

МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАТЕЛЯ РЕЗОНАНСНОГО ЛИДАРА

Басецкий В.Л., Зарудный А.А.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
61166, Харьков, пр. Ленина, каф. радиоэлектронных устройств, тел. (057) 7021-444,
E-mail: al_zarudniy@ukr.net

The physical model of processes of generating of the dye laser with lamp pump is presented. The basic expressions for threshold power pump and powers of radiation taking into account of the strengthened noise and thermal distortions of the resonator are resulted.

Известно, что в качестве излучателей передающих устройств резонансных лидаров чаще всего используются перестраиваемые оптические квантовые генераторы на органических красителях с немонохроматической (ламповой) либо с когерентной накачкой. Использование лазеров на красителях обусловлено в первую очередь возможностью плавной перестройки частоты излучения, позволяющей осуществлять настройку на резонансную линию атома.

Основными задачами работы являлись уточнение физической модели процессов определяющих эффективность генерации лазера на красителях с ламповой накачкой с дисперсионным резонатором и вывод соотношений для мощности и ширины спектра излучения.

При выборе дисперсионных элементов для лазеров на красителях с ламповой накачкой учитывалась некоторая специфика их использования. Во-первых, исходная расходимость излучения и поперечные размеры пучка достаточно велики, что затрудняет применение элементов с угловой селекцией. Другим существенным фактором является весьма значительная энергия излучения, достигающая величины порядка 10 Дж и более. Наконец, наведенная анизотропия спиртовых растворов красителей (из-за термооптических искажений) препятствует эффективному использованию селективных элементов с поляризационной селективностью. Необходимо учитывать также требование достижения высокой спектральной яркости излучателей лидаров, использующих резонансные эффекты взаимодействия с атмосферными компонентами.

Анализ публикаций посвященных аппаратуре лидарного зондирования показал, что в качестве основных селекторов в излучателях, как правило используются наклонные интерферометры и интерференционно-поляризационные фильтры, характеризующиеся малой величиной неселективных потерь.

Потери селективного резонатора удобно рассматривать в виде суммы неселективных γ_0 и селективных $\gamma_c(\lambda)$ потерь [1]

$$\gamma(\lambda) = \gamma_0 + \gamma_c(\lambda).$$

При этом селективные и неселективные потери в первом приближении предполагают независимыми.

Работа наклонного эталона внутри резонатора лазера подробно проанализирована в ряде работ и сопряжена с наличием нескольких специфических механизмов потерь, учет которых необходим при анализе его реальной селектирующей способности. В частности показано, что потери, вносимые в резонатор определяются, в основном, неплоскостностью и непараллельностью зеркал, а также апертурным эффектом.

Точный математический анализ спектрально-энергетических характеристик лазера с внутрирезонаторными эталонами затруднителен вследствие значительной параметрической связи между механизмами неселективных и селективных потерь при сильном возмущении резонатора. Ситуация упрощается, если селектор в резонаторе является слабым возмущением. Этот вариант является наиболее приемлемым применительно к лазеру, используемому в составе лидара, поскольку он чрезвычайно выгоден в энергетическом отношении.

В работе [2] проведено теоретическое исследование лазеров с внутрирезонаторным

эталонном для случая слабого возмущения поля, учитывающее непараллельность зеркал и апертурный эффект. Определены величины потерь и селективности резонатора. Показано, что при не слишком больших неселективных потерях селектора $\rho \leq 0,4$, эти величины полностью определяются максимальным пропусканием эталона.

Можно показать, что для интерферометра с воздушным зазором вносимые в резонатор потери определяются выражением

$$\rho = F^2 \cdot \left(\frac{4}{\lambda} \right)^2 \cdot \left(\frac{t^2 \cdot \vartheta^2 \cdot \theta_0^2}{8 \ln 2} + \frac{\alpha^2 \cdot a^2}{3} \right),$$

где F – резкость интерферометра; θ_0 – расходимость излучения по уровню 0,5; ϑ – угол наклона интерферометра к оси резонатора; t – база интерферометра; α – угол разъестировки; a – диаметр лазерного пучка в сечении интерферометра.

Расчет установившейся ширины спектра генерации в импульсных лазерах представляет сложную задачу. На практике приходится учитывать действие одновременно нескольких механизмов уширения линии. В этих условиях можно говорить лишь о весьма приближенной оценке ожидаемой ширины спектра. Наиболее существенными и принципиально неустранимыми факторами, ограничивающими процесс естественного сужения лазеров на красителях с ламповой накачкой являются большая расходимость излучения, обусловленная термооптическими искажениями резонатора и пространственная неоднородность инверсной населенности [3].

Вследствие значительной длины активного элемента (АЭ) лазера в качестве доминирующего фактора, определяющего ширину спектра излучения принималось пространственно неоднородное насыщение усиления активной среды.

