

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕДАТЧИКА РЕЗОНАНСНОГО ЛИДАРА НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЕ С ДИСПЕРСИОННЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Введение

Известно, что действие всех дисперсионных резонаторов основано на двух механизмах селекции продольных мод – угловом и амплитудном [1]. При выборе дисперсионных элементов для лазеров на красителях с ламповой накачкой необходимо иметь в виду некоторую специфику их использования. Во-первых, исходная расходимость излучения и поперечные размеры пучка достаточно велики, что затрудняет применение элементов с угловой селекцией. Другим существенным фактором является 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.

Основные задачи работы – уточнение физической модели процессов, определяющих ширину спектра излучения перестраиваемого лазера на красителях с ламповой накачкой.

Обоснование выбора селекторов дисперсионного резонатора

Известно, что наименьшая ширина линии генерации достигается при использовании интерферометров Фабри – Перо (ИФП), которые являются наиболее универсальными дисперсионными элементами, успешно применяемыми во многих современных типах перестраиваемых лазеров, при любых режимах генерации и условиях работы [1]. В частности, эталоны достаточно эффективны в условиях большой расходимости лазерного излучения и наведенной анизотропии активного вещества, в то время как элементы с угловой дисперсией оказываются малопригодными. К недостаткам таких селекторов можно отнести периодический характер функции пропускания. Для подавления ненужных пиков пропускания в качестве предселекторов могут быть использованы как эталоны, так и селекторы других типов. Так, например, сужение спектра до величины порядка 0,1 нм достигалось комбинированным резонатором из четырех эталонов [2]. Первые три с воздушными промежутками (6 мк, 100 мк и 1 мм) имели резкость около 7. Последний эталон (14 мм) был изготовлен из плавленного кварца и имел резкость 5. Излучатель использовался в составе лидара для исследования верхней атмосферы. Анализ публикаций, посвященных аппаратуре лидарного зондирования, показал, что в качестве основных селекторов в излучателях, как правило, используются наклонные интерферометры.

Соотношения для полосы пропускания и потерь внутрирезонаторного интерферометра

Работа наклонного эталона внутри резонатора лазера подробно проанализирована в ряде работ [3, 4] 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.

Известно, что длина волны, соответствующая максимуму пропускания ИФП определяется условием [3]

$$2 \cdot t \cdot n \cdot \cos \vartheta = m \lambda_m, \quad (1)$$

где t – база ИФП; ϑ – угол наклона ИФП; m – порядок интерференции; n – показатель преломления промежутка между зеркалами.

Спектральные характеристики ИФП характеризуются следующими соотношениями [3]

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2 \cdot t \cdot n}, \quad \delta\lambda = \frac{\Delta\lambda \cdot (\ln 2)^{1/2}}{F}, \quad F = \frac{\pi \cdot \sqrt{R}}{1 - R}, \quad (2)$$

где $\Delta\lambda$ – область свободной дисперсии; $\delta\lambda$ – ширина пиков пропускания, определяемая кривизной контура потерь вблизи максимума пропускания; F – фактор резкости эталона; R – коэффициент отражения зеркал.

Точный математический анализ спектрально-энергетических характеристик лазера с внутриврезонаторными эталонами затруднителен вследствие значительной параметрической связи между механизмами неселективных и селективных потерь при сильном возмущении резонатора. Ситуация упрощается, если ИФП в резонаторе является слабым возмущением. Этот вариант наиболее приемлемый применительно к лазеру, используемому в составе лидара, поскольку он чрезвычайно выгоден в энергетическом отношении. Условие малости вносимых интерферометром возмущений выполняется тем лучше, чем больше дифракционные потери невозмущенного резонатора. В частности, в варианте плоскопараллельного резонатора это условие реализуется при большом превышении базы резонатора над длиной АЭ. В работе [4] проведено теоретическое исследование лазеров с внутриврезонаторным эталоном 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.

В частности, для случая равномерного распределения интенсивности $I(r_{\perp})$ по сечению пучка и при разъюстировке ИФП с воздушным зазором на малый угол α потери за счет неравномерности толщины зазора определяются выражением

$$\rho_{\Delta t} = \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{4 \cdot F \cdot \alpha \cdot a}{\lambda} \right)^2, \quad (3)$$

Если угловое распределение интенсивности излучения характеризуется гауссовой кривой, то потери, обусловленные апертурным эффектом, рассчитываются по формуле

$$\rho_a = \left(\frac{2 \cdot F \cdot t \cdot \vartheta \cdot \theta_0}{\lambda \cdot \sqrt{2 \ln 2}} \right)^2, \quad (4)$$

где θ_0 – расходимость излучения по уровню 0,5.

