

УДК 621.373 : 535 : 532.77

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ И ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕНЕРАЦИИ СВЕТА РАСТВОРАМИ РОДАМИНА 6Ж В РЕЗОНАТОРЕ С МАЛОЙ БАЗОЙ

Смирнов В. С., Студенов В. И., Розуванова В. А.

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование спектральных и пространственно-угловых характеристик лазера на этанольном растворе родамина 6Ж, накачиваемого излучением второй гармоники лазера ЛТИПЧ-6, в зависимости от базы интерферометра Фабри—Перо, используемого в качестве резонатора лазера. Экспериментально показано, что при малых базах резонатора излучение исследуемого лазера имеет четко выраженную спектральную и пространственно-угловую структуру, которая определяется базой резонатора и не зависит от коэффициентов отражения зеркал резонатора, концентрации активатора и мощности возбуждающего излучения. Показано хорошее согласие полученных экспериментальных и теоретических результатов. Сделан вывод о том, что характер формирования спектральных и пространственно-угловых характеристик излучения лазера на красителе практически полностью обусловлен свойствами используемого в качестве резонатора интерферометра Фабри—Перо.

Характеристики стимулированного излучения растворами красителей при использовании в качестве резонатора интерферометра Фабри—Перо (ИФП) с малой базой изучались в ряде работ [1-5]. Эти исследования в основном касались временных характеристик излучения [1-4], а также возможности перестройки частоты генерации при изменении базы резонатора [5].

Однако в этих работах не проводилось совместное изучение спектральных и пространственно-угловых характеристик стимулированного излучения, хотя такое исследование при использовании резонаторов с малой базой позволило бы, с нашей точки зрения, полнее судить о характере формирования спектра и поля излучения лазеров на красителях.

Рассмотрению этих вопросов и посвящена настоящая работа.

Экспериментальные результаты были получены при использовании лазера на этанольном растворе родамина 6Ж, накачиваемом излучением второй гармоники серийного лазера ЛТИПЧ-6 в продольном варианте. База резонатора исследуемого лазера на красителе изменялась для основных экспериментов от $6 \cdot 10^{-3}$ до 0.2 см, в отдельных случаях — до 15 см. Во всех опытах раствор красителя целиком заполнял область между отражающими поверхностями плоских зеркал резонатора. Регистрация спектров генерации проводилась с помощью модернизированного спектрографа ИСП-51 с дисперсией в области генерации ~ 4 нм/мм. Угловые характеристики излучения исследуемого лазера определялись путем фотографирования поля излучения в фокусе линзы [6].

Обратимся к рассмотрению экспериментальных данных. На рис. 1 в качестве примера представлены микрофотограммы спектра и дальнего поля излучения исследуемого лазера с базой резонатора $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ см. Как видно из рисунка, спектральное и пространственно-угловое распределение излучения характеризуется четко выраженной структурой. Как показали проведенные исследования, при указанной базе резонатора такая структура практически не зависит ни от концентрации активатора, изменение которой составляло от 2×10^{17} до $2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, ни от коэффициента отражения выходного зеркала, величина которого варьировалась в пределах от 0.99 до 0.04, ни от мощности накачки.

Измеренные расстояния между интерференционными максимумами в спектрах генерации при вариации базы резонатора от $6 \cdot 10^{-3}$ до 0.2 см оказались в точности равными области дисперсии ($\Delta\lambda$) используемого в качестве резонатора ИФП, которая, как известно, определяется выражением [7]

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2tn}, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения, t — база резонатора и n — показатель преломления растворителя.