Для предельного случая полного заполнения резонатора активной средой ширина спектра излучения может быть вычислена по приближенной формуле [3]

$$\delta \lambda_{\lambda} = \left[3 \cdot \left(\frac{\Delta \lambda}{2 \cdot \sqrt{2 \ln 2} \cdot F} \right)^2 \cdot \gamma_0 \cdot \Delta \lambda_{\lambda} \cdot \left(1 - \frac{1}{X} \right) \right]^{\frac{1}{3}}.$$

где $\delta \lambda_p$ – полоса контура потерь резонатора; $\Delta \lambda_m$ – межмодовый интервал; $\gamma_0 = 2\ell \cdot k_n$ – показатель потерь излучения за обход резонатора

Выражение для коэффициента потерь для лазера с дисперсионным резонатором может быть преобразовано к виду

$$k_n = \frac{1}{2\ell} \ln \left(\frac{1}{T^2 R} \right) + \gamma + \beta \cdot (\ell + nd),$$

где ℓ – длина АЭ; T – коэффициент пропускания селектора; R – коэффициент отражения выходного зеркала резонатора; γ – коэффициент, характеризующий вредные потери в резонаторе; β – константа, имеющая размерность $см^{-2}$; d – превышение базы резонатора над длиной АЭ; n – коэффициент преломления материала АЭ.

Пропускание селектора при малых ρ может быть рассчитано по формуле [2]

$$T = (1 + \rho)^{-1}.$$

Можно показать, что параметр P_3 , характеризующий соотношение между вредными и полезными потерями в резонаторе для варианта размещения селектора между кюветой и “глухим” зеркалом может быть рассчитан по формуле

$$P_3 = \left[1 + \frac{1}{1-R} \cdot \left[\sqrt{R} \cdot \left(\frac{1}{T_c} - T_c \right) + \gamma \cdot \ell \cdot (R + T_c \sqrt{R}) \cdot \left(\frac{1}{T_c \sqrt{R}} - 1 \right) \right] / \ln \left(\frac{1}{T_c \sqrt{R}} \right) \right]^{-1}.$$

В дисперсионном резонаторе эффективность генерации зависит от положения частоты резонатора относительно максимума линии усиления. Эффектом затягивания ча-

стоты при рассмотрении энергетических параметров можно пренебречь, поскольку полоса пропускания резонатора значительно меньше полуширины контура усиления. При этом частота генерации в общем случае не совпадает с частотой максимума усиления. В связи с этим лазер с селективным резонатором принято рассматривать, как генератор с “внешней” настройкой. Спектральная плотность интенсивности радиационного шума в отличие от излучения генерации определяется профилем контура усиления. Поэтому коэффициент усиления на длине волны генерации, как и в случае неселективного резонатора, равен коэффициенту потерь, в то время как интенсивность шума зависит от максимального значения коэффициента усиления среды. Следовательно необходимо определить частоту при которой коэффициент усиления принимает максимальное значение. Последняя как и в случае с широкополосным резонатором определяется уравнением $\frac{\partial \alpha_y}{\partial \nu} = 0$.

Используя результаты работы [5], частоту ν_{max} , соответствующую максимуму усиления можно определить из выражений

$$\nu_{max} \approx \left\{ \nu_{эл} - \frac{kT}{h} \cdot \left[\ln \left(\frac{h \cdot \Delta \nu \cdot \Gamma}{1,6 \cdot kT} \right) - \frac{5 \cdot \ln 2 \cdot \nu_f}{\Delta \nu} + 1 \right] \right\} \cdot \left(1 + \frac{5 \cdot \ln 2 \cdot kT}{h \cdot \Delta \nu} \right)^{-1},$$

$$\Gamma = [\sigma_{10}(\nu) - \mu \cdot \sigma_t - k_n \cdot (1 + \mu) / n] / [\sigma_{01}(\nu) + k_n / n]$$

где $\nu_{эл}$, $\Delta \nu$, ν_f , $\sigma_{10}(\nu)$, $\sigma_{01}(\nu)$, σ_t , μ - спектроскопические характеристики АЭ.

В частности, для красителя родамин 6Ж подстановка численных значений величин, входящих в формулу, дает выражение

$$\nu_{max} = [5,36 - 0,047 \cdot \ln(7,06 \cdot \Gamma)] \cdot 10^{14} \text{ Гц}$$

Энергия излучения лазера с дисперсионным резонатором рассчитывалась по методике, представленной ранее [4], с использованием соотношений полученных в данной работе.

Проведенные расчеты показали, что для лазера с дисперсионным резонатором существуют оптимальные значения длин кюветы, при которых реализуются максимальные значения спектральной яркости и КПД, которые приблизительно соответствуют оптимальным значениям по энергии излучения и КПД, полученным для широкополосного резонатора. Ширина спектра излучения слабо зависела от длины АЭ и для вариантов с двумя и тремя внутррезонаторными интерферометрами соответственно составляла около 10пм и 2,5пм.

Литература.

1. Перестраиваемые лазеры на красителях и их применение / С.М. Копылов, Б.Г. Лысой, С.Л. Серегин, О.Б. Чередниченко.-М.: Радио и связь, 1991.-236с.
2. Михайлов Л.К., Соловьев А.А. Расчет и оптимизация параметров внутррезонаторного интерферометра Фабри-Перо // Журн. прикл. спектроскопии.-1981.-Т.34, №5.-С.898-908.
3. Методы расчета оптических квантовых генераторов / Под ред. Б.И. Степанова.- Минск: Изд-во “Наука и техника”, 1968.-Т.2.-656с.
4. В.А. Басецкий, А.А. Зарудный. Модель генерационных характеристик излучателя резонансного лидера // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып 160. – С.124-129.
5. Николаев С.В., Коробов А.М. Влияние усиленного радиационного шума на энергетические характеристики перестраиваемых лазеров на красителях.-Харьков. 1987.-20с. (Препринт / АН УССР.-ИРЭ.-№356).