Реальная резкость наклонного интерферометра F_R при потерях $\rho \leq 0,5$ определяется приближенной формулой [4]

$$F_R = F \cdot (1 + 2,5 \cdot \rho)^{-1}, \quad (5)$$

где $\rho = \rho_{\Delta t} + \rho_a$ – суммарные потери селектора, обусловленные неравномерностью зазора и апертурным эффектом.

Пропускание селектора при малых ρ может быть рассчитано по формуле

$$T_c = (1 + \rho)^{-1}. \quad (6)$$

Для интерферометра с воздушным зазором суммарные, согласно (3) и (4), потери определяются выражением

$$\rho = F^2 \cdot \left(\frac{4}{\lambda} \right)^2 \cdot \left(\frac{t^2 \cdot \vartheta^2 \cdot \theta_0^2}{8 \ln 2} + \frac{\alpha^2 \cdot a^2}{3} \right). \quad (7)$$

Используя последнее выражение формулу (5) можно переписать в виде

$$F_R = A \cdot \frac{\sqrt{\rho}}{1 + 2,5\rho}, \quad (8)$$

где $A = \left[\left(\frac{4}{\lambda} \right)^2 \cdot \left(\frac{t^2 \cdot g^2 \cdot \theta_0^2}{8 \ln 2} + \frac{\alpha^2 \cdot a^2}{3} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}$ – константа, зависящая от параметров пучка внутри резонатора и качества интерферометра.

Для определения потерь, соответствующих максимальному значению F_R , необходимо решить уравнение $\frac{\partial F_R}{\partial \rho} = 0$.

Нетрудно убедиться, что экстремум функции $F_R(\rho)$ имеет место при значении суммарных потерь $\rho = 0,4$. Следовательно увеличение резкости F интерферометра и сужение спектра согласно принятой модели возможно до тех пор, пока вносимые им потери не превосходят этой величины.

За обход линейного резонатора свет проходит через селекторы дважды, поэтому полоса пропускания селектора по мощности оказывается в $2^{1/2}$ раза уже ширины пика пропускания

$$\delta\lambda = \frac{\sqrt{\ln 2} \cdot \Delta\lambda}{\sqrt{2} \cdot F_R}. \quad (9)$$

Если в качестве предселектора также используется ИФП, то наиболее простым способом уменьшения потерь является работа при малых углах наклона для минимизации потерь на «сбегание». Это приводит к необходимости применения юстируемых интерферометров. В этом случае изменением толщины зазора можно обеспечить настройку предселектора на требуемую длину волны при малых углах наклона. При этом долговременная стабильность юстируемого эталона будет заведомо хуже сплошного, однако некоторого улучшения стабильности можно достичь применением пассивных методов стабилизации. Оптимальным же вариантом для достижения максимальных спектрально-энергетических характеристик излучателя является использование юстируемых интерферометров в сочетании с использованием в качестве основного селектора высококачественного сплошного кварцевого эталона.

Известно, что использование внутрирезонаторного телескопа в ряде случаев обеспечивает повышение спектральной яркости излучения, несмотря на вносимые им дополнительные потери. Типичное значение пропускания для высококачественных телескопов составляет порядка 0,9 [1]. Используя выражение (7), суммарные потери внутрирезонаторного эталона при использовании телескопа с кратностью X_T можно представить в виде

$$\rho = F^2 \cdot \left(\frac{4}{\lambda} \right)^2 \cdot \left(\frac{t^2 \cdot g_0^2 \cdot \theta_0^2}{X_m^2 \cdot 8 \ln 2} + \frac{\alpha^2 \cdot a_0^2 \cdot X_T^2}{3} \right). \quad (10)$$

Оптимальное значение коэффициента увеличения телескопа определится из решения уравнения $\partial\rho/\partial X_T = 0$. Решая уравнение, получим $X_{\text{опт}} = 4 \sqrt{\frac{3}{8 \ln 2}} \cdot \sqrt{\frac{t \cdot g_0 \cdot \theta_0}{\alpha \cdot a_0}}$.

В этом случае апертурные потери равны потерям за счет неравномерности зазора. Очевидно, что если рассчитанное значение кратности оказывается равным или меньшим единице, применение телескопа нецелесообразно.

Представленный анализ показывает, что использование эталона в качестве внутрирезонаторного селектора частоты невозможно без тщательного учета его оптических качеств и

условий эксплуатации. Для обеспечения высокой эффективности внутрирезонаторных эталонов необходима оптимизация их параметров.

Требуемая ширина спектра излучения лазеров, используемых в резонансной спектроскопии, составляет от десятков до единиц пикометров. Необходимая селективность резонатора достигается применением нескольких разнотолщинных внутрирезонаторных эталонов. При этом для получения минимальной полосы пропускания резонатора желательно увеличивать базу основного селектора. Условием обеспечения генерации в одном максимуме пропускания основного селектора является подавление предселектором по крайней мере на порядок излучения соседнего максимума на этапе формирования спектра.