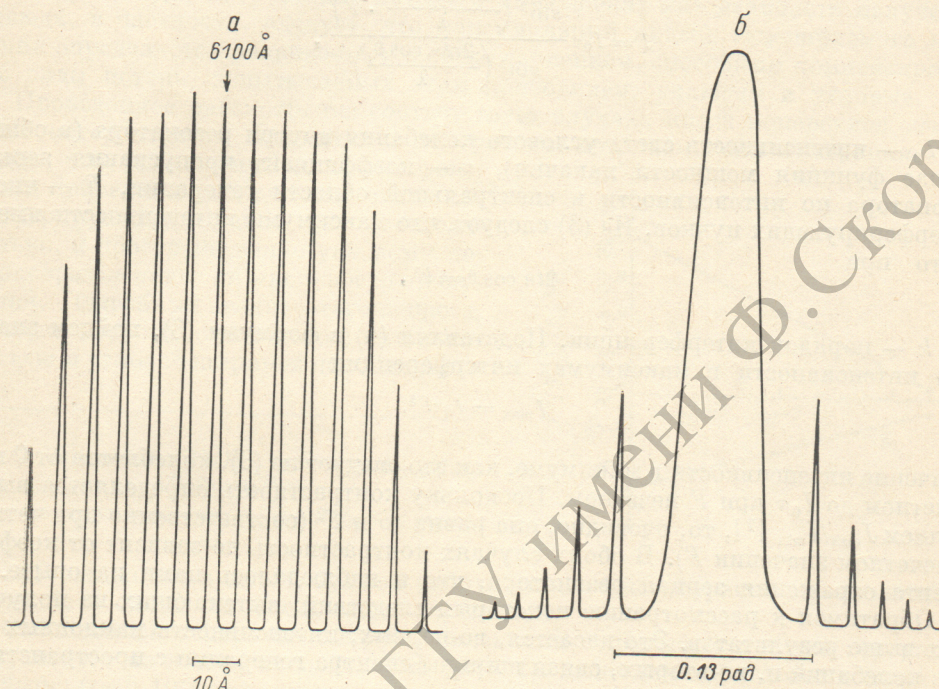


Рис. 1. Микрофотограммы спектра генерации (а) и дальнего поля излучения (б) лазера на этанольном растворе родамина 6Ж с базой резонатора $2 \cdot 10^{-2}$ см. Концентрация активатора $2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$.

В свою очередь, угловые размеры колец излучения исследуемого лазера также хорошо совпадают с угловыми размерами колец пассивного ИФП, рассчитанными по формуле [8]

$$\theta_m = \sqrt{m \frac{\lambda}{tn}}, \quad (2)$$

где θ_m — угол распространения колебания с индексом m , m (1, 2, ...) — номер кольца. Нужно отметить, что указанный характер в пространственно-угловом распределении излучения удалось наблюдать в широком диапазоне изменения толщины резонатора от $6 \cdot 10^{-3}$ до 15 см.

Наряду с отмеченным общим характером спектрального и пространственно-углового распределения излучения лазера и излучения, проходящего через пассивный ИФП, между ними имеют место и существенные отличия. Это прежде всего высокая контрастность в спектральном распределении интенсивности излучения лазера, которая сохраняется и при очень малом коэффициенте отражения одного из его зеркал, в то время, как в ИФП контрастность картины непосредственно связана с параметрами используемых зеркал. Наличие высокой контрастности в спектральном распределении излучения лазера отмечалось также в работе [9], автор которой считает, что в режиме генерации в отличие от случая использования интерферометра как пассивного фильтра его резонансные

свойства должны проявляться в полной мере независимо от величины потерь на проход.

Очевидно, что характер распределения интенсивности излучения лазера должен описываться не формулой Эйри, характеризующей распределение прошедшей через ИФП интенсивности, а другим выражением, которое может быть получено с учетом того, что в режиме генерации усиление компенсирует все виды потерь, которые испытывает данное колебание за двойной проход резонатора. Используя те же выкладки, что и при выводе формулы Эйри [7, 10], а также для простоты считая, что амплитуды любых угловых колебаний равны между собой, получим

$$I = I_0 \tau \frac{\sin^2 \left(\frac{2t\pi n \cos \theta}{\lambda} \cdot F \right)}{\sin^2 \left(\frac{2\pi n \cos \theta}{\lambda} \right)}, \quad (3)$$

