строгим. В общем случае достаточно потребовать  $\alpha(0) l \leq 0.5$ , для симметричного резонатора ( $R_1 = R_2$ )  $\alpha(0) l \leq 1$ .

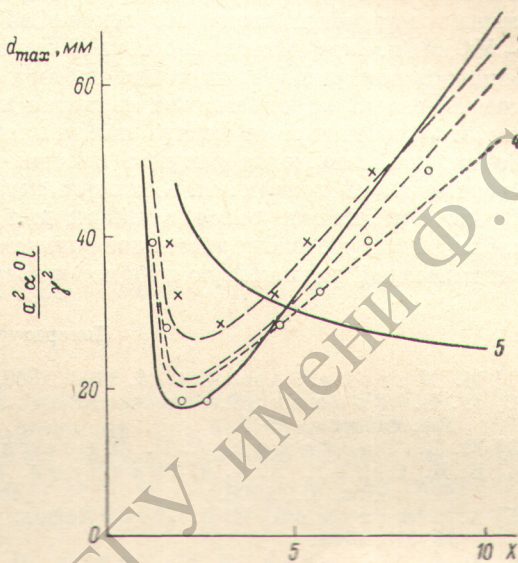


Кривые на рисунке, построенные по (9), разграничивают области устойчивой селекции ( $a < a_{\max}$ ), лежащие ниже кривых, и области, где одночастотная генерация селектором не обеспечивается ( $a > a_{\max}$ ). При заданных параметрах лазера выгоднее использовать эталон с наименьшей допустимой остротой селекции ( $a$  близко к  $a_{\max}$ ), так как вносимые эталонном потери в этом случае минимальны [6]. Как видно из рисунка, наибольшую трудность представляет селекция при  $X \approx 2$ , где кривые селекции имеют минимум. При значениях  $X \gg 1$  и  $\epsilon \leq 0.5$  вместо (9) можно использовать приближенное соотношение  $a_{\max} \approx \gamma [\alpha(0) l \varphi(\epsilon)]^{-1/2}$ , где  $\varphi(\epsilon) = 4\epsilon \left\{ \sqrt{\pi} e^{\epsilon^2} [1 - H(\epsilon)] \left( \epsilon^2 + \frac{1}{4} \right) - \epsilon \right\}$ . Требуемая острота селектора в этом случае не зависит от начального усиления  $\alpha^0 l$ , а определяется значением насыщенного усиления, т. е. величиной полных потерь резонатора (последнее было отмечено в [2]). Кривые селекции при больших  $X$  приближаются к прямым линиям (см. рисунок).

Соотношение (9), полученное на основе квадратичного приближения и аналогичное найденному в [2], не определяет однозначно требования

Кривые селекции для значений  $\epsilon$ , равных 0.1 (1), 0.2 (2), 0.3 (3) для случая плоской волны в резонаторе.

Кривая 4 рассчитана для  $\epsilon = 0.1$  с учетом гауссова распределения поля по сечению пучка. Экспериментальные точки пояснены в тексте (принято значение  $\Delta\nu_D = 550$  МГц). Кривая 5 — максимальные значения  $d_{\max}$  толщин эталонов, обеспечивающих одночастотную генерацию в центре линии.



к селектору, так как заданную величину  $a$  можно обеспечить с эталонами разной толщины, подбирая соответствующий коэффициент отражения зеркал. Отметим, что для всех этих эталонов вносимые потери практически одинаковы (без учета потерь в подложке и зеркалах) [6]. Вопрос о выборе толщины эталона может быть решен путем сравнения рассчитанных значений  $\alpha(\nu)$  с характеристикой пропускания селектора в пределах всей линии усиления. В центральной части линии с этой целью мы использовали члены, следующие за квадратичными членами в (3) и (8). Расчеты показали, что оптическая толщина эталона не должна превосходить значения  $nd_{\max}$ , при котором область дисперсии эталона становится равной половине ширины области избыточного усиления. При  $\epsilon \ll 1$  приближенно  $c/2nd_{\max} \approx (\Delta\nu_D/2\sqrt{\ln 2})\sqrt{\ln X}$ . На рисунке приведены значения  $d_{\max}$  для случая  $\epsilon = 0.1$  и  $\Delta\nu_D = 4000$  МГц. Например, в области  $X = 5 \div 10$  толщина эталона при  $n = 1.5$  не должна превышать 25–30 мм.

Неоднородность поля по сечению пучка вызывает сильное радиальное изменение насыщенного коэффициента усиления [5]. В этом случае при расчетах селектора нужно пользоваться усредненным по сечению пучка коэффициентом усиления  $\langle \alpha(\nu, r) \rangle$ , который в случае гауссова пучка имеет вид

$$\langle \alpha(\nu, r) \rangle = \left( \frac{\pi \rho^2}{2} \right)^{-1} \int_0^{\infty} \alpha(\nu, r) \exp\left(-\frac{2r^2}{\rho^2}\right) 2\pi r dr. \quad (10)$$

Здесь  $r$  — радиальная координата,  $\rho$  — радиус гауссова пучка. Результаты расчетов, проведенных для  $\epsilon = 0.1$  численным интегрированием, даны на рисунке кривой 4.



Эксперименты проводились на линии  $\lambda=488$  нм  $\text{Ar}^+$  лазера с резонатором длиной 1.6 м при генерации на  $\text{TEM}_{00}$ -моду. Использовались эталоны в виде кварцевой подложки с диэлектрическими отражающими покрытиями. Спектральный состав излучения контролировался при помощи интерферометра ФП толщиной 10 см. Настройка частоты генерации на центр линии производилась по лэмбовскому провалу путем наклона эталона. Точность настройки ( $\pm 100$  МГц) ограничивалась величиной межмодового интервала резонатора, частоты которого не были стабилизированы. Степень насыщения среды изменялась с помощью калиброванного ослабителя.

Точки, отмеченные на рисунке кружками, соответствуют устойчивой одночастотной генерации в центре лэмбовского провала, сохраняющейся и при небольшой отстройке от него ( $\sim 200$  МГц). При дальнейшем увеличении расстройки возникает генерация на двух частотах с интервалом  $\sim 500$  МГц. При достаточно точной настройке селектора на центр линии одночастотная генерация может наблюдаться и в области, лежащей выше кривой селекции, однако она является неустойчивой, и небольшие уходы частоты резонатора от центра линии приводят к двухчастотному режиму. Точки, отмеченные на рисунке крестиками, соответствуют исчезновению одночастотной генерации. Экспериментальные данные должны сравниваться с кривыми, рассчитанными для  $\epsilon=0.1$ . Как видно из рисунка, наблюдается удовлетворительное согласие с теорией, особенно с кривой 4, учитывающей радиальную неоднородность пучка.

#### Литература

- [1] M. Heger. Appl. Opt., 8, 1103, 1969.
- [2] Ю. В. Троицкий. Одночастотная генерация в газовых лазерах. «Наука», Новосибирск, 1975.
- [3] Ю. В. Троицкий, А. П. Шебанин. Автотметрия, № 6, 60, 1976.
- [4] Б. И. Сегал, К. А. Семендяев. Пятизначные математические таблицы. Физматгиз, М., 1959.
- [5] А. И. Одинцов, В. В. Лебедева, И. В. Шафрановская. ЖТФ, 39, 879, 1969.
- [6] Ф. А. Королев, Л. Е. Гринь, П. В. Короленко, В. В. Лебедева, А. И. Одинцов, Н. Э. Саркаров. Ж. прикл. спектр., 25, 990, 1976.

Поступило в Редакцию 21 июля 1977 г.