Принимая во внимание соотношение (2) между полушириной контура пропускания и областью свободной дисперсии, а также что область свободной дисперсии последующего эталона $\delta\lambda = \lambda - \lambda_0$, получим максимальную кратность баз эталонов предселектора и селектора

$$\frac{t_{пред}}{t_c} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} < 1,3 \cdot T_0 \cdot F_R \cdot \sqrt{\frac{t_\phi \cdot c}{L}}, \quad (11)$$

где F_R – эффективная резкость эталона; t_ϕ – время формирования спектра; T_0 – максимальное пропускание интерферометра; L – длина резонатора.

Подставив в полученное выражение типичные значения длины резонатора $L = 1\text{ м}$, эффективной резкости предселектора $F_R \approx 5$, пропускания предселектора в максимуме $T_0 \approx 0,8$ [4] и $t_\phi \approx 0,5\text{ мксек}$, получим $\frac{t_{пред}}{t_c} < 60$.

Полученное приближенное значение кратности баз внутрирезонаторных эталонов является очевидно максимально допустимым и определяет условную границу устойчивой генерации в одном пике пропускания основного селектора только при условии точного совмещения максимумов пропускания эталонов.

Из выражения (11) следует, что допустимая кратность баз зависит от эффективной резкости селектора предыдущей ступени. Поскольку, согласно выводам работы [4], потери селектора растут при увеличении базы, то по мере увеличения числа внутрирезонаторных эталонов с целью уменьшения ширины спектра излучения эффективная резкость каждого последующего будет снижаться по сравнению с предыдущим. Кроме того, при возрастании селективности резонатора время формирования спектра будет уменьшаться. Следовательно, и допустимая кратность баз должна также уменьшаться. В противном случае возможна нестабильная генерация одновременно на нескольких линиях.

При выборе варианта основного селектора необходимо учитывать вносимые им потери, которые определяют эффективную резкость. Юстируемый интерферометр допускает работу при малых углах наклона, но из-за неизбежной погрешности установка угла клина менее $0,5$ угл. с представляет серьезные трудности. С другой стороны, сплошные эталоны из кварцевого стекла при современной технологии изготовления обеспечивают клиновидность зазора порядка $0,1$ угл. с, но апертурные потери, вносимые такими эталонами, должны оцениваться исходя из предельного угла наклона $\vartheta_{\max} = \sqrt{\lambda/t}$. Увеличение числа последовательных ступеней селекции уменьшают ширину спектра, но одновременно с этим снижают энергию излучения.

Ширина спектра излучения лазера

При выводе соотношений для ширины спектра излучения были приняты следующие упрощающие предположения:

- потери предселектора постоянны и невелики. В случае использования в качестве предселекторов юстируемых интерферометров это достигается изменением толщины зазоров для работы при минимальных углах наклона;

- при расчете апертурных потерь, вносимых основным селектором, эти потери определяются исходной расходимостью излучения генератора в отсутствие селектора.

Последнее допущение основано на предположении малости возмущений, вносимых селектором в резонатор, поскольку именно при таком допущении применимы формулы (3) и (4). Кроме того, предполагая некоторое изменение угловой структуры пучка при двукратном за проход резонатора прохождении излучения через селектор, имеем в виду, что при прохождении далее пучка дважды через активный элемент практически восстанавливается угловая структура пучка, которая имеет место в отсутствие селектора.

Расчет ширины спектра излучения базировался на предположении, что доминирующим фактором при формировании спектра является пространственно неоднородное насыщение усиления [6]. При выводе формулы для определения ширины спектра излучения учитывалось соотношение между шириной контура потерь резонатора и пропусканием резонатора по мощности

$$\delta\lambda_p = (\gamma_0 / \ln 2)^{1/2} \delta\lambda_{pm}, \quad (12)$$

где $\gamma_0 = 2\ell \cdot k_n$ – показатель потерь излучения за обход резонатора.

С учетом последнего соотношения, а также сужения в $\sqrt{2}$ раз полосы пропускания резонатора за счет двойного прохода излучением селектора формула для расчета ширины линии [6] преобразована к виду

$$\delta\lambda_l = \left[3 \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{2 \cdot \sqrt{2 \ln 2} \cdot F_R} \right)^2 \cdot \gamma_0 \cdot \delta\lambda_m \cdot \left(1 - \frac{1}{X} \right) \right]^{1/3}, \quad (13)$$

где $\delta\lambda_m$ – межмодовый интервал, X – превышение мощности накачки над пороговой.