где I_0 — интенсивность света углового колебания внутри резонатора (в общем случае функция мощности накачки), τ — коэффициент пропускания зеркал резонатора по интенсивности в спектральной области генерации, F — число интерферирующих пучков. Из (3) следует, что максимумы интенсивности имеют место при

$$2tn \cos \theta = k\lambda, \quad (4)$$

где k — порядок интерференции. Подставляя (4) в формулу (3), найдем значения интенсивности в максимумах интерференции

$$I_{\max} = I_0 \tau F^2. \quad (5)$$

Значение интенсивности в минимуме, как это следует из (3), колеблется от 0 при F четном до $I_0 \tau$ при F нечетном. Поскольку контрастность определяется выражением $I_{\max}/I_{\min}$ [7], то, очевидно, она равна ∞ и F^2 (соответственно при четном и нечетном значении F). В обоих случаях контрастность не зависит от коэффициента отражения зеркал резонатора, что и наблюдалось нами на опыте.

Обратимся к рассмотрению некоторых следствий, вытекающих из полученных выше результатов. Это касается, во-первых, интенсивности наклонных типов колебаний и, во-вторых, связи ширины спектра генерации с пространственными характеристиками излучения.

Остановимся на первом вопросе. Как видно из формул (3) и (5), интенсивность наклонных типов колебаний определяется числом интерферирующих пучков F или (что одно и то же) числом двойных проходов резонатора. Так, для излучения, распространяющегося внутри резонатора под углом θ_m к его оси, F будет определяться выражением

$$F = R/t \operatorname{tg} \theta_m \simeq R/t\theta_m, \quad (6)$$

где R — радиус поперечного сечения зоны генерации исследуемого лазера. Тогда для интенсивности в максимуме с учетом (2) получаем

$$I_{\max} \sim F^2 \simeq \frac{R^2 n}{m \lambda t} = \frac{N}{m} n^2, \quad (7)$$

где $N = R^2/\lambda t n$ — число Френеля для резонатора, заполненного средой с показателем преломления n . Отсюда следует, что интенсивность наклонных типов колебаний линейно падает с уменьшением числа Френеля N используемого резонатора и увеличением индекса колебания m .

Очевидно, что такой характер в распределении интенсивности для наклонных колебаний должен соответствовать характеру распределения коэффициента потерь по углу. Воспользуемся для этой цели выражением, описывающим зависимость величины коэффициента потерь от угла [11]

$$K_{\text{пот}}(\theta) = \frac{1}{t} \ln \frac{1}{1 - (\theta/\theta_{\max})},$$

в котором $\theta_{\max} = 2R/t$. Тогда, используя формулу (2), получаем

$$K_{\text{пот}}(\theta_m) = \frac{1}{t} \ln \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{m}{4n^2N}}} \quad (8)$$

На рис. 2 представлены результаты расчета по формуле (8) величины $K_{\text{пот}}(\theta_m)t$ и по формуле (7) величины F^2 в зависимости от отношения m/N при $n=1.36$ (этанол). Как видно из рисунка, корреляция между интенсивностью и потерями действительно имеет место. Так, с ростом угла, определяемым отношением m/N , происходит возрастание потерь и уменьшение интенсивности излучения. Отсюда, в частности, следует, что максимальный индекс генерируемого колебания определяется развиваемым в среде усилением, способным компенсировать все виды потерь, испытываемых этим колебанием, включая и угловые.

Проведенное рассмотрение соответствует случаю, когда поперечное сечение зоны когерентности совпадает с поперечным сечением зоны генерации. Очевидно, что уменьшение зоны когерентности приведет к уменьшению числа интерферирующих пучков и, следовательно, к пространственно-угловому перераспределению интенсивности излучения. Подробный анализ этого вопроса, а также вопроса, связанного с интенсивностью и угловой шириной центрального

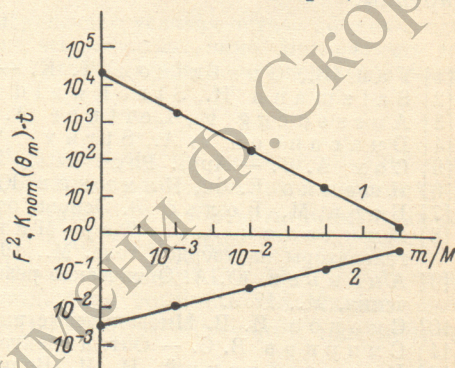


Рис. 2. Зависимость F^2 (1) и величины $K_{\text{пот}}(\theta_m)t$ (2) от m/N .

