Дифракционные средства лазерной диагностики

     Дифракционные явления в оптике в обыденном представлении негативны, как причина ограниченности возможностей оптических систем, в том числе лазерных метрологических, навигационных и гироскопических приборов. Известны и полезные практические применения классической дифракции света, например, для измерения размеров отверстий, диаметров нитей и числа их в скрутке, показателей преломления и ряда других. Однако, есть важный аспект этих явлений - *дифракционное обратное рассеяние* (ДОР) на локальных неоднородностях в оптическом резонаторе, придающий им особый статус. Высокая чувствительность фазы результирующей ДОР к смещению *выделенной локальной неоднородности* (ВЛН) по оси резонатора лазера делает дифракцию средством управления характеристиками генерации как линейного, так и кольцевого лазера, а также тонким измерительным инструментом в области физических параметров. Укажем, например, возможность реализации внутрирезонаторного доплеровского измерителя скорости потока на основе ДОР, прямого измерения относительного превышения накачки над порогом и самих значений потерь резонатора и усиления активной среды [1] и др. В данной работе приведен пример достаточно простого определения на основе ДОР некоторых физических параметров, измерение которых традиционными способами считается весьма трудоемким, например: коэффициента конвективной теплоотдачи, величины поляризационного оптического дихроизма поглощения - по термической реакции ВЛН, определяющей ДОР в резонаторе лазера, на поглощаемую ею энергию оптического излучения.

     Запишем поля бегущих встречных волн в резонаторе лазера с частотой генерации w в виде
E2,1(z, t) = E2,1(t)exp{- j(w t ± kz + F2,1(t))}, где E1,2(t), F1,2(t) - медленные вещественные амплитуды и фазы волн, обозначим F(t)= F1(t) - F2(t) - разность фаз. В линейном лазере Fє Const(t), т.к. встречные волны жестко связаны отражением на зеркалах, а в кольцевом лазере F(t) зависит от присутствующих в резонаторе локальных неоднородностей (в т.ч. диафрагм), создающих кроме дополнительных потерь каждой из волн, также *линейную связь встречных волн* вследствие их обратного рассеяния. Обозначим M, Q - амплитуду и фазу результирующего (эффективного) комплексного коэффициента связи встречных волн на всех неоднородностях резонатора, создающих обратное рассеяние, m, u - амплитуду и фазу парциального коэффициента ДОР от одной выделенной локальной неоднородности. Характер зависимости фазы результирующего коэффициента связи Q от u (фазы ДОР на ВЛН) определяется соотношением амплитуд M, m. При m << M фаза Q мало чувствительна к изменениям u, однако, при m @ M фаза Q практически точно "следит" за u, а в промежуточных случаях Q следует u только в среднем за период (D Q = 2p в интервале D u = 2p). При использовании в качестве ВЛН *одномерной диафрагмы* (ОД) в плоскости z=z0 в виде тонкой отражающей металлической нити u = - 2kz0. Следовательно, в случае вклада ДОР от ОД, преобладающего над всеми прочими источниками обратного рассеяния, перемещение диафрагмы по оси z резонатора z0(t) приводит к управлению фазой Q результирующего обратного рассеяния через фазу u ДОР от ОД
Q (t) = u (t) = - 2kz0(t).

      Из укороченных уравнений для E1,2(t), F1,2(t), усредненных по объему резонатора с локальными неоднородностями, запишем e - потери за проход в резонаторе, I - безразмерную интенсивность одномодовой генерации и F - разность фаз встречных волн, не ограничиваясь слабым полем, но без учета пространственной модуляции заселенностей в поляризуемости активной среды и при I = (I1 + I2) >> Ѕ I1 - I2Ѕ в виде e = e 0 + *m* - M Cos(F + Q ); I = (c /e )2 - (1 + f2); F(t) = - Q (t) - Б (t); c , e 0 - усиление в активной среде и собственные потери резонатора без диафрагмы за проход, *m* - ординарные дифракционные потери, вносимые диафрагмой, f - безразмерная отстройка частоты w от центра линии активной среды, Б(t) - известная функция времени [2], зависящая от расщепления встречных волн и полосы захвата. В дифракционной картине от ОД - цилиндра радиуса r , в интерференционной составляющей интенсивности дальней зоны наблюдения в направлении j вне резонатора можно записать разность фаз дифрагированных встречных волн в геометрооптическом приближении F (t) = 2k [z0(t) - r 21/2 Sin(j /2 - p /2)] - F(t).В линейном лазере (F = Const(t)) модуляция интенсивности I(t), обусловленная e (t), как и Ф(t) в дифракционной картине, однозначно характеризуют перемещение диафрагмы z0(t) по оси z.