Для расчета параметров интерферометра-селектора необходимо было задаться углом клина в зазоре. Легко показать, пользуясь формулой (3), что угол клина α связан с изменением углового размера $\Delta\theta$ интерференционного кольца θ на диаметре a соотношением $\alpha \approx \frac{t}{a} \cdot \theta \cdot \Delta\theta$. Если связать точность визуальной настройки интерферометра с видимой угловой полушириной интерференционного максимума, то, используя выражения (2), а также выражение для дисперсии интерферометра при малых углах наклона $\frac{\partial\theta}{\partial\lambda} \approx (\lambda \cdot \theta)^{-1}$, получим $\alpha \approx \frac{\lambda}{a} \cdot (2F)^{-1}$.

При типичных значениях резкости внутрирезонаторного интерферометра $F \approx 5$ и диаметрах подложек 25 – 30 мм точность визуальной юстировки угла клина составит порядка 0,5 угл. с.

Специфика применения лазера в составе лидара предполагает непрерывную его работу в течение многих часов. Для определения долговременной стабильности в течение нескольких десятков часов угла клина проводились исследования на макете, включающем гелий-неоновый лазер, интерферометр на юстировочном столике, обеспечивающем возможность продольного перемещения в двух направлениях, и ПЗС матрицы, регистрирующей интерференционную картину. Конструкция интерферометра обеспечивала термостабилизацию в зазоре с точностью около 0,1° С. Клиновидность зазора оценивалась по изменению интерференционной картины при перемещениях интерферометра в плоскости, перпендикулярной направлению излучения.

Было установлено, что при тщательной юстировке зазора возможно обеспечить угла клина не хуже 0,5 угл. с. При условии постоянной термостабилизации в течение суток клиновидность зазора сохранялась в пределах 0,5 – 1 угл. с, при этом лучшая стабильность

имела место малых базах. Увеличение угла клина связано с механической деформацией инваровых прокладок и наиболее ощутимо в течение первых нескольких часов. Поэтому, учитывая требование долговременной стабильности в юстируемом варианте селектора расчет проводился при $\alpha = 0,7''$. Пропускание интерферометра-предселектора в обоих вариантах было принято равным 0,85. При расчетах потерь каждого селектора кроме апертурных потерь и потерь за счет непараллельности все остальные виды потерь учитывались константой $\rho_s = 0,05$. Вариант с эталоном рассчитывался с внутриврезонаторным телескопом с пропусканьем 0,9, кратность которого оптимизировалась по критерию максимальной эффективной энергии излучения. Варьируемыми параметрами в расчетах были длина АЭ, резкость эталона F и коэффициент отражения выходного зеркала резонатора. Глобальный максимум определялся методом полного перебора значений переменных с фиксированным шагом. В случае внутриврезонаторного эталона при оптимальной резкости селектора около 9 расчетная ширина спектра излучения была примерно на 20 % меньше, чем в юстируемом варианте для которого ширина линии была 11 нм при оптимальной резкости порядка 6,5.

Выводы

Получены соотношения для расчета полосы излучения лазера с дисперсионным резонатором на базе внутриврезонаторных интерферометров. Расчетные соотношения выведены с в приближении слабого возмущения поля резонатора внутриврезонаторными селекторами. Численные оценки показывают преимущество эталона в качестве основного селектора по сравнению с юстируемыми интерферометрами по критерию максимальной эффективной энергии. Полученные соотношения для максимальной кратности баз интерферометров и ширины спектра излучения позволяют выполнить расчет спектральных характеристик излучателя резонансного лидара на базе перестраиваемого лазера на красителях.

Список литературы: 1. Анохов, С.П., Марусий, Т.Я. Соскин М.С. Перестраиваемые лазеры. – М. : Радио и связь, 1982. – 360с. 2. Fricke, K.H., Von Zahn, U. Mesopause temperature derived from probing the hyperfine structure of the D_2 resonance line sodium by lidar // J. Atmos. Terr. Phys. – 1985. – V.47. – P.499-512. 3. Потери резонатора ОКГ с наклонным эталоном Фабри – Перо в качестве селектора частоты / Королев Ф.А., Гринь Л.Е., Короленко П.В. и др. // Журн. прикл. спектроскопии. – 1976. – Т.25, №6. – С.990-994 4. Михайлов, Л.К., Соловьев, А.А. Расчет и оптимизация параметров внутриврезонаторного интерферометра Фабри – Перо // Журн. прикл. спектроскопии. – 1981. – Т.34, №5. – С.898-908. 5. Басецкий, В.А., Зарудный, А.А. Модель генерационных характеристик излучателя резонансного лидара // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2010. – Вып 160. – С.124-129. 6. Методы расчета оптических квантовых генераторов / Под ред. Б.И. Степанова. – Минск : Наука и техника, 1968. – Т.2. – 656с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 06.05.2012