Обозначение используемых величин см. в тексте.

ядра, не входил в задачу данной работы, и его рассмотрение предполагается провести в одном из следующих сообщений.

Остановимся теперь на вопросе, связанном с шириной спектра генерации. Как следует из наших исследований (рис. 1), даже для достаточно тонкого резонатора ($t=6 \cdot 10^{-3}$ см) ширина спектра генерации ($\Delta\lambda^r$) существенно превышает область дисперсии ИФП ($\Delta\lambda$). В этом случае, в соответствии с формулой (2), в отличие от (4) угловая ширина кольца ($\Delta\theta_m$) возрастает с увеличением его номера. Действительно, дифференцируя (2) по λ , получаем

$$\Delta\theta_m = \frac{\Delta\lambda^r}{2\lambda} \theta_m \quad (9)$$

Отсюда видно, что $\Delta\theta_m$ линейно возрастает при увеличении $\Delta\lambda^r$ и θ_m . Следовательно, начиная с некоторого номера кольца $m=m_0$ наступит пространственное переналожение длин волн [12, 13]. Легко показать, что m_0 определяется выражением

$$m_0 = \frac{\lambda}{\Delta\lambda^r} \quad (10)$$

Характерно, что величина m_0 связана только со спектральными свойствами среды и не зависит от параметров ИФП. Так, для раствора родамина 6Ж ($\lambda=600$ нм и $\Delta\lambda^r=10$ нм) величина $m_0=60$. Отсюда, в частности, следует, что для колебаний с индексом $m > m_0$, генерируемых лазером, резонансные свойства обратной связи как таковые теряют смысл. На это также указывается и в работе [14], автор которой считает, что при больших и приблизительно одинаковых потерях для всех мод, а также при малом межмодовом расстоянии лазер можно рассматривать как систему с нерезонансной обратной связью. Очевидно, что в лазерах на кристаллах и тем более в газовых лазерах, обладающих узким спектром генерации, резонансные свойства обратной связи проявляются практически во всех случаях.

Таким образом, основные результаты работы сводятся к следующему. Характер формирования пространственно-угловых характеристик излучения лазеров на красителях обусловлен генерацией наклонных типов колебаний резонатора, углы распространения которых определяются выражением (2), т. е. по существу только базой резонатора, в то время как их число и интенсивность зависят в рамках данного рассмотрения и от размеров поперечного сечения области генерации.

В свою очередь, спектр генерации представляет собой дискретный набор резонансных линий, расстояние между которыми соответствует области дисперсии используемого в качестве резонатора интерферометра Фабри—Перо, причем их контрастность в отличие от ИФП, используемого как пассивный фильтр, не зависит от параметров зеркал резонатора.

Следует отметить, что в данной работе изучение характеристик генерации проводилось для случая оптически однородной активной среды, термооптические искажения которой могут существенно ухудшить качество наблюдаемой картины.

Литература

- [1] Fan B., Gustafson T. K. — Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, p. 202.
- [2] Salzmann H., Strohwalld H. — Phys. Lett., 1976, v. 57A, p. 41.
- [3] Aussenegg F., Leitner A. — Opt. Commun., 1980, v. 32, p. 121.
- [4] Duncanson J. A., Struve W. S. — J. Appl. Phys., 1981, v. 52, p. 3800.
- [5] Cox A. J. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, p. 664.
- [6] Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М. Оптические квантовые генераторы. М., 1968.
- [7] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970.
- [8] Микаелян А. Л., Тер-Микаелян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. М., 1967.
- [9] Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М., 1979.
- [10] Скоков И. В. Многолучевые интерферометры. М., 1969.
- [11] Смирнов В. С. — Опт. и спектр., 1980, т. 48, в. 6, с. 1156.
- [12] Калитеевский Н. И. Волновая оптика. М., 1971.
- [13] Малышев В. И. Введение в экспериментальную спектроскопию. М., 1979.
- [14] Звелто О. Физика лазеров. М., 1979.

Поступило в Редакцию 24 мая 1983 г.