      *В экспериментах в линейном лазере ОД в виде медной нити радиуса r =30 мкм* и длиной l0=50 мм, перпендикулярной оси z резонатора, *имела форму дуги стрелкой вдоль z* с высотой сегмента d0 » 2 мм. *Проявление ДОР от ОД* состояло в том, что при прерывании потока энергии, освещающего участок ОД, погруженный в лазерный пучок с длиной волны l = 0.63 мкм, в интенсивности генерации I(t) и в дифракционной картине Ф(t) *возникали колебания длиной h макс= (3 - 5) периодов с затухающей частотой.* Детальное исследование проводилось с применением для управления ДОР от ОД внешних лазерных пучков ТМ или ТЕ поляризованных по отношению к нити, фокусируемых на заданный участок нити, прерываемых заслонкой. Постоянная времени затухания t практически не зависела от обстоятельств опытов, но асимптотическое значение h*макс* существенно зависело от поляризации и интенсивности пучка, освещающего участок нити ОД, отражающих свойств материала нити, высоты сегмента d0 и была аддитивна при совместном освещении участка нити несколькими пучками с разных сторон. Это позволило объяснить реакцию ОД на изменение интенсивности изменением фазы ДОР от ОД (играющей роль ВЛН) вследствие перемещения по оси z участка нити, погруженного в световой пучок, на величину h = 2(D z0)/l , h(t) = h макс (1 - et/t ) по причине некоторого изменения (D d) стрелки дуги нити ОД при ее термическом удлинении вследствие изменения поглощаемой оптической мощности. При мощности излучения внешнего источника W » 1.5 мВт максимальная величина hмакс= 5 получена с TE поляризацией света, а с TM вдвое меньше (это объяснено различием коэффициентов поглощения q). Время релаксации t при такой аппроксимации, усредненное по большому числу экспериментальных кривых, t = {0.21 ± 0.03] c.

     Расчет удлинения нити в виде дуги большого радиуса с закрепленными концами показал, что приращение стрелки прогиба много больше удлинения нити |D l|<< |D d| << d. Расчет удлинения однородной нити при нагреве D l(t) удобно вести через приращение температуры DT(t)=T(t)-T0 среднее по ее длине (T0 - температура термостата, черта снизу означает среднее по длине нити), которое определяется интегральным приращением количества тепла по всей нити DQ(t)=Q(t)-Q0 и не зависит от его распределения по длине. В таких приближениях связь D T(t) c h (t) получена в виде DT(t) = h (t)(8l d0)/(3a l02), где a - коэффициент термического расширения. Для интерпретации экспериментальных результатов средний нагрев нити DT(t) ищем в рамках задачи теплопроводности для однородного цилиндра конечной длины с термостатированными при T0 концами и конвективной теплоотдачей с боковой поверхности в воздушный термостат при T0 , излучение с боковой поверхности не учитывается. Цилиндр нагревается локальным источником мощностью P по кольцу в плоскости x=x0, распределением температуры по радиусу пренебрегаем, решаем одномерную задачу для В =T(x,t) (0<x<l) с граничными и начальными условиями T(0,t)=T(l,t)=T(x,0)=T0 в виде ¶ В / ¶ t = A2 ¶ 2В / ¶ x2 - c (В -T0) + G(x,t), где G(x,t) = (P/(mнcv))g(t)d (x-x0) - функция возмущения внешним источником, g(t) - ступенчатая функция включения; mн=m p r 2l0 - полная масса нити с плотностью m , A = [b /(m cv)]1/2, c = k/(a m cv); A, b , k - коэффициенты температуропроводности, теплопроводности и конвективной теплоотдачи, cv - теплоемкость. Решение для D T(x,t) = В -T0, усредненное по длине нити, имеет вид D T(t) = 4P/(p mнcv)S i [Sin((2i+1)p x0/l0) (1- e-t/ q) / ((2i+1)q i)] , где обозначено q i-1 = [c + g (2i+1)2], g = (p A/l0)2, индекс суммирования 0 < i < Ґ . Для качественного сравнения экспериментальных результатов с приводимой здесь теоретической интерпретацией реакции ОД достаточно учета 1-2 членов ряда (быстрая сходимость при не очень больших c/g ). При учете одного члена (i =0) запишем DTмакс » 4PSin(px0/l0)[1 - e-(c+g )t] / [p mнcv(c+g)]. Видно, что все отмеченные особенности экспериментально наблюдаемой реакции ОД хорошо качественно описываются на основе такой модели при соотношениях t = (с+g)-1, hмакс = 1.5 Wq[tal02/(pld0mнcv)] Sin(px0/d0), где q - поляризационный коэффициент поглощения, зависящий от материала нити. Рассчитанное по этим данным 1/g = 1.84c >> t показывает, что скорость релаксации реакции ОД определяется преимущественно скоростью конвективной теплоотдачи (c >> g). По найденному c = (t -1 - g) = 4.22 c-1 определен коэффициент конвективной теплоотдачи k = 1.09Г (Г = 10-2 Вт/см2град, учет второго члена ряда увеличивает k на » 10%), близкий с известными эмпирическими значениями (1.1 - 1.9)Г для контакта металлического цилиндра с воздухом. Экспериментально определенное соотношение для TM, TE поляризации падающего поля h макс(TE) / h макс(TM) » 2 непосредственно дает величину поляризационного дихроизма поглощения света объектом, используемым в качестве ОД, измерение которого другими способами затруднительно [3], а расчет требует строгого учета качества поверхности исследуемого образца. Это показывает перспективность использования ДОР как инструмента физических и прикладных исследований.

Литература

В.Н.Смирнов, Г.А.Строковский // Сибирский физико-технический журнал - 1992, вып.2, с.121-127.

Э.Е.Фрадкин и др. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах.-М.: Наука,1974.- 416с.

А.Б.Катрич // ЖТФ, 1983., вып.3, с.604 